



**HAL**  
open science

# Caractérisation expérimentale thermo-aéraulique d'un jet transverse impactant ou non, en turbulence de conduite

Pierre Fougairolle

► **To cite this version:**

Pierre Fougairolle. Caractérisation expérimentale thermo-aéraulique d'un jet transverse impactant ou non, en turbulence de conduite. Physique [physics]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2009. Français. NNT: . tel-00491868

**HAL Id: tel-00491868**

**<https://theses.hal.science/tel-00491868>**

Submitted on 14 Jun 2010

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

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

Université Joseph Fourier - Grenoble I  
**THÈSE**  
pour obtenir le grade de  
**DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER - GRENOBLE I**

Ecole Doctorale I-MEP2  
Spécialité : Mécanique des fluides, Energétique, Procédés

présentée par  
**PIERRE FOUGAIROLLE**

Directeur de thèse : **Yves GAGNE**

**CARACTÉRISATION EXPÉRIMENTALE  
THERMO-AÉRAULIQUE D'UN JET TRANSVERSE  
IMPACTANT OU NON, EN TURBULENCE DE  
CONDUITE**

Soutenue publiquement le 8 juillet 2009 devant le jury composé de :

M.	C.	Baudet	Président
M.	F.	Anselmet	Rapporteur
M.	L.	Djenidi	Rapporteur
M.	P.	Sagaut	Examineur
M.	Y.	Gagne	Directeur de thèse
M.	E.	Hervieu	Co-directeur
M.	J.-P.	Moro	Encadrant

Préparée au CEA Grenoble DEN/DTN/SE2T/LIEX  
CEA Grenoble, 17 rue des Martyrs  
38054 Grenoble CEDEX 9



## Remerciements

Je souhaite tout d'abord remercier les membres du jury qui ont accepté de juger ce travail : M. Lyazid DJENIDI, professeur à l'Université de Newcastle en Australie, et M. Fabien ANSELMET, professeur à l'IRPHE (Université de Marseille), pour avoir assumé le rôle de rapporteur et rendu une critique précise du manuscrit en un temps record. Je remercie également M. Christophe BAUDET, professeur au LEGI (UJF/INPG), d'avoir bien voulu présider ce jury, et M. Pierre SAGAUT, Professeur au laboratoire IJLRA de l'Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, d'avoir accepté d'en faire partie.

Je remercie également Eric HERVIEU, chef du LIEX, de m'avoir accueilli dans son laboratoire, depuis mes premiers pas de stagiaire sur TRANSAT jusqu'à la fin de la thèse. Merci pour les moyens que tu as mis à notre disposition, ton soutien et ta confiance concernant le travail accompli, et pour ton support informatique, notamment sur Labview !

Je remercie tout particulièrement Yves GAGNE, professeur au LEGI, d'avoir accepté de diriger ma thèse, et surtout de s'être autant investi malgré ses diverses activités et son emploi du temps (très) chargé ! Je n'aurais pu espérer avoir un meilleur directeur de thèse. J'ai beaucoup apprécié ton soutien, ton enthousiasme et ta culture générale et scientifique que tu as le don de faire facilement partager. Merci également de m'avoir ouvert ton bureau et de t'être rendu disponible pendant la phase de rédaction ; cela s'est avéré être un accompagnement important durant cette période, pour ne pas dire nécessaire.

Je souhaite aussi adresser un Merci spécial pour Jean-Paul MORO bien sûr, chercheur au LIEX, qui m'a encadré. Merci pour ces quatre années en cumulé passées ensemble, pour ce que tu m'as transmis sur la métrologie et l'anémométrie, mais aussi - et surtout ? - pour tout le reste, les discussions ampélographiques par exemple. Je suis très heureux d'avoir travaillé avec toi.

Merci également à tous ceux que j'ai croisés ou avec qui j'ai eu l'occasion de travailler pendant cette thèse, l'ensemble du personnel du LIEX pour son accueil et sa sympathie, et les différents stagiaires avec qui j'ai passé d'agréables moments. Je pense également à Christophe Brun sans qui je ne serais probablement pas arrivé au pied des Alpes et qui a donc une responsabilité importante dans l'existence de ce travail !

Enfin, je remercie ma famille, ma mère, ma grand-mère, mes tantes, mon frère, mes cousins et mes amis d'être là et d'être ainsi. Sans eux il manquerait une part de ce que je suis, inutile de dire alors à quel point ils et elles comptent pour moi... Merci pour tout !



# TABLE DES MATIÈRES

---

<b>1</b>	<b>Introduction et Problématique</b>	<b>1</b>
1.1	Motivation de l'étude . . . . .	1
1.1.1	Problème industriel du point de vue du CEA . . . . .	1
1.1.2	Problématique de l'interaction du "Jet In Crossflow" . . . . .	2
1.2	Revue bibliographique du "Jet In Crossflow" . . . . .	4
1.2.1	Caractéristiques globales du JICF . . . . .	4
1.2.2	Mécanismes, structures instationnaires . . . . .	10
1.2.3	Quelques aspects bibliographiques complémentaires . . . . .	17
1.2.4	Configurations différentes du JICF "académique" . . . . .	20
1.2.5	Résumé . . . . .	24
1.3	Contexte et objectifs . . . . .	25
1.3.1	Cadre de l'étude . . . . .	25
1.3.2	Plan du travail . . . . .	26
<b>2</b>	<b>Conditions expérimentales : la soufflerie TRANSAT</b>	<b>29</b>
2.1	Pourquoi une soufflerie en boucle fermée . . . . .	29
2.2	Description de la soufflerie . . . . .	31
2.2.1	Le circuit principal . . . . .	32
2.2.2	Le circuit secondaire . . . . .	33
2.3	La veine d'étude . . . . .	34
2.4	Conditions aux limites requises pour l'étude . . . . .	37
2.4.1	Conditions thermo-aérauliques antérieures . . . . .	37
2.4.2	Caractéristiques cinématiques . . . . .	42
2.4.3	Caractéristiques thermiques . . . . .	45
<b>3</b>	<b>Métrologie thermo-anémométrique</b>	<b>53</b>
3.1	Besoin métrologique . . . . .	53
3.2	Rappels des principes de la thermo-anémométrie fil chaud / fil froid .	55
3.3	Les sondes . . . . .	56

3.3.1	La mesure de vitesse : le fil “Wollaston” . . . . .	56
3.3.2	La mesure de température . . . . .	65
3.3.3	Sondes réalisées au LIEX . . . . .	66
3.4	Le thermomètre du LIEX . . . . .	71
3.4.1	Architecture et fonctionnement du circuit . . . . .	71
3.4.2	Dépendance à la température du local . . . . .	72
3.4.3	Performances . . . . .	73
3.5	L’anémomètre à tension constante du LIEX . . . . .	75
3.5.1	Rappel sur les systèmes anémométriques . . . . .	75
3.5.2	Principe de fonctionnement . . . . .	77
3.5.3	Performances . . . . .	79
3.6	Les étalonnages . . . . .	81
3.6.1	La soufflerie d’étalonnage . . . . .	81
3.6.2	Etalonnage du fil froid . . . . .	82
3.6.3	Etalonnage du fil chaud . . . . .	84
3.7	Le système d’acquisition . . . . .	93
<b>4</b>	<b>Étude qualitative globale</b>	<b>97</b>
4.1	Protocole expérimental . . . . .	98
4.1.1	Matériel utilisé . . . . .	98
4.1.2	Réglages . . . . .	98
4.2	Conventions . . . . .	98
4.3	Visualisations en sortie de jet . . . . .	99
4.4	Coupes horizontales $(X, Y)$ . . . . .	101
4.4.1	Plan médian horizontal $Z/L_j = 0$ . . . . .	101
4.4.2	Coupe horizontale en $Z/L_j = -0.5$ . . . . .	106
4.4.3	Coupe horizontale en $Z/L_j = -1.125$ . . . . .	107
4.5	Développement du jet . . . . .	111
4.5.1	Section verticale du jet en $Y/L_j = 0.625$ . . . . .	111
4.5.2	Section verticale du jet en $Y/L_j = 1.25$ . . . . .	111
4.5.3	Section verticale du jet en $Y/L_j = 2.5$ . . . . .	114
4.6	Effet de confinement 3D . . . . .	116
4.6.1	Sections verticales $(Y, Z)$ perpendiculaires à l’axe X de la veine	116

4.6.2	Coupe horizontale en $Z/L_j = -1.75$ . . . . .	121
4.6.3	Sections verticales $(X, Z)$ parallèles à l'axe X de la veine . . .	123
4.7	Etude de l'impact . . . . .	127
4.7.1	Plans verticaux $(X, Z)$ perpendiculaires à l'axe du jet . . . . .	127
4.7.2	Plans $(Y, Z)$ au centre des tourbillons de recirculation . . . . .	130
4.8	Ligne centrale et enveloppe du jet . . . . .	133
4.8.1	Ligne centrale . . . . .	133
4.8.2	Enveloppes amont et aval . . . . .	140
4.8.3	Résumé . . . . .	143
4.8.4	Comparaison avec les mesures de température . . . . .	143
<b>5</b>	<b>Étude locale du jet</b> . . . . .	<b>147</b>
5.1	Le régime sans interaction (exemple du rapport $r = 3.3$ ) . . . . .	148
5.1.1	Plan médian horizontal ( $Z/L_j = 0$ ) . . . . .	148
5.1.2	Sortie du jet . . . . .	150
5.1.3	Zone de pénétration . . . . .	153
5.1.4	Zone de développement . . . . .	158
5.1.5	Flux turbulents . . . . .	171
5.2	Le régime d'impact (exemple $r = 9.4$ ) . . . . .	178
5.2.1	Plan médian horizontal ( $Z/L_j = 0$ ) . . . . .	178
5.2.2	Sortie de jet et zone de pénétration/développement . . . . .	183
5.2.3	Impact . . . . .	200
5.2.4	Effet de confinement 3D . . . . .	201
5.2.5	Flux turbulents . . . . .	211
5.3	Décroissance du scalaire . . . . .	216
5.4	Dynamique instationnaire, analyse spectrale . . . . .	217
5.5	Echelles internes du scalaire . . . . .	230
<b>6</b>	<b>Conclusion</b> . . . . .	<b>235</b>
	<b>Bibliographie</b> . . . . .	<b>237</b>



# TABLE DES FIGURES

---

1.1	Exemple de JICF : évacuation de cheminées industrielles . . . . .	3
1.2	Configuration du “jet in crossflow” dans le plan de symétrie . . . . .	5
1.3	Trajectoires expérimentales de Kamotani & Greber (1972) . . . . .	8
1.4	Lignes de décroissance de la concentration de Smith & Mungal (1998) . . . . .	10
1.5	Structures dominantes du “jet in crossflow” . . . . .	11
1.6	Lignes de courant du tourbillon en “fer à cheval” . . . . .	12
1.7	Systèmes tourbillonnaires visualisés par Fric & Roshko (1989) . . . . .	12
1.8	Structures de sillage visualisées par Fric & Roshko (1989) . . . . .	14
1.9	Mécanisme de formation des CVP . . . . .	16
1.10	Réorientation des lignes de vorticité . . . . .	16
2.1	Schéma du tunnel en circuit ferm�e TRANSAT . . . . .	31
2.2	Circuit auxiliaire de TRANSAT . . . . .	34
2.3	Veine d’essais TRANSAT . . . . .	36
2.4	Schémas et conventions de la veine d’essais TRANSAT . . . . .	36
2.5	Profils statistiques de vitesse pour $U_\infty = 0.75 \text{ m.s}^{-1}$ . . . . .	38
2.6	Profils statistiques de vitesse pour $U_\infty = 2.6 \text{ m.s}^{-1}$ . . . . .	39
2.7	Profils de vitesse horizontaux mesur�es au tube de Pitot . . . . .	40
2.8	Gradient de température observ�e selon l’axe vertical central en entrée du canal principal . . . . .	41
2.9	Abaque des vitesses dans la veine en fonction des réglages des deux variateurs . . . . .	43
2.10	Abaque des vitesses du jet en fonction des réglages des deux variateurs . . . . .	43
2.11	Cartographies de vitesse moyenne et d’écart type en sortie de jet . . . . .	46
2.12	Gradient de température en paroi latérale de la section d’essai . . . . .	47
2.13	Gradient de température vertical en entrée de veine pour deux valeurs de vitesse amont . . . . .	49
2.14	Gradient de température vertical en entrée de veine pour deux valeurs de vitesse amont, après modifications . . . . .	50
2.15	Profil d’écart-type de température dans la veine d’essais . . . . .	51

2.16	Profil horizontal de température et d'écart type des fluctuations en sortie de jet . . . . .	52
3.1	Schéma d'une sonde anémométrique à fil . . . . .	55
3.2	Bilan de puissance sur une tranche $dx$ de fil . . . . .	58
3.3	Profils de température pour des fils de platine rhodié-10% et de tungstène de $2.5\mu\text{m}$ de diamètre à $U = 10\text{m.s}^{-1}$ . . . . .	59
3.4	Sonde à fil chaud de Ligrani et Bradshaw . . . . .	62
3.5	Vitesse normalisée dans la sous-couche visqueuse et la zone tampon, $d = 0.625\mu\text{m}$ . . . . .	62
3.6	Réponse du fil chaud à l'énergie cinétique turbulente longitudinale en fonction de la longueur du fil et de son diamètre. . . . .	63
3.7	Réponse du fil chaud à l'énergie cinétique turbulente longitudinale en fonction du rapport longueur sur diamètre du fil et de son diamètre. . . . .	64
3.8	Prototype de sonde en X miniature de Ligrani . . . . .	64
3.9	Prototype de sonde à deux fils parallèles développée au LIEX . . . . .	67
3.10	Profils de température pour une vitesse de $10\text{m.s}^{-1}$ (Fil de Wollaston) . . . . .	69
3.11	Comparaison de la loi "cosinus" avec la loi expérimentale . . . . .	70
3.12	Schéma électronique de principe du thermomètre à courant constant (LIEX) . . . . .	72
3.13	Exemple de densité spectrale de variance des fluctuations thermiques . . . . .	74
3.14	Tension aux bornes du capteur en fonction de la vitesse suivant le mode d'asservissement électronique . . . . .	76
3.15	Schéma électronique de principe de l'anémomètre à tension constante (LIEX) . . . . .	78
3.16	Exemple de densité spectrale d'énergie du CVA . . . . .	80
3.17	Schéma de la soufflerie d'étalonnage . . . . .	81
3.18	Exemple d'étalonnage du CCA . . . . .	84
3.19	Exemple de loi d'étalonnage . . . . .	85
3.20	Exemple d'étalonnage aux vitesses usuelles . . . . .	86
3.21	$A_{fc}=f(T_\infty)$ . . . . .	86
3.22	$B_{fc}=f(T_\infty)$ . . . . .	87
3.23	Exposant $n$ en fonction de $l_w/d_w$ aux vitesses usuelles . . . . .	89
3.24	$h = f(U^{0.45})$ . . . . .	90
3.25	Exemple d'étalonnage à basses vitesses . . . . .	91
3.26	Exposant $n$ en fonction de $l_w/d_w$ aux basses vitesses . . . . .	91

3.27	Schéma du phénomène de pontage thermique autour du fil chaud . . .	92
3.28	Température du fil froid en fonction de la vitesse . . . . .	93
3.29	Densité de bruit des voies de la carte d'acquisition NI-4472 . . . . .	94
4.1	Localisation de la visualisation . . . . .	100
4.2	Visualisation de l'écoulement en sortie de jet . . . . .	100
4.3	Localisation du plan de mesure (X,Y) en $Z/L_j = 0$ . . . . .	102
4.4	Vues instantanées (X,Y) en $Z = 0$ . . . . .	103
4.5	Vues moyennées (X,Y) en $Z = 0$ . . . . .	104
4.6	Localisation des maxima de niveaux de gris . . . . .	105
4.7	Résumé des régimes d'écoulement et des rapports de vitesse critiques	106
4.8	Vues instantanées (X,Y) en $Z/L_j = -0.5$ . . . . .	108
4.9	Vues moyennées (X,Y) en $Z/L_j = -0.5$ . . . . .	109
4.10	Vues instantanées (X,Y) en $Z/L_j = -1.125$ . . . . .	110
4.11	Localisation des plans de mesure (X,Z) à différents $Y/L_j$ . . . . .	111
4.12	Vues instantanées (X,Z) en $Y/L_j = 0.625$ . . . . .	112
4.13	Vues instantanées (X,Z) en $Y/L_j = 1.25$ . . . . .	113
4.14	Vues instantanées (X,Z) en $Y/L_j = 2.5$ . . . . .	115
4.15	Localisation des plans de mesure (Y,Z) à différents $X/L_j$ . . . . .	116
4.16	Vues instantanées (Y,Z) en $X/L_j = 0$ . . . . .	117
4.17	Schématisation du phénomène observé suivant le régime . . . . .	118
4.18	Vues instantanées (Y,Z) aux "points d'impact" . . . . .	119
4.19	Vues instantanées (Y,Z) en $X/L_j = 2.5$ . . . . .	120
4.20	Vues instantanées (X,Y) en $Z/L_j = -1.75$ . . . . .	122
4.21	Vues instantanées (X,Z) en $Y/L_j = 3.75$ . . . . .	124
4.22	Vues instantanées (X,Z) en $Y/L_j = 5$ . . . . .	125
4.23	Vues instantanées (X,Z) en $Y/L_j = 6.25$ . . . . .	126
4.24	Vues instantanées (X,Z) en $Y/L_j = 7.375$ . . . . .	128
4.25	Vues instantanées (X,Z) en $Y/L_j = 7.125$ . . . . .	129
4.26	Vues instantanées (X,Z) en $Y/L_j = 6.875$ . . . . .	131
4.27	Vues instantanées (Y,Z) aux "points de recirculation" . . . . .	132
4.28	Localisation des maxima de niveaux de gris . . . . .	134
4.29	Isos-valeurs de niveaux de gris adimensionnalisés ( $\zeta^*$ ) en $Y/L_j = 1.25$ . $r = 9.4$ . . . . .	136

4.30	Isos-valeurs de niveaux de gris adimensionnalisés ( $\zeta^*$ ) en $Y/L_j = 2.5$ et $Y/L_j = 3.75$ . $r = 9.4$ . . . . .	136
4.31	Lignes moyennes tirées des niveaux de gris et corrélation associée pour les différents rapports de vitesses . . . . .	139
4.32	Données sur les lignes moyennes de Kamotani et comparaison avec notre corrélation . . . . .	140
4.33	Enveloppes amont et aval du jet tirées des niveaux de gris et corréla- tions associées pour les différents rapports de vitesses . . . . .	142
4.34	Comparaison des lignes caractéristiques du jet pour les trois régimes d'écoulement . . . . .	144
4.35	Comparaison des lignes caractéristiques du jet avec les mesures de température pour les rapports 3.3 et 9.4 . . . . .	145
5.1	Cartographies des grandeurs statistiques de température dans le plan médián horizontal . . . . .	149
5.2	Localisation des plans de mesure (X,Z) . . . . .	150
5.3	Cartographie des grandeurs statistiques de température en $Y/L_j =$ $0.025$ . . . . .	151
5.4	Cartographie des grandeurs statistiques de vitesse en $Y/L_j = 0.06$ . .	152
5.5	Profils de vitesse médians en sortie de jet . . . . .	153
5.6	Cartographies des grandeurs statistiques de température en $Y/L_j =$ $0.25$ . . . . .	154
5.7	Cartographies des grandeurs statistiques de température en $Y/L_j = 0.5$	155
5.8	Cartographies des grandeurs statistiques de température en $Y/L_j =$ $0.75$ . . . . .	156
5.9	Visualisation par LIF des tourbillons de coin dans le champ proche d'un jet carré . . . . .	157
5.10	Localisation des plans de mesure (Y,Z) . . . . .	158
5.11	Cartographies des grandeurs statistiques de température en $X/L_j = 1$	160
5.12	Cartographies des grandeurs statistiques de température en $X/L_j = 3$	161
5.13	Cartographies des grandeurs statistiques de température en $X/L_j = 6$	162
5.14	Cartographies des grandeurs statistiques de température en $X/L_j = 8.5$	163
5.15	Cartographies des grandeurs statistiques de $\sqrt{u^2 + w^2}$ en $X/L_j = 3$ .	167
5.16	Cartographies des grandeurs statistiques de $\sqrt{u^2 + v^2}$ en $X/L_j = 3$ . .	168
5.17	Cartographies des grandeurs statistiques de $\sqrt{u^2 + v^2}$ en $X/L_j = 6$ . .	169
5.18	Cartographies des grandeurs statistiques de $\sqrt{u^2 + v^2}$ en $X/L_j = 8.5$ .	170

5.19 Flux des valeurs moyennes $\langle \sqrt{u^2 + w^2} \rangle T^*$ et des fluctuations $\langle \sqrt{u^2 + w^2} \theta' \rangle$ en $X/L_j = 3$ . $r = 3.3$ . . . . .	174
5.20 Flux des valeurs moyennes $\langle \sqrt{u^2 + v^2} \rangle T^*$ et des fluctuations $\langle \sqrt{u^2 + v^2} \theta' \rangle$ en $X/L_j = 3$ . $r = 3.3$ . . . . .	175
5.21 Flux des valeurs moyennes $\langle \sqrt{u^2 + v^2} \rangle T^*$ et des fluctuations $\langle \sqrt{u^2 + v^2} \theta' \rangle$ en $X/L_j = 6$ . $r = 3.3$ . . . . .	176
5.22 Flux des valeurs moyennes $\langle \sqrt{u^2 + v^2} \rangle T^*$ et des fluctuations $\langle \sqrt{u^2 + v^2} \theta' \rangle$ en $X/L_j = 8.5$ . $r = 3.3$ . . . . .	177
5.23 Cartographies des grandeurs statistiques de température en $Z/L_j = 0$	179
5.24 Cartographies des grandeurs statistiques de $\sqrt{u^2 + v^2}$ en $Z/L_j = 0$ . .	180
5.25 Comparaison entre les lignes des maxima de $\theta$ et $\langle \sqrt{u^2 + v^2} \rangle$ . . . .	182
5.26 $\langle \sqrt{u^2 + v^2} \rangle$ et vecteurs 2D en $Z/L_j = 0$ . . . . .	182
5.27 Lignes de courant dans le plan médian obtenues par New et al. . . . .	183
5.28 Localisation des plans de mesure (Y,Z) . . . . .	183
5.29 Cartographies des grandeurs statistiques de température en $Y/L_j = 0.1185$	
5.30 Cartographies des grandeurs statistiques de température en $Y/L_j = 0.625$ . . . . .	186
5.31 Grandeurs statistiques de température en $Y/L_j = 1.25$ . $r = 9.4$ . . . .	187
5.32 Grandeurs statistiques de température en $Y/L_j = 2.5$ . $r = 9.4$ . . . .	189
5.33 Grandeurs statistiques de température en $Y/L_j = 3.75$ . $r = 9.4$ . . . .	190
5.34 Grandeurs statistiques de température en $Y/L_j = 5$ . $r = 9.4$ . . . .	192
5.35 Grandeurs statistiques de température en $Y/L_j = 6.25$ . $r = 9.4$ . . . .	193
5.36 Grandeurs statistiques de température en $Y/L_j = 6.875$ . $r = 9.4$ . . . .	194
5.37 Valeur moyenne et écart-type de $\sqrt{u^2 + w^2}$ en $Y/L_j = 1.25$ . $r = 9.4$ .	197
5.38 Valeur moyenne et écart-type de $\sqrt{v^2 + w^2}$ en $Y/L_j = 3.75$ . $r = 9.4$ .	198
5.39 Valeur moyenne et écart-type de $\sqrt{u^2 + v^2}$ en $Y/L_j = 3.75$ . $r = 9.4$ .	199
5.40 Cartographies des grandeurs statistiques de température en $Y/L_j = 7.125$ . . . . .	200
5.41 Localisation des plans de mesure (Y,Z) . . . . .	202
5.42 Vue instantanée (Y, Z) en $X/L_j = 0$ . . . . .	202
5.43 Cartographies des grandeurs statistiques de température en $X/L_j = 0$	203
5.44 Vue instantanée (Y, Z) en $X/L_j = 1.25$ . . . . .	204
5.45 Cartographies des grandeurs statistiques de température en $X/L_j = 1$	205
5.46 Vue instantanée (Y, Z) en $X/L_j = 2.5$ . . . . .	206
5.47 Cartographies des grandeurs statistiques de température en $X/L_j = 3$	207

5.48	Cartographies des grandeurs statistiques de température en $X/L_j = 7$	209
5.49	Cartographies des grandeurs statistiques de température en $X/L_j = 10$	210
5.50	Localisation des plans de mesure (X,Z) . . . . .	211
5.51	Flux des valeurs moyennes $\langle \sqrt{v^2 + w^2} \rangle T^*$ et des fluctuations $\sqrt{v^2 + w^2} \theta'$ en $Y/L_j = 1.25$ . $r = 9.4$ . . . . .	213
5.52	Flux des valeurs moyennes $\langle \sqrt{v^2 + w^2} \rangle T^*$ et des fluctuations $\sqrt{v^2 + w^2} \theta'$ en $Y/L_j = 3.75$ . $r = 9.4$ . . . . .	214
5.53	Flux des valeurs moyennes $\langle \sqrt{v^2 + u^2} \rangle T^*$ et des fluctuations $\sqrt{v^2 + u^2} \theta'$ en $Y/L_j = 3.75$ . $r = 9.4$ . . . . .	215
5.54	Décroissance de la température adimensionnée en fonction de l'abs- cisse curviligne adimensionnée . . . . .	216
5.55	Schéma synthétique des lois de décroissance . . . . .	218
5.56	Localisation des points. Cas $r = 9.4$ . . . . .	219
5.57	Spectre de variance des fluctuations de température et cinématiques au point $\textcircled{A}$ . . . . .	221
5.58	Spectre de variance des fluctuations de température et cinématiques au point $\textcircled{B}$ . . . . .	222
5.59	Spectre de variance des fluctuations de température et cinématiques au point $\textcircled{C}$ . . . . .	223
5.60	Spectre de variance des fluctuations de température et cinématiques au point $\textcircled{D}$ . . . . .	224
5.61	Spectre de variance des fluctuations de température aux points $\textcircled{E}$ et $\textcircled{F}$ . . . . .	225
5.62	Spectre de variance des fluctuations de température et cinématiques au point $\textcircled{G}$ . . . . .	226
5.63	Exemples de signaux temporels et pdf associées . . . . .	231
5.64	Profils de température adimensionnée dans le plan médian horizontal pour différentes distances avales . . . . .	232
5.65	Fonctions densité de probabilité adimensionnées des fluctuations de température au "point chaud" du jet pour différentes distances avales	234

# NOTATIONS ET SYMBOLES

---

$A, B$	Coefficients de la loi de variation du fil froid
$A_{fc}, B_{fc}$	Coefficients de la loi de King
$\mathcal{A}$	Section du fil
$a$	Diffusivité thermique
$a_w$	Coefficient de surchauffe du fil
$C_p$	Chaleur spécifique
$d_j$	Diamètre hydraulique du canal du jet
$d_w$	Diamètre du fil
$E$	Tension
$\hat{E}_x$	Densité spectrale d'énergie de la fluctuation $x$
$e$	Energie
$f$	Fréquence
Gr	Nombre de Grashof
$g$	Constante gravitationnelle
$h$	Coefficient d'échange
$k$	Conductivité thermique
$H$	Hauteur
$I, i$	Courant
$J$	Rapport des flux de quantité de mouvement
$L$	Longueur
$l_w$	Longueur active du fil
$m$	Masse
$n$	Exposant de la loi de King
Nu	Nombre de Nusselt
$P(x)$	Probabilité de $x$
$\mathcal{P}$ ou $W$	Puissance électrique
$Q$	Puissance échangée
Pr	Nombre de Prandtl

$r$	Rapport de vitesse
$R$	Résistance
$Re$	Nombre de Reynolds
$Ri$	Nombre de Richardson
$\mathcal{S}$	Surface latérale du fil
$s$	Abscisse curviligne
$St$	Nombre de Strouhal
$U_\infty$	Vitesse amont de l'écoulement
$u, v, w$	Composantes de vitesse suivant les axes X,Y et Z
$V_s$	Tension de sortie de l'anémomètre / du thermomètre

## Lettres grecques

$\alpha$	Diffusivité thermique
$\alpha_j$	Angle de déflexion du jet
$\gamma$	Sensibilité thermique (ou coefficient de variation de résistance avec la température)
$\delta_j$	Angle d'entrée du jet dans l'écoulement principal
$\zeta$	Niveau de gris
$\eta$	Echelle de dissipation de Kolmogorov
$\theta$	Température : $\theta = \langle T \rangle + \theta'$
$\lambda$	Conductibilité thermique
$\mu$	Viscosité dynamique
$\nu$	Viscosité cinématique
$\rho$	Masse volumique du fluide
$\sigma$	Constante de Stefan
$\sigma_x$	Ecart-type de $x$
$\tau$	Constante de temps
$\phi$	Angle entre le fil et la direction de l'écoulement

## Indices et exposants

<i>CCA</i>	Anémomètre à courant constant
<i>CVA</i> ou <i>fc</i>	Anémomètre à tension constante
<i>j</i>	Jet
<i>ref</i> ou 0	Référence
<i>w</i>	Fil
$\infty, c$	Écoulement principal (Crossflow)
'	Grandeur fluctuante
*	Grandeur adimensionnée



# INTRODUCTION ET PROBLÉMATIQUE

---

## Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Motivation de l'étude</b>	<b>1</b>
1.1.1	Problème industriel du point de vue du CEA	1
1.1.2	Problématique de l'interaction du "Jet In Crossflow"	2
<b>1.2</b>	<b>Revue bibliographique du "Jet In Crossflow"</b>	<b>4</b>
1.2.1	Caractéristiques globales du JICF	4
1.2.2	Mécanismes, structures instationnaires	10
1.2.3	Quelques aspects bibliographiques complémentaires	17
1.2.4	Configurations différentes du JICF "académique"	20
1.2.5	Résumé	24
<b>1.3</b>	<b>Contexte et objectifs</b>	<b>25</b>
1.3.1	Cadre de l'étude	25
1.3.2	Plan du travail	26

---

## 1.1 Motivation de l'étude

### 1.1.1 Problème industriel du point de vue du CEA

Au cours des dernières années, le CEA a dû répondre à certains des enjeux importants de l'industrie nucléaire tels que :

- la compréhension et la maîtrise du phénomène de fatigue thermique,
- l'amélioration de l'évaluation des marges de fonctionnement et l'allongement de la durée de vie des réacteurs,
- l'entreposage des combustibles usagés.

Dans cet objectif, la Direction de l'Energie Nucléaire (DEN/DSOE) a bâti une stratégie destinée à développer une nouvelle génération d'outils de simulation en thermohydraulique, parmi lesquels figure le code de simulation turbulente TRIO-U, basé essentiellement sur la Simulation des Grandes Echelles (ou LES, pour *Large Eddy Simulation*) en monophasique (travaux de Benarafa, 2005 [10]).

La LES est aujourd'hui un domaine en plein essor scientifique, du point de vue de la modélisation physique comme des méthodes numériques. Elle permet en effet de simuler des phénomènes instationnaires et ainsi d'accéder au contenu spectral des phénomènes, ce qui peut s'avérer très intéressant pour l'étude de la fatigue thermique des matériaux quand ceux-ci sont soumis aux sollicitations thermiques d'un écoulement. Cependant, le raccordement à la paroi reste un point délicat au plan numérique sur lequel des efforts de modélisation importants sont faits au CEA/DER/SSTH.

Au cours de ses récents travaux de doctorat concernant la modélisation d'un écoulement turbulent en proche paroi, Chatelain (2004) [17] a mis en oeuvre plusieurs approches. La plus prometteuse, qui associe un couplage RANS-LES, n'est pas totalement validée. Une recherche bibliographique récente a clairement mis en évidence le manque de données expérimentales pertinentes pour la LES. Le cas particulier d'un jet chaud perpendiculaire à un écoulement froid, avec une interaction et/ou un impact avec les parois (notamment la paroi opposée) est particulièrement intéressant dans la mesure où il reflète une réalité physique présente dans les circuits de refroidissement des réacteurs. Or aucune banque de données expérimentale ne fournit à ce jour la caractérisation complète des champs de vitesses, de température et de contrainte pariétale, dans le sens où l'évolution temporelle de ces grandeurs est toujours manquante.

Devant ce constat, le SE2T/LIEX s'est doté d'un nouveau moyen d'essais : la soufflerie "TRANSAT". C'est un tunnel aérodynamique en circuit fermé, dont l'originalité est de permettre l'association de phénomènes thermiques à des écoulements assez variés. Cette soufflerie adopte aujourd'hui une configuration d'écoulement de veine associé à un jet perpendiculaire à l'écoulement principal, impactant ou non en paroi. L'objectif de cette étude est de progresser dans le domaine de la simulation d'un écoulement turbulent tel que celui du jet perpendiculaire, ou "Jet In Crossflow" (JICF) comme il est souvent dénommé dans la littérature, notamment en constituant une banque de données expérimentales.

### 1.1.2 Problématique de l'interaction du "Jet In Crossflow"

L'interaction des deux écoulements dans une configuration de JICF constitue un enjeu d'importance dans différents domaines d'applications autres que ceux que l'on vient de citer.

On peut notamment évoquer les recherches dans le domaine aéronautique concernant la technologie V-STOL (Vertical Short Take-Off Landing) qui ont, longtemps, été un moteur important de travaux sur cette configuration.

Les capacités de refroidissement d'un JICF, notamment concernant la paroi dont il est issu, a également suscité beaucoup d'intérêt. Ces aspects thermiques, d'un point de vue refroidissement actif cette fois, peuvent également s'appliquer aussi bien aux turbines qu'aux tours de refroidissement, ce qui constitue un point crucial de leur fonctionnement. Enfin, la simple prédiction de la température finale du mélange de deux écoulements à températures différentes peut-être d'intérêt pour le dimensionnement et le contrôle de circuits. Concernant la fatigue thermique, il peut également être d'importance d'observer en quoi l'interaction d'un jet transverse avec un écoulement principal, pouvant engendrer un chargement thermique cyclique au niveau de la paroi, peut influencer sur la fatigue thermique des matériaux par rapport à un jet en impact direct.

Ce sont actuellement les caractéristiques de mélange d'un JICF qui sont au coeur des recherches, notamment dans l'optique de la réduction des émissions de polluants. En effet, l'injection des réactifs dans un procédé chimique est déterminante pour son évolution. Le cas particulier de l'injection du carburant dans les chambres de combustion des moteurs est d'une grande importance : dans la mesure où une bonne combustion permet de réduire à la source la production de polluants, ce qui est le but des normes environnementales actuelles. Enfin c'est l'évacuation et la dispersion de ces polluants aussi bien par divers échappements que par des cheminées de type industriel (figure 1.1) qui peuvent être au coeur de la recherche sur le JICF et qui constituent potentiellement un de ses aspects fondamentaux dans les années à venir.



FIG. 1.1 - Exemple de JICF : évacuation de cheminées industrielles. Crédit : eurofins

Les diverses applications que l'on vient d'évoquer sont à l'origine d'une bibliographie relativement riche concernant le JICF.

## 1.2 Revue bibliographique du “Jet In Crossflow”

Ce paragraphe présente une revue bibliographique des principaux travaux qui ont porté sur le JICF. Après la description moyenne de cet écoulement et de ses aspects instationnaires, on recense différentes études effectuées dans le cas d’un jet circulaire (de loin le plus fréquent) en rappelant les principales caractéristiques cinématiques et/ou thermiques. Enfin, on évoque les quelques rares résultats propres aux autres formes d’orifices d’injection.

### 1.2.1 Caractéristiques globales du JICF

#### ⤵ Rapport de vitesse

Le JICF est une configuration d’écoulement très complexe, étudiée sous différents aspects dans des travaux variés. Dans une approche simplifiée, elle réside dans la confrontation de deux flux de quantité de mouvement. Ainsi, le paramètre principal caractéristique du jet est le rapport des flux de quantité de mouvement du jet et de l’écoulement principal, noté  $J$ , et défini par :

$$J = \frac{\rho_j U_j^2}{\rho_\infty U_\infty^2} \quad (1.1)$$

où l’indice  $j$  est adopté pour les grandeurs relatives au jet, et  $\infty$  pour les grandeurs relatives à l’écoulement principal (ou “crossflow”). Ce rapport est souvent remplacé par sa racine, notée  $r$  :

$$r = \sqrt{J} = \sqrt{\frac{\rho_j U_j^2}{\rho_\infty U_\infty^2}} \quad (1.2)$$

qui se résume souvent à un simple rapport de vitesse,  $r = U_j/U_\infty$ , dans la mesure où la majorité des études porte sur deux écoulements à températures très proches.

#### ⤵ Caractérisation moyenne

La figure 1.2 (d’après Chassaing et al. 1974 [16]) présente la configuration moyenne du JICF dans son plan médian de symétrie, dans le cas d’un jet perpendiculaire à l’écoulement principal (angle  $\delta_j = 90^\circ$ ). Des études antérieures ont été effectuées pour des angles d’injections différents ( $\delta_j \neq 90^\circ$ ) ; elles ne seront pas évoquées dans ce mémoire, où l’on s’intéresse seulement au cas perpendiculaire.

L’évolution du jet est en général décomposée en trois zones caractéristiques successives :

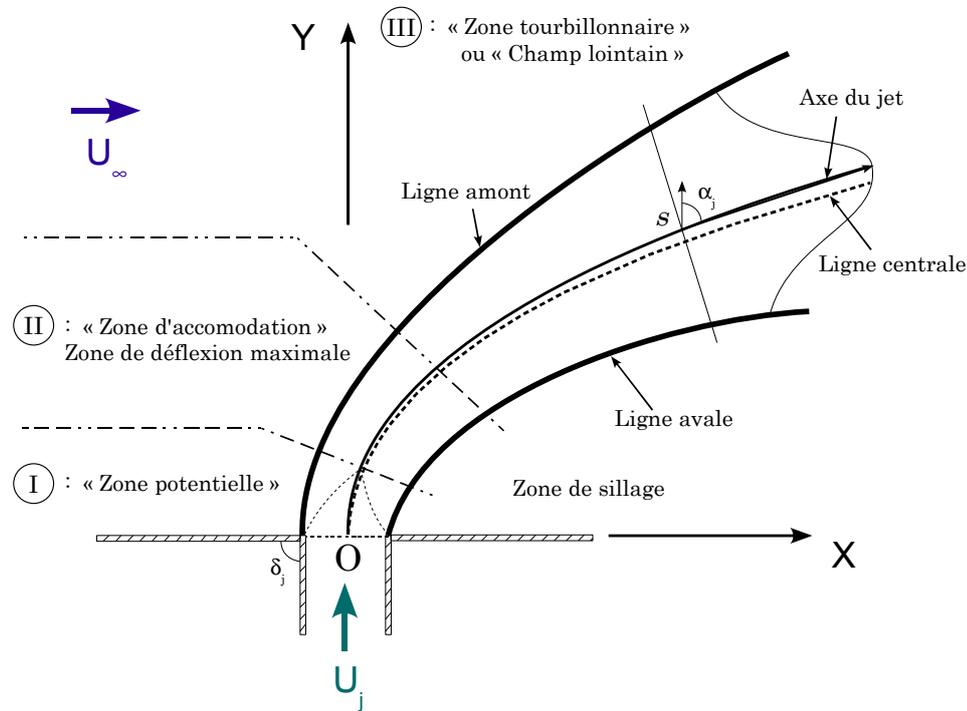


FIG. 1.2 - Configuration du “jet in crossflow” dans le plan de symétrie (d’après Chassaing et al. 1974 [16])

- ◇ La première, la “zone potentielle” (ou “coeur potentiel”), est située juste en sortie du jet (zone ①). A cet endroit, les caractéristiques du jet sont très proches de celles de l’injection : la vitesse est proche de la vitesse d’injection  $U_j$  et l’éventuel scalaire de marquage du jet (température ou concentration) est à son niveau maximum. La longueur de cette zone dépend du rapport de vitesse  $r$ , mais aussi de la géométrie d’injection.
- ◇ La seconde se caractérise par la courbure importante du jet sous l’action de l’écoulement principal (zone ②). On parle de zone de déflexion maximale ou “zone d’accommodation”. C’est à cet endroit que le jet perd la trace de sa géométrie d’injection pour adopter une forme de “haricot”.
- ◇ Enfin, la dernière zone (zone ③) correspond aux champ lointain. Dans cette dernière, la direction du jet tend vers celle de l’écoulement principal. Elle est principalement marquée par le développement des tourbillons contrarotatifs (CVP), ce qui lui vaut également le nom de “zone tourbillonnaire”.

Plusieurs lignes moyennes caractéristiques sont communément utilisées pour décrire l’évolution du jet :

↔ les *lignes amont et avale*, appelées également frontières extérieure et inté-

rieure du jet, en définissent les bords. Elles sont liées à la loi d’expansion du jet qui correspond à la loi d’évolution de sa section ; la ligne amont est également parfois associée à la longueur de pénétration du jet. Certains auteurs (Patrick 1967 [74]) les définissent comme les lignes pour lesquelles la concentration vaut la moitié de la concentration initiale d’injection.

↷ *l’axe du jet*, qui définit la *trajectoire*, est généralement vu comme le lieu des maxima de vitesse. On peut également considérer d’autres grandeurs comme la température où la pression, ce qui influe fortement sur les résultats obtenus (Jacquin 1994 [43]). A ce propos, il est communément observé qu’une trajectoire issue de mesures de température pénètre moins l’écoulement principal qu’une trajectoire issue de mesures de vitesse (de 5 à 10%). A une abscisse curviligne  $s$  donnée, on appelle “angle de déflexion” l’angle  $\alpha_j$  formé par la normale  $Y$  et la tangente à l’axe du jet.

↷ *la ligne centrale* est quant à elle définie suivant les auteurs soit par la ligne médiane entre les lignes amont et avale, soit par le lieu des maxima de coloration observée dans les expériences de visualisations.

## ⋈ Trajectoire

Patrick (1967) [74] a été un des premiers auteurs à proposer des données de trajectoires pour des valeurs de  $r$  comprises entre 6 et 50. Ses relevés expérimentaux sont basés sur la mesure de concentration d’oxyde nitrique injecté dans le jet.

On peut distinguer trois échelles de longueur pour adimensionner les longueurs dans l’écoulement. La première est intuitivement le diamètre du jet  $d_j$  (par extension le diamètre hydraulique  $d_h$  pour un jet non circulaire). Une équation très utilisée pour décrire la trajectoire du jet est :

$$\frac{y}{d_j} = A \left( \frac{1}{r} \right)^n \left( \frac{x}{d_j} \right)^m \quad (1.3)$$

où les coefficients  $A$ ,  $m$  et  $n$  sont des constantes,  $x$  est la coordonnée suivant la direction de l’écoulement principal en partant de l’entrée du jet et  $y$  celle dans la direction du jet. La seconde possibilité est l’emploi du produit  $rd_j$ , introduit par Pratte et Baines (1967) [76]. La trajectoire est alors donnée par l’équation 1.4.

$$\frac{y}{rd_j} = A \left( \frac{x}{rd_j} \right)^m \quad (1.4)$$

Avec cette formulation, la limite séparation entre le champ proche et le champ lointain se situe à  $X = 3.2rd_j$ . On peut remarquer que ces derniers utilisent comme longueur de référence la grandeur  $rd_j$ , qui a l’avantage de permettre la comparaison entre les trajectoires, champ proche et champ lointain de configurations très différentes. En revanche cette échelle est insuffisante pour regrouper les trajectoires pour

différents rapports  $r$  dans une configuration donnée (comme l'ont constaté Smith & Mungal [85]). Broadwell et Breidenthal (1984) [12] ont effectué une étude théorique de modélisation qui les amène à trouver une équation identique à l'équation 1.4 avec un exposant  $m = \frac{1}{3}$ .

Enfin, quelques auteurs ont utilisé le produit  $r^2 d_j$ . C'est le cas de Keffer et Baines (1963) [46] qui l'ont employé dans le champ proche du jet pour des rapports de vitesse  $r$  de 2 à 10. La limitation de ces travaux est la considération d'un orifice virtuel d'arrivée du jet, exclusif au champ proche, ce qui explique en partie la concordance de leurs résultats avec les données existantes.

Différents paramètres peuvent influencer la pénétration du jet dans l'écoulement principal. C'est le cas notamment de son profil de vitesse. New et al. (2006) [72] ont notamment montré par leur relevés par DPIV et LIF des trajectoires (pour un jet circulaire et un rapport de vitesse compris entre 2.3 et 5.8) qu'un jet avec un profil parabolique de vitesse pénètre plus dans l'écoulement qu'un jet dont le profil de vitesse est plat. Su & Mungal [88] évoquent aussi cette raison pour expliquer la différence entre l'équation de leur trajectoire et celle des précédents travaux de Smith & Mungal (1998). L'épaisseur des couches limites, notamment celle de l'écoulement principal, influence également beaucoup la trajectoire du jet. Cortelezzi & Karagozian (2001) [24] ont effectué des simulations numériques en modifiant ce paramètre et sont arrivés à la conclusion que plus l'épaisseur de couche limite de l'écoulement principal est importante plus le jet pénètre dans l'écoulement. Enfin, Muppidi (2006) [68] a pris en compte ces deux aspects afin d'ajouter dans l'expression de la trajectoire un paramètre traduisant l'inertie relative des deux écoulements.

Comme on l'a évoqué précédemment, la grandeur (vitesse, scalaire, etc.) sur laquelle on se base pour définir la trajectoire du jet influence également les résultats. La figure 1.3 rapporte les résultats des mesures de Kamotani & Greber (1972) [45], effectuées à l'aide d'un fil chaud standard et de thermocouples, pour deux rapports de vitesses  $r = 3.9$  et  $7.7$ . Cette courbe rassemble les données de différents travaux rassemblés par Margason (1968) [62], en prenant pour critère le maximum de vitesse (zone hachurée). On peut constater que la zone dans laquelle sont comprises les différents trajectoires est relativement importante.

Enfin, la forme de l'orifice de sortie du jet, son rapport d'aspect et son orientation par rapport à l'écoulement principal modifient sa pénétration comme le rapportent les travaux de McMahon & Mosher (1969) [59]. Ces derniers observent notamment, à partir de mesures de pression, qu'une buse rectangulaire dont la grande dimension est parallèle à la direction de l'écoulement principal (buse "streamwise") engendre une pénétration plus importante du jet que la même buse placée perpendiculairement (buse "blunt"). Leurs mesures suggèrent également que la pénétration est plus importante dans ce dernier cas qu'avec une buse circulaire.

Des données bibliographiques détaillées sur les trajectoires sont rassemblées dans les travaux de Margason (1993) [63]. Le tableau 1.1 résume les expressions des trajectoires obtenues par les principaux auteurs. On indique également les résultats des travaux de Barre (1998) [9] et Humber et al. (1993) [42], qui ont étudié un jet rectangulaire, avec des rapports d'aspects respectifs de 2 et 10.

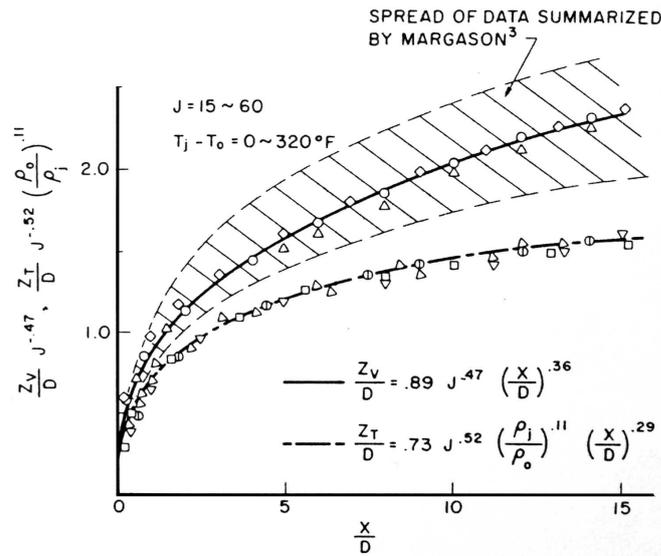


FIG. 1.3 - Trajectoires expérimentales de Kamotani & Greber (1972) [45]. Trait plein : vitesse, trait pointillé : température

En définitive, on constate une grande diversité chez les différents auteurs en termes de configuration d'écoulement (orifice de sortie du jet, profil de vitesse, épaisseurs de couches limite...), de grandeurs considérées (vitesse ou température, voire pression) et de formes d'équations retenues pour la trajectoire, qui indiquent qu'il n'est guère possible de synthétiser l'ensemble des cas sous forme de quelque résultat universel.

### γ Décroissance de scalaire

Smith et Mungal (1998) [85] se sont intéressés à la décroissance de la concentration au centre de leur jet circulaire, pour des rapports de vitesses  $r$  compris entre 5 et 25. Ils ont, pour ce faire, utilisé des images de fluorescence induite par laser et marqué leur jet avec de l'acétone. Les lignes de décroissance qu'ils ont obtenues sont présentées sur la figure 1.4. Après la zone potentielle où la concentration reste une valeur maximale est une zone de transition les auteurs observent une décroissance rapide de la concentration en  $s^{-1.3}$  (pour  $10 < r < 25$ ), plus rapide que celle d'un jet libre ( $s^{-1}$ ) dont la "pente" est rappelée sur cette courbe. Une fois que le jet tend à s'aligner avec l'écoulement principal, au niveau du champ lointain, ils observent

Auteurs	Rapports $r$	Equations de trajectoires
Patrick (1967) [74]	$6 < r < 50$	$\frac{y}{d_j} = r^{0.85} \left(\frac{x}{d_j}\right)^{0.38}$
Kamotani & Greber (1972) [45]	$r = 3.9$ et $7.7$	$\frac{y}{d_j} = 0.89 r^{0.94} \left(\frac{x}{d_j}\right)^{0.36}$
Chassaing et al. (1974) [16]	$2.37 < r < 6.35$	$\frac{2y}{d_j} = (1.53 + 0.9 r) \left(\frac{2x}{d_j}\right)^{0.385}$
Patrick (1967) [74]	$6 < r < 50$	$\frac{y}{d_j} = r^{0.85} \left(\frac{x}{d_j}\right)^{0.38}$
Pratte & Baines (1967) [76]	$5 < r < 35$	$\frac{y}{rd_j} = 2.05 \left(\frac{x}{rd_j}\right)^{0.28}$
Kamotani & Greber (1972) [45]	$r = 3.9$ et $7.7$	$\frac{y}{d_j} = 0.73 r^{1.04} \left(\frac{\rho_j}{\rho_\infty}\right)^{0.11} \left(\frac{x}{d_j}\right)^{0.29}$
Humber et al. (1993) [42]	$r = 2$ et $3.4$	$\frac{y}{rd_j} = 1.91 \left(\frac{x}{rd_j}\right)^{0.342}$
Barre (1998) [9] (buse rectangulaire contractée)	$r = 5$	$\frac{y}{d_j} = 0.72 r^{1.01} \left(\frac{x}{d_j}\right)^{0.36}$
Su & Mungal (2004) [88]	$r = 5.7$	$\frac{y}{rd_j} = 1.95 \left(\frac{x}{rd_j}\right)^{0.302}$

TAB. 1.1 - Equations de trajectoires pour différents auteurs. Basées sur le maximum de vitesse (haut du tableau), le maximum de concentration (bas du tableau)

des “points de branchement” (repérés par un  $x$  sur la figure) à partir desquels la décroissance se trouve brusquement ralentie. L'évolution de la concentration suit alors pour  $r = 5$  une loi en  $s^{-2/3}$ , prévue par les travaux analytiques de Broadwell et Breidenthal (1984) [12] et Hasselbrink & Mungal (1996) [40]. En revanche, les autres rapports de vitesses ne suivent pas vraiment cette loi de puissance, ou le “point de branchement” n'est pas atteint à cause de la limitation de la zone d'investigation.

Su & Mungal (2004) [88] relèvent quant à eux pour un rapport  $r = 5.7$  une évolution en  $s^{-1}$  après la zone potentielle, puis une décroissance de la concentration plus importante passé le “point de branchement”. La différence entre les deux études réside dans le fait que ces derniers auteurs utilisent un jet avec un profil de vitesse parabolique.

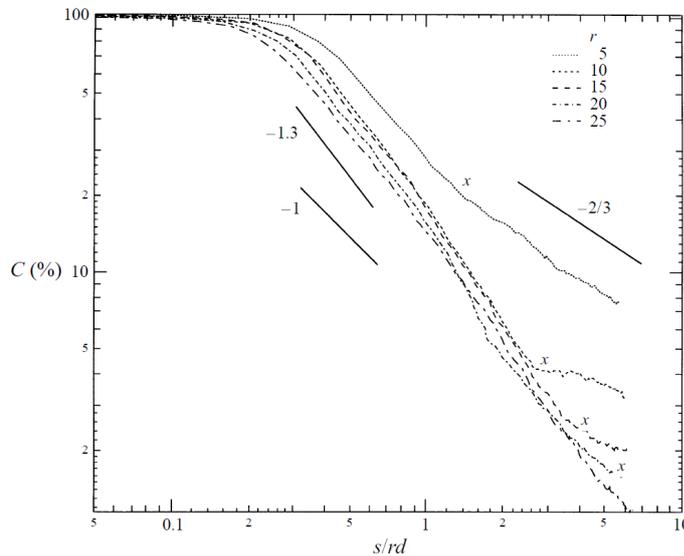


FIG. 1.4 - Lignes de décroissance de la concentration de Smith & Mungal (1998) [85]

Enfin, Patrick (1967) [74] obtient également des données sur la décroissance de concentration. Pour lui, cette dernière est donnée par l'expression suivante 1.5.

$$\frac{1}{C_s} = \left[ \left( \frac{s}{d_0} \right) \exp \left( \frac{7.8}{r} - 1.856 \right) \right]^{1.18} \quad (1.5)$$

où  $C_s$  représente la concentration à l'abscisse curviligne  $s$ ,  $d_0$  étant le diamètre du conduit du jet et  $r$  le rapport de vitesse. Ainsi on constate, comme pour le champ de vitesse, qu'aucun résultat acquis n'émerge pour ce qui concerne le champ de scalaire passif.

## 1.2.2 Mécanismes, structures instationnaires

La configuration d'un JICF, extrêmement tridimensionnelle, implique l'existence de quatre types de structures identifiées par les différents auteurs : un tour-

billon en “fer à cheval”, les tourbillons de la couche de mélange du jet, les structures de sillage, et la paire de vortex contra-rotatifs (notés CVP pour *Counter-rotating Vortex Pair*). L'ensemble de ces structures est schématisé sur la figure 1.5.

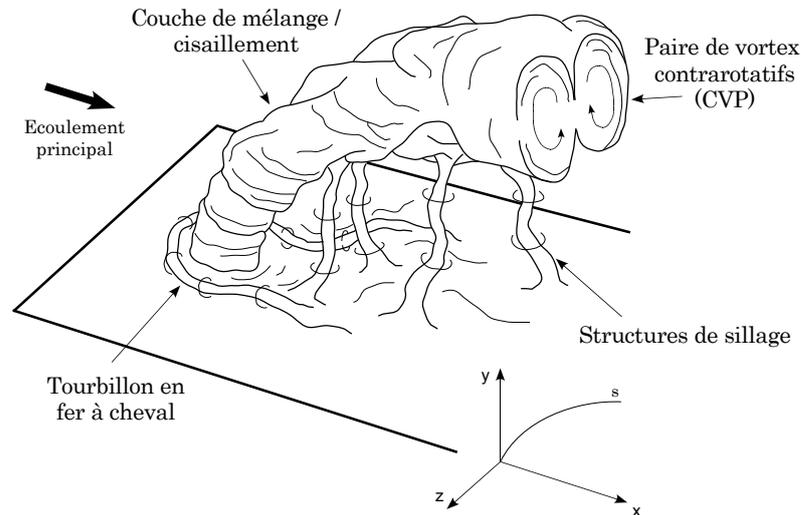


FIG. 1.5 - Structures dominantes du “jet in crossflow” (d’après Fric & Roshko (1989) [36] et Smith & Mungal (1998) [85])

Dans ce qui suit, on décrit ces quatre structures caractéristiques, en commençant par les trois structures instationnaires de la zone d’interaction tourbillonnaire (ou “champ proche”) et en terminant par les CVP qui dominent le champ lointain. L’ensemble des références bibliographiques citées dans ce paragraphe concernent des jets circulaires sauf mention contraire.

- *Tourbillon en fer à cheval.*

Le tourbillon en fer à cheval se situe à l’amont de la sortie du jet. Il est dû à l’interaction de la couche limite de l’écoulement principal avec le gradient de pression engendré par l’obstacle formé par le jet. Suite à l’apparition d’un décollement, il se forme un tourbillon qui contourne la colonne formée par le jet. Kelso & Smits (1995) [47], pour un rapport de vitesse  $r = 4$ , ont observé l’apparition de cette structure et proposé un modèle pour les lignes de courant, présenté figure 1.6. Ils ont trouvé que le système de tourbillon en fer à cheval est de nature instable pour des valeurs qui oscillent avec un nombre de Strouhal caractéristique comparable à celui d’un écoulement autour d’un cylindre, ce qui est confirmé par Krothapalli et al. (1989) [51] pour un jet rectangulaire de rapport d’aspect 10. Fric & Roshko [36] ont également visualisé cette structure pour des rapports  $r$  allant de 2 à 10 (jet circulaire de 3.75 cm de diamètre,  $3800 < Re_\infty < 11400$ ), en ensemençant l’écoulement principal à l’aide de la technique des fils de fumée (figure 1.7 de gauche).

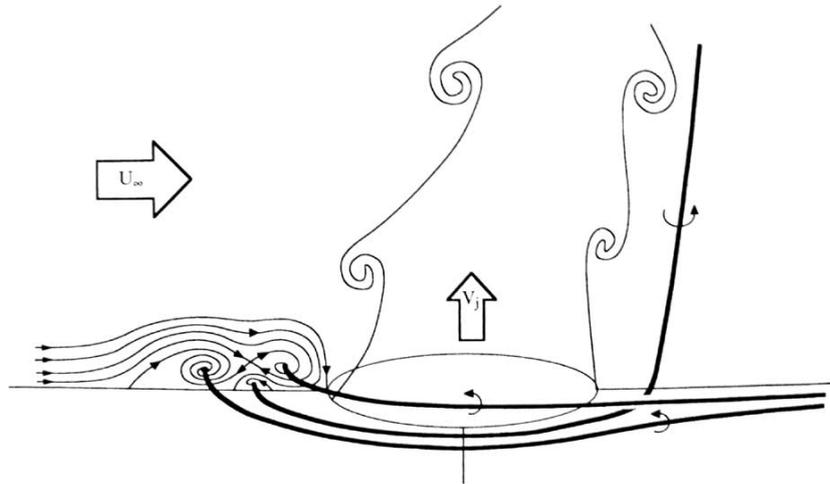


FIG. 1.6 - Lignes de courant du tourbillon en "fer à cheval" par Kelso et al. (1996) [48]

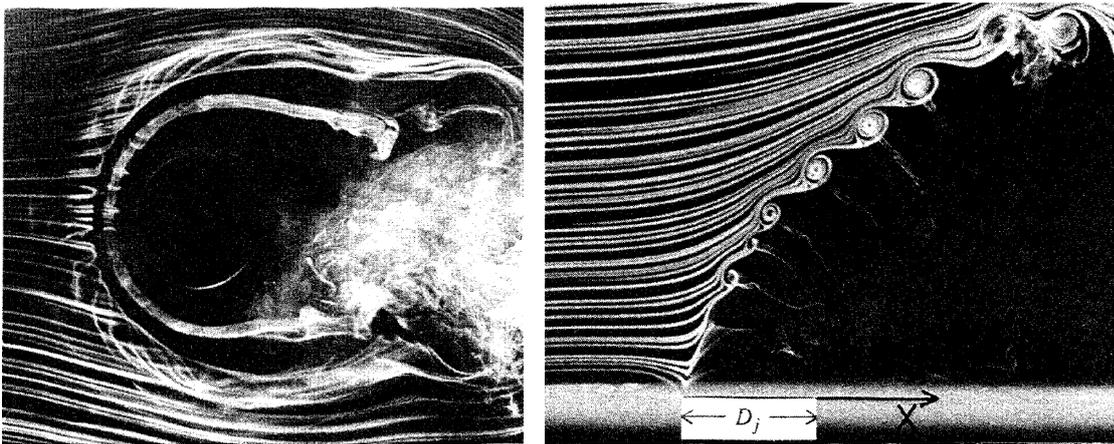


FIG. 1.7 - Systèmes tourbillonnaires visualisés par Fric & Roshko (1989) [36].  $r = 2$  et  $Re_\infty = 3800$ . Gauche : tourbillon en fer à cheval, droite : tourbillons de la couche de mélange

- *Tourbillons de la couche de mélange.*

La couche de mélange du jet est au départ constituée de petites structures tourbillonnaires, de type Kelvin- Helmholtz. Ces structures, dont l'enroulement est comparable aux anneaux toriques en frontière d'un jet libre, sont convectées quasi périodiquement avec le jet et voient leur taille augmenter. Fric et Roshko (1994) [37] ont identifié la couche limite du jet comme la source de vorticité qui serait à l'origine de la formation des tourbillons de la couche de mélange et des tourbillons contra-rotatifs (CVP). Selon Kelso et al. (1996) [48], l'enroulement de cette couche de mélange influencerait directement leur formation (voir le paragraphe correspondant ci-dessous).

Ces derniers ont également mesuré à trois diamètres de la sortie du jet pour  $r = 2.2$  une fréquence caractéristique d'enroulement de ces structures de 7.1Hz, correspondant à un nombre de Strouhal basé sur l'écoulement amont  $St_\infty = \frac{fd_j}{U_\infty}$  de 0.65. Cortelizzi & Karagozian (2001) [24] ont également étudié ces fréquences d'enroulement dans leur étude numérique. Ils proposent une formulation pour le nombre de Strouhal bas e sur une vitesse moyenne entre le jet et l'écoulement, plus adapt e à la réalité physique (même si le choix du diamètre du jet comme échelle de longueur reste discutable) :  $St_{mean} = \frac{2fd_j}{U_\infty + U_j}$ . Ils obtiennent alors pour un rapport  $r = 2.5$  et une couche limite de l'écoulement principal valant la moitié du diamètre du jet une valeur  $St_{mean} = 1.14$  là où la même formulation pour les travaux de Kelso et al. donne 0.4.

- *Structures de sillage.*

Les structures de sillage se forment à l'arrière de la colonne form e par le jet, reliant la paroi dont il est issu jusqu'à celui-ci. Elles sont convect es loin derrière la section d'entrée du jet (jusqu'à plusieurs centaines de diamètres, Kuzo (1984) [53]). Fric & Roshko (1994) [37] ont également observé ces structures. Des visualisations extraites de leurs travaux sont pr sent es sur la figure 1.8.

La forme du sillage observé est très différente entre le jet (lignes jointes) et un cylindre solide (sillage ouvert) : la formation des structures de sillage et leur origine sont donc différentes de celles dues à l'interaction avec un cylindre solide contrairement à ce que l'on pourrait penser dans une première approche (Moussa et al. (1977) [67] les ayant d'abord consid r es comme une allée de von Karman). Selon Fric & Roshko, la couche limite de l'écoulement principal se décolle à l'aval du jet à cause du gradient de pression adverse imposé par l'écoulement autour du jet avant de s'enrouler dans un mouvement vertical. Ainsi, la vorticité de cette couche limite serait à l'origine de la vorticité des structures de sillage. Kelso et al. (1996) [48] ont quant à eux trouvé que la forme de ces structures dépend de  $r$  et de  $Re_j$  (pour  $2 \leq r \leq 6$ ).

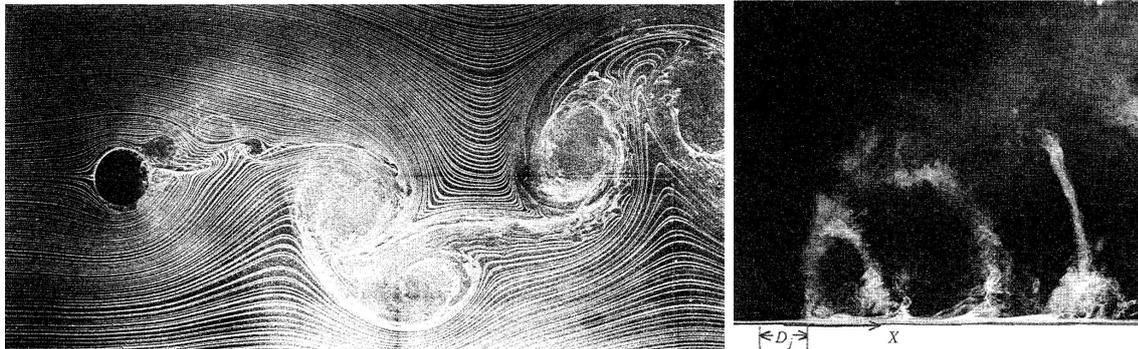


FIG. 1.8 - Structures de sillage visualisées par Fric & Roshko (1989) [36].  $r = 4$ . Gauche : Vue de dessus ( $Re_\infty = 11400$ ), droite : Vue de côté ( $Re_\infty = 3800$ )

D’après Fric & Roshko, le nombre de Strouhal caractéristique de ces lâchers de structures est inférieur à celui rencontré dans le cas d’un cylindre solide (de l’ordre de 0.1 pour un nombre de Reynolds  $Re_\infty = 11400$ ). Dans le cas d’un tuyau protubérant débouchant dans l’écoulement principal, Moussa et al. (1977) [67] ont en revanche trouvé que le nombre de Strouhal était sensiblement le même que pour un solide ( $St \approx 0.2$ ). McMahon et al. (1971) [60] ont également mesuré par fil chaud les fréquences des lâchers des structures de sillage. Ils trouvent des valeurs de l’ordre de 0.1, sensiblement plus faibles en comparaison de celles obtenues pour un cylindre solide. Cependant, ils attirent l’attention sur le fait que le choix d’une échelle de longueur adaptée dans la définition de ce nombre sans dimension, comme une longueur caractéristique de l’épanouissement par exemple, représente mieux la réalité du jet défecté, et conduit à des valeurs proches de celles observées pour un cylindre solide. Enfin, on peut citer les travaux de Eiff et al. (1995) [29] qui étudient également la périodicité de ces structures.

- *CVP*

La paire de tourbillons contra-rotatifs (CVP) s’avère être la structure tourbillonnaire dominante du jet dans le champ lointain, quand la trajectoire de ce dernier s’aligne avec celle de l’écoulement principal. Issus de l’interaction complexe entre les deux écoulements, ces vortex trouveraient leur origine dans la zone d’interaction des couches limites, comme l’affirment Moussa et al. (1977), Fric & Roshko (1994) [37] ou Andreopoulos et Rodi (1984) [4] par exemple.

Lim et al. (2001) [58] proposent un mécanisme de formation des CVP, à partir de visualisation en eau dans un écoulement à faible nombre de Reynolds ( $Re = 1600$ ), pour un rapport de vitesse  $r = 4.6$ , reproduit figure 1.9. Les bords du jet sont mis en rotation par action de l’écoulement principal, d’une manière assez comparable à un écoulement de retour derrière un obstacle solide. Selon les auteurs, les tourbillons de la couche de mélange sont ainsi étirés et réorientés en formant des “bras”. A mesure de la pénétration et de la réorientation du jet, les bras formés par les tourbillons du bord externe et du bord interne se rejoignent et fusionnent pour former la paire de

vortex contrarotatifs (CVP).

Un processus assez similaire est décrit par Kelso et al. (1996) [48] pour un jet en air avec le même nombre de Reynolds ( $r = 2.2$ ). La figure 1.10 schématise les observations des auteurs concernant la réorientation moyenne de la vorticité de la couche de mélange, menant à la formation des CVP.

L'origine des CVP est également confirm e par des études numériques comme celle de Cortelezzi et Karagozian (2001) [24] qui calculent un champ de vitesse 3D avant d'effectuer des moyennes de ces champs et d'en déduire le champ de vorticité. On peut également citer l'étude phénoménologique de Muppidi (2006) [68], à base d'un modèle 2D, qui explique l'enroulement et la déformation du jet en termes de pression et d'accélération.

En outre, Smith et Mungal (1998) [85] observent que la formation des CVP est d'autant plus retard e que le rapport de vitesse  $r$  est important. Ces tourbillons sont souvent vus comme le mécanisme auquel on peut attribuer les meilleurs propriétés de mélange du JICF en comparaison du jet libre.

La rotation globale de ces structures étant due à l'effet de pression, elles sont observ es par l'ensemble des auteurs et leur présence dans le champ lointain semble peu influenc e par les conditions initiales, notamment la forme de l'orifice de sortie du jet. Ainsi, Fraticelli et al. (2004) [32] par exemple les ont observ es dans un écoulement avec un jet de forme carr e grâce à des mesures de vélocimétrie par image de particules (PIV) en eau.

En résumé, s'il existe un consensus pour caractériser les JICF selon quatre structures principales, leur origine, leur développement et leur rôle dynamique restent à ce jour des questions très controvers es.

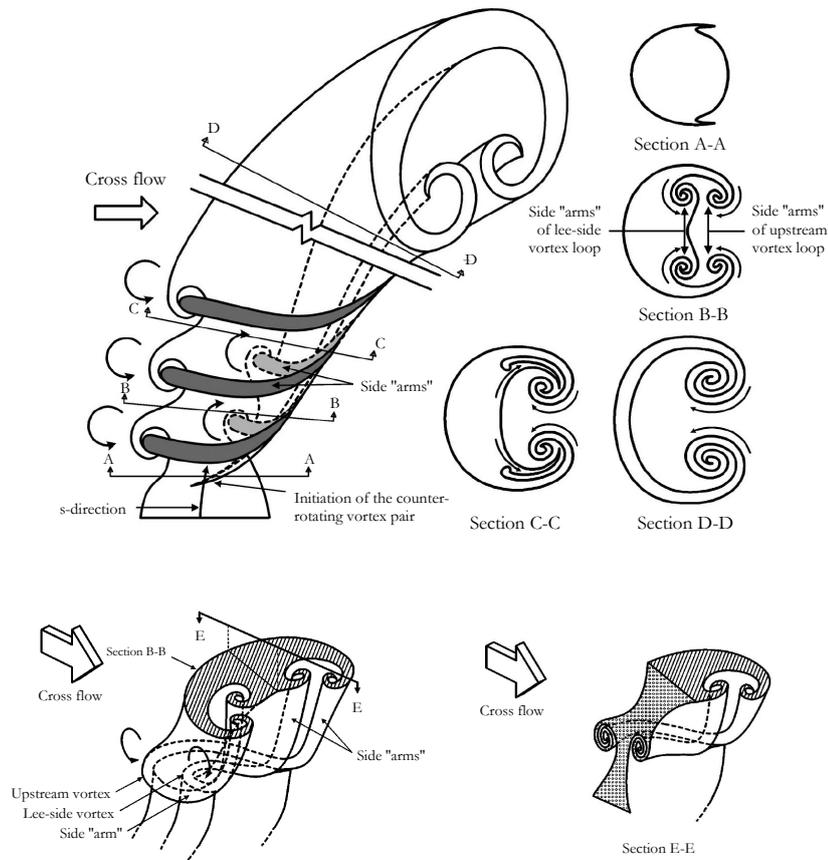


FIG. 1.9 - Mécanisme de formation des CVP proposé par Lim et al. (2001) [58]

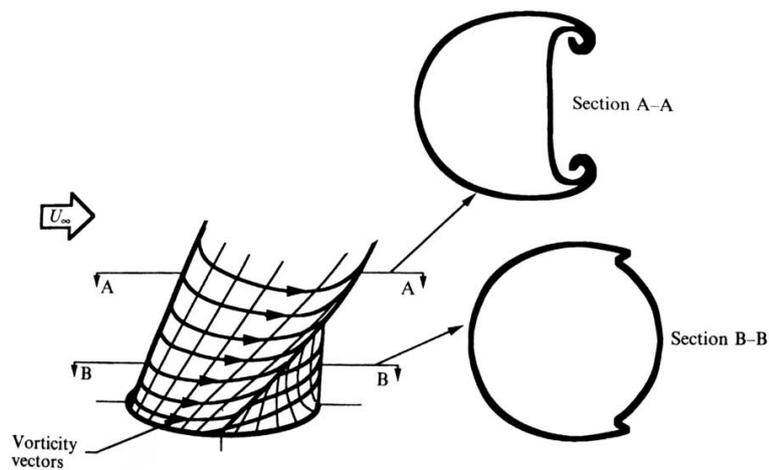


FIG. 1.10 - Réorientation des lignes de vortécité dans la formation des CVP par Kelso et al. (1996) [48]

### 1.2.3 Quelques aspects bibliographiques complémentaires

Aux paragraphes 1.2.1 et 1.2.2, on a examiné les caractéristiques globales et les aspects instationnaires du JICF à travers les principaux résultats des auteurs qui les ont étudiés. Ce paragraphe détaille le contenu de ces travaux et de ceux d'autres auteurs, notamment en termes de conditions d'écoulement et des techniques expérimentales et numériques employées.

#### ➤ Etudes expérimentales

Moussa et al. (1977) [67], Fric et Roshko (1994) [37] ou Eiff (1996) [30] ont réalisé une étude des différentes structures du JICF en se focalisant sur chacune d'entre elles afin de relever des fréquences caractéristiques, en plus de la caractérisation moyenne de l'écoulement. Moussa et al. fournissent notamment des cartographies d'iso-valeurs de vitesse et d'énergie cinétique dans différents plans de coupe.

Chassaing et al. (1974) [16] ont effectué des mesures par capteurs de pression et par fil chaud dans un JICF pour des rapports de vitesse  $r = 2.37, 3.95$  et  $6.35$ , dans le cas d'un jet circulaire en air de diamètre 4 cm. Ils ont ainsi tracé des contours d'iso valeurs de vitesse, et évalué l'expansion du jet et sa trajectoire, déterminée par la magnitude maximale des vecteurs vitesse.

Les travaux d'Andreopoulos & Rodi (1984) [4] et Andreopoulos (1985) [5], souvent cités comme références, se basent sur des relevés effectués à l'aide d'une sonde standard équipée de trois fils chauds. Ils ont ainsi mesuré des vitesses moyennes et fluctuantes pour trois rapports de vitesses ( $r = 0.5, 1$  et  $2$ ) dans le cas d'un écoulement principal de vitesse  $U_\infty = 13.9 \text{ m.s}^{-1}$ . Leurs tracés se situent pour la grande majorité dans le plan médian du jet ; des cartographies de vecteurs vitesse dans un plan perpendiculaire à la direction de l'écoulement principal mettent en évidence l'importance des tourbillons contrarotatifs (CVP). Andreopoulos (1983) [3] avait auparavant conduit une étude comprenant des aspects thermiques. Dans celle-ci, il s'intéressait principalement au rapport de vitesse le plus faible ( $r = 0.5$ ). Ses mesures, effectuées à l'aide de fils chauds croisés et de fil froid (de  $5$  et  $1 \mu\text{m}$  de diamètre respectivement), lui ont permis de tracer de nombreux profils fluctuants de vitesse, de température et de flux thermiques. Il en a conclu que les gradients de température moyens jouent un rôle majeur dans la génération des flux thermiques, différent toutefois de celui du gradient de vitesse dans celle des contraintes turbulentes. Une autre des caractéristiques de cette étude est le fait que le profil de vitesse en sortie de jet soit grandement affecté par l'interaction avec l'écoulement principal, à cause de la faible valeur du rapport  $r$ . Cette observation est également faite par Bergeles et al. [11], pour  $r = 0.046$  à  $0.5$ , qui tracent des contours de pression et s'intéressent également à l'effet thermique du jet rampant sur la paroi dont il est issu.

Sherif et Pletcher (1989) [82] ont mesuré par sonde à film chaud des vitesses

moyennes, et effectué des statistiques de turbulence et d'énergie cinétique en configuration isotherme pour des rapports de vitesse  $r = 4$  et  $6$ . Ils ont montré que l'intensité turbulente présente un maximum à l'endroit du gradient maximum de vitesse. Plus loin à l'aval du jet, ce maximum d'intensité turbulente ne se situe plus dans le plan médian le long de sa ligne centrale ; on observe deux maxima pour cette grandeur, situés environ aux coeurs des deux tourbillons contra-rotatifs.

Kelso et al. (1996) [48] ont réalisée une étude en eau, centrée sur le champ proche, pour des rapports  $r = 2$  à  $6$  ( $Re = 440$  à  $6200$ , basé sur le diamètre du jet et la vitesse de l'écoulement principal  $U_\infty$ ). À partir de visualisations et de mesures ponctuelles par fil chaud, ils ont tracé les contours de vorticité et des lignes de courant dans le plan médian, mais surtout ont pu décrire les mécanismes du jet aux abords de sa sortie.

Patrick (1967) [74] a été, comme on l'a évoqué précédemment, l'un des premiers à conduire une étude concernant la pénétration et le mélange d'un JICF grâce à ses mesures de concentration. Peu après, Ramsey & Goldstein (1971) [78] ont étudié un jet chauffé pour différents angles d'injection ( $\delta_j = 35$  à  $90^\circ$ ) et rapports de vitesses (de  $0.1$  à  $2$ ). Leurs mesures, effectu es à l'aide de thermocouples, leur ont permis de tracer des profils de température dans le plan médian et des contours d'iso-températures dans un plan perpendiculaire à l'écoulement principal. Ils ont ainsi pu apprécier le transfert thermique avec la paroi dont le jet est issu et différencier d'une part les faibles rapports de vitesses, conduisant à un écoulement rampant et un maximum de température à la paroi, et d'autre part des rapports plus importants, où la pénétration accrue du jet n'influence pas la température de ces dernières.

Huang et al. (1991) [41] ont étudié un jet chauffé pour des rapports  $r$  de  $2$  à  $3$ . Sherif et Pletcher (1991) [83] ont fait de même pour des valeurs de  $r$  de  $1$ ,  $2$ ,  $4$  et  $7$ . Ils ont mis en évidence les contours de fluctuations rms de vitesse pour le cas  $r = 4$ , de valeur  lev e vers les arêtes du jet, et de valeurs plus faibles au centre. Crabb et al. (1981) [25] pour  $r = 1.15$  et  $2.3$  ou Kamotani et Greber (1972) [45] pour  $r = 3.9$     $7.7$  ont, quant à eux, étudié la zone des tourbillons contra-rotatifs. Ils ont montré que le profil de température dans le plan de symétrie du jet suit une distribution gaussienne et ont tracé des contours de température, vitesse et d'intensité de turbulence.

Smith (1996) [84] et Smith et Mungal (1998) [85] ont également conduit des études assez exhaustives et remarquables sur tous ces aspects, notamment en ce qui concerne le champ scalaire de concentration dans un jet circulaire, à partir de relevés par PIV et PLIF avec acétone. Ils ont obtenu pour des rapports  $r = 5$     $25$  de nombreux résultats sur la trajectoire du jet, la décroissance de concentration, le mécanisme de formation des structures de sillage, mais aussi les statistiques à petite échelle de la concentration. Ils ont en outre pu séparer quantitativement le champ

proche et le champ lointain (cf. fin de la partie 1.2.1). Su & Mungal (2004) [88] ont complété cette étude en effectuant pour un unique rapport  $r = 5.7$  des mesures couplées par PLIF et PIV dans le plan médian du jet (et dans trois autres plans parallèles hors axe de symétrie). Ils ont étudié un écoulement de conduit avec des orifices de sortie “flush” (à ras de la paroi) et “protruding” (en cheminée, comme Moussa et al. [67]). Ils ont eu accès aux champs de concentration, aux deux composantes de la vitesse dans le plan, ainsi qu’aux flux 2D. En se basant sur la variance de la concentration et ses flux turbulents, ils ont notamment observé que le mélange, initialement plus important sur le bord amont / externe du jet (couche de mélange) devient par la suite plus important au niveau du bord externe (zone de sillage).

### ➤ Simulations numériques

Concernant les simulations numériques, les travaux sont assez peu nombreux et pour la plupart très récents. Yuan et al. (1999) [95] ont conduit une étude numérique en LES assez complète dans le cas de deux rapports de vitesse  $r = 2$  et  $3.3$  ( $Re = 1050$  et  $2100$ , basé sur le diamètre du jet et la vitesse de l’écoulement principal  $U_\infty$ ). Ils ont tracé des profils moyens de vitesse et d’énergie cinétique dans le plan médian, ainsi que des lignes de courant et des contours de vorticit   3D pour les diff  rentes structures du jet, notamment celles du champ proche. Ils ont effectu   des comparaisons avec les r  sultats exp  rimentaux de Sherif & Pletcher [83]. Les   carts observ  s sont imput  s aux diff  rences de valeurs du nombre de Reynolds, et, surtout,    des diff  rences dans les conditions initiales du jet (cette zone   tant cruciale pour l’amorce des m  canismes dans les mod  les num  riques).

Ma et al. (2007)[61] ont effectu   une simulation num  rique en LES d’un jet marqu   en temp  rature. Dans leur   tudes, le jet est issu d’une surface libre    laquelle il est quasiment perpendiculaire ( $\delta_j = 85^\circ$ ) et s’  panouit vers le fond d’un canal. Un seul rapport de vitesse ( $r = 11.5$ ) est   tudi   et la diff  rence relative de masse volumique entre les   coulements est de 0.5%. Ils obtiennent des r  sultats sur le m  lange du jet, sa trajectoire, et des champs de vitesse qu’ils comparent avec un mod  le  $k-\epsilon$ . En consid  rant le rapport de vitesse   tudi  , les dimensions du canal, et les cartographies obtenues, il semble que leur jet soit en interaction avec la paroi du fond et a fortiori en situation de confinement, mais aucune mention concernant ces aspects n’est précisé par les auteurs.

Une   tude compl  te de simulation en LES de deux travaux souvent r  f  renc  s dans la litt  rature constitue une partie du travail de th  se de Pri  re (2005) [77]. L’auteur simule en effet les configurations pour un rapport de vitesse choisi des exp  riences de Andreopoulos & Rodi [3] [4] ( $r = 2$ ) et Smith & Mungal [85] ( $r = 10$ )   voqu  es ci-avant. Les profils de vitesse, cartographie de vorticit   et d  croissance de la fraction massique injecté des simulations sont comparés avec les r  sultats exp  rimentaux. L’auteur utilise pour les parois du canal du jet des conditions de non

glissement d’une part et une loi de paroi adaptée d’autre part. Dans le premier cas, les résultats sont assez éloignés des données expérimentales (surtout dans le cas de Andreopoulos & Rodi), tandis que dans le second cas l’accord entre les données est satisfaisant. Ces observations amènent Prière à attirer l’attention sur l’importance des conditions aux limites à utiliser et leur impact sur les résultats de la simulation. Quand le jet est issu d’un long conduit, l’utilisation d’une loi de parois est à privilégier. Le profil de vitesse en sortie de jet influence fortement le comportement et la pénétration de ce dernier, et une attention particulière doit donc être portée sur le maillage et le modèle utilisé pour la retranscription de la réalité physique à cet endroit.

Enfin, une étude exhaustive par simulation numérique directe (DNS) du transport du scalaire passif dans un JICF a été menée récemment par Muppidi & Mahesh (2008) [69], et un descriptif détaillé de cette étude est consigné dans le travail de thèse de Muppidi (2006) [68]. Les aspects étudiés sont nombreux, aussi bien concernant le champ cinématique que le champ scalaire. Différents paramètres comme le profil de vitesse en sortie du jet sont considérés pour évaluer sa pénétration et sa capacité de mélange. De bons accords sont trouvés entre les simulations et les travaux expérimentaux de Su & Mungal [88]. Cette étude contient notamment des informations très intéressantes concernant l’effet du gradient du scalaire sur son transport ou du gradient de pression et de l’accélération du jet sur sa déformation et l’entraînement du fluide de l’écoulement principal.

#### 1.2.4 Configurations différentes du JICF “académique”

Les travaux relatifs à des JICF dans des configurations différentes du cas académique du jet circulaire débouchant dans un écoulement transverse semi-infini, sont assez peu nombreux. Ces études se sont principalement focalisées sur les modifications du développement du jet, résultant de l’influence soit de la forme de l’orifice d’injection, soit des effets de confinement (avec ou sans impact avec la paroi opposée) de l’écoulement transverse (écoulement principal).

##### ⋈ Orifices d’injection non circulaires

A notre connaissance, l’étude de Haven & Kurosaka (1997) [39] est la seule qui ait mené une investigation assez systématique, quant à l’importance de la forme initiale du jet sur son développement ultérieur. A partir de mesures laser (PIV et LIF), ces auteurs ont étudié les trajectoires des structures tourbillonnaires et les champs de vorticités correspondants à une grande diversité de formes de jet : circulaire, ovale ou rectangulaire. Ils les ont classés en fonction de leur rapport de forme, et de leur orientation par rapport à l’écoulement principal incident. Les auteurs arrivent à la conclusion que la géométrie du jet influence fortement le champ proche et le développement des CVP. En particulier, la distance de séparation des CVP augmente

avec le rapport d’aspect de l’orifice du jet (défini comme le rapport de la taille du jet transverse à l’écoulement principal à sa taille dans le sens de l’écoulement). Ceci a un effet sur la pénétration du jet, accrue dans le cas des faibles rapports d’aspect.

Pour ce qui concerne la signature de la forme de l’orifice sur le champ proche du jet, la littérature indique que deux mécanismes ont été particulièrement examinés, d’une part, celui du développement des instabilités issues de la présence d’angles plus ou moins marqués à la sortie de l’orifice, et d’autre part, la modification de la dynamique non-stationnaire de la zone du sillage en aval du jet.

A ce sujet, le développement des vortex au niveau des bords d’un jet carré (en comparaison à un orifice circulaire) a été étudié en détail par Ai et al. (2005) [1] par PLIF dans un milieu au repos. Une étude comparable, également avec un jet carré, a été réalisée par Fraticelli et al. (2004) [32] mais cette fois dans la configuration du JICF, pour un nombre de Reynolds de 500 et des rapports de vitesse compris entre 0.25 et 1. Les visualisations par PIV et tomographie laser ont révélé les différentes structures de ce type d’écoulement et ont mis en évidence son caractère non-stationnaire, notamment au niveau des frontières externes et internes du jet, avec pour conséquence la modification spatiale en termes de mélange qu’entraîne l’usage d’un orifice de forme carrée. Avec le même genre de méthodes de visualisations, mais dans le cas de jets elliptiques, New et al. (2003) [70] et (2004) [71] ont élaboré des scénarios de structuration des tourbillons de la couche externe du jet. En complément à leurs précédents travaux de 2001 [58], ils ont étudié par Digital PIV en eau, le comportement des tourbillons de la couche externe et de la vorticité en sortie de jet pour des rapports de vitesse  $r = 1$  à 5 et pour cinq buses elliptiques différentes, de rapports d’aspect variant de 0.3 à 3. Ils ont observé, à l’instar de Haven & Kurosaka, que si les caractéristiques “globales” (comme la présence des CVP par exemple) sont assez proches d’un jet circulaire, les caractéristiques du champ proche sont très différentes d’un rapport d’aspect à l’autre.

Quant à l’influence d’une géométrie “non circulaire” de l’orifice sur les structures de sillage à l’aval du jet, les travaux se sont essentiellement attachés à caractériser un nombre de Strouhal spécifique à ces structures. Notamment, McMahon et al. (1971) [60] ont comparé le lâcher de structures dans la zone de sillage d’un jet (  deux rapports de vitesses  $r = 8$  et 12) pour deux buses de sortie possédant la même aire, une circulaire et l’autre “rectangulaire”, aux bords arrondis et de rapport d’aspect 2.5 environ (not e “blunt”, la grande longueur étant perpendiculaire à l’écoulement principal). Globalement, il en résulte que, pour ces deux orifices, le nombre de Strouhal caractéristique des structures de sillage est quasiment inchangé, de l’ordre de 0.1.

Le même genre de résultat sur le nombre de Strouhal a été obtenu par Krothapalli et al. (1989) [51] et (1990) [52] avec un orifice rectangulaire (en fente) de rapport d’aspect 10, dans des conditions de vitesse très  lev es (de 1   60 m.s<sup>-1</sup> pour le “crossflow” et de 10   120 m.s<sup>-1</sup> pour le jet) et pour une gamme de rapport

de vitesse  $r$  s'étendant de 1 à 14. Les auteurs se sont focalisés non seulement sur les structures du sillage mais aussi sur le comportement du fluide de l'écoulement principal à l'amont immédiat de la sortie du jet.

Au plan de la modification du jet lointain (caractérisé par les CVP) selon la forme de l'orifice, le travail de Humber et al. (1993) [42] a montré que seule la zone de pénétration dépendait de la géométrie non circulaire de l'injection, et que sitôt les CVP établis, le développement ultérieur du jet oubliait cette signature “rectangulaire”. Notamment, dans le cas d'un jet d'air identique à Krothapalli et al. (“rectangulaire” aux bords arrondis, de rapport d'aspect élevé : 10), leurs mesures, basées sur la néphélographie - ce qui permet d'étudier l'évolution des CVP, de la concentration et/ou de la trajectoire du jet - ont montré que la zone de pénétration reste identique pour des rapports  $r$  de vitesses différents jusqu'au moment où le jet acquiert une forme circulaire indépendante de la géométrie d'injection. Le fait remarquable est que l'apparition de cette transition zone de pénétration/zone développée dépend du rapport  $r$  dans le sens où plus celui-ci est élevé, plus le jet tend à adopter rapidement cette forme circulaire.

Dans son travail de thèse, Barre (1998) [9] retrouve la même tendance dans diverses configurations, utilisant à la fois deux types d'orifice d'injection (une buse circulaire et une rectangulaire de rapport d'aspect 2), et deux types de profils de vitesse d'injection (réalisés par un écoulement de conduit subissant soit un rétrécissement brusque, soit une contraction progressive suivant un convergent). Outre le fait que les principales différences entre les orifices d'injection concernent principalement la pénétration du jet, de nombreux résultats sont obtenus dans un cas et/ou dans l'autre concernant les champs de vitesse, de température et de flux dans le plan médian. Les fréquences caractéristiques des structures non-stationnaires de sillage et du basculement des CVP (ceux-ci étant instantanément asymétriques) semblent également peu dépendantes des conditions d'injection. Par ailleurs, il est à noter qu'une partie de ce travail concerne la simulation numérique des mesures effectuées, réalisées sous le logiciel Fluent avec un modèle de turbulence RSTM (Reynolds Stress Turbulence Model), laquelle vient corroborer les principales tendances observées expérimentalement.

### ⤵ Jets confinés avec interaction de paroi

Les études concernant un JICF en situation d'interaction, voire d'impact avec la paroi opposée à laquelle il est issu, sont extrêmement peu nombreuses. En effet la majorité des travaux traitant de l'impact d'un jet, (principalement centrés sur le refroidissement), concerne un jet évoluant dans un milieu au repos. Par exemple, les études de Vejrazka (2002) [90] et Vejrazka et al. (2005) [91], effectuées au CEA, qui concernent des jet excités en sortie, se focalisent sur l'appariement des tourbillons périphériques du jet au niveau de la paroi d'impact, dans le but d'améliorer le re-

froidissement de cette dernière.

Dans ce même contexte de transfert thermique avec une paroi, l'étude de Carcasci (1999) [14] donne une description de l'impact de plusieurs jets libres, à partir de visualisations. Un fait intéressant concerne la mise en évidence, dans le cas d'impact de plusieurs jets en présence d'un écoulement principal transverse, de structures de recirculation créées par l'interaction de l'écoulement principal (crossflow) avec la partie du jet qui, après l'impact, remonte le long de la paroi, à contre courant de ce crossflow. Malheureusement, cet aspect n'est pas approfondi.

Toujours dans le cadre du refroidissement d'une paroi chaude par un jet froid (avec application aux pales de réacteurs), l'étude récente de Donjat et al. (2008) [27] associe des mesures par anémométrie laser Doppler (LDA) et par PIV dans un jet en interaction avec la paroi opposée. Les auteurs étudient le régime transitoire de refroidissement à partir de champs de vitesse et de température sont obtenus, mais l'étude semble encore encore inachevée à ce jour.

Dans un autre contexte que celui du transfert thermique, la problématique du confinement sur l'évolution d'un JICF, a été abordée notamment dans le travail de Pan et Meng (2001) [73]. Dans une configuration de deux conduits circulaires perpendiculaires en “Té” avec un rapport entre les deux diamètres de 6 ( $d_j/D = 1/6$  où  $d_j$  et  $D$  sont respectivement les diamètres du jet et du conduit principal du “crossflow”), les auteurs ont étudié le mécanisme de mélange grâce à des PDF des fluctuations de concentration dans la couche de mélange entre le jet et l'écoulement principal. Ils considèrent ainsi l'éventuel impact du jet avec la paroi opposée, en insistant sur le fait qu'il n'y a pas de critère évident pour identifier le début de cet impact. Leur choix est de considérer l'intersection de la trajectoire avec la paroi opposée avant le réalignement de la direction du jet avec celle de l'écoulement principal. Ils obtiennent ainsi une valeur limite de l'échelle caractéristique  $rd_j$ , dépendante de l'exposant dans l'expression de la trajectoire et de l'angle formé entre le jet et l'écoulement principal, au-delà de laquelle le jet est considéré comme “impactant”. Néanmoins, un seul des rapports étudiés est concerné et les auteurs, s'intéressant principalement au champ proche, n'approfondissent pas l'étude de cette interaction avec ou sans impact.

A notre connaissance, les travaux récents de Plesniak & Cusano (2005) [75] (faisant suite à ceux de Yi & Plesniak [94]) réalisés avec un jet rectangulaire, correspondent au confinement le plus poussé puisque les sections des deux conduits sont très proches ( $S_j \approx 0.8 S_c$ ), ce qui éloigne cette configuration du JICF à proprement parler pour la rapprocher d'un té de mélange (avec différents angles d'étude  $\delta_j$ ). Les auteurs utilisent la diffraction de Mie pour mesurer la concentration, et la LDV pour les mesures de vitesse. Néanmoins, les auteurs obtiennent de nombreux champs de vitesse et de concentration qui leur permettent d'apprécier la qualité du mélange dans le cas de trois régimes (jet de paroi, jet réattaché et jet décollé) correspondant

à trois rapports de vitesses  $r = 0.5, 1$  et  $1.5$  et variables suivant l’angle d’injection  $\delta_j$ .

Assez comparables aux deux études précédentes, les travaux de Sroka & Forney (1989) [86] portent sur une étude théorique et expérimentale du mélange d’un jet dans une conduite perpendiculaire, dans une situation de confinement beaucoup plus modérée ( $1/10.5 < d_j/D < 1/144$  et  $1/21000 < S_j/S_\infty < 1/113$ ). Selon le rapport  $l_m/D$  ( $l_m$  étant la longueur de moment), ils distinguent trois régimes d’écoulement : un régime rampant (“*wall-source regime*”) pour  $l_m/D < 0.07$ , un régime de mélange pour  $0.07 < l_m/D < 1$  et un régime d’impact pour  $l_m/D > 1$ . Ces auteurs se focalisent sur la variance de la concentration et son comportement en fonction des rapports  $l_m/D$  et  $x/D$ , sans réellement étudier l’impact.

L’étude de Barata et al. (1992) [8] est la seule que l’on puisse véritablement considérer comme s’intéressant à un JICF unique en situation d’impact. Ils ont effectué des mesures de vitesses et de turbulence par anémométrie laser Doppler d’un jet impactant pour des rapports de vitesse élevés ( $r = 30, 45$  et  $73$ ), des valeurs du nombre de Reynolds du jet de 60000 à 120000, et une vitesse d’écoulement principal  $U_\infty = 0.1 \text{ m.s}^{-1}$  au maximum, afin de comparer leurs résultats à un calcul utilisant un modèle  $k-\varepsilon$  standard. Le point remarquable de cette étude est que le jet est confiné dans la seule direction transversale (la paroi d’impact est située à environ  $5 D_j$  de la sortie du jet, les parois latérales étant situées à environ  $\pm 11 D_j$  de l’orifice dans l’autre direction). Dans la mesure où les valeurs de  $r$  étudiées sont très fortes, le jet est en impact quasi-frontal avec la paroi. Cependant, même avec une faible vitesse, la présence de l’écoulement principal (crossflow) est suffisante pour engendrer des structures de recirculation complexes, comparables à celles que nous avons pu observer dans certaines conditions <sup>1</sup>. Par ailleurs, les auteurs notent que dans leur configuration du moins, il existe une valeur limite du rapport (approximativement  $r = 30$ ) au delà de laquelle, la courbure du jet reste inchangée, tout comme la structure turbulente du jet. Quant au modèle numérique développé dans cette étude, il semble assez limité pour décrire les observations expérimentales, en particulier, il se révèle imprécis pour la détermination des tensions de Reynolds  $u'v'$ .

### 1.2.5 Résumé

La revue bibliographique relativement riche et diversifiée que l’on vient d’effectuer a permis de mettre en évidence différents aspects importants dans l’étude du JICF. Si un consensus apparaît dans l’ensemble des travaux sur l’importance du rapport de vitesse  $r$  (par extension de quantité de mouvement  $J$ ) dans l’écoulement et la définition des lignes caractéristiques du jet, certaines différences subsistent. Tout d’abord les lois d’échelle pour la détermination de la trajectoire adoptent des formes variées sans qu’aucune expression typique ne s’impose (même si une loi de type

<sup>1</sup>cf. paragraphes 4.7 et 5.2.3

puissance est généralement employée). Ceci est d'autant plus vrai que de nombreux paramètres influencent la pénétration du jet, et sont souvent propres au dispositif expérimental de chaque auteur. Ainsi, le profil de vitesse en sortie de jet, l'épaisseur des couches limite des deux écoulements ou la forme de l'orifice d'injection du jet sont autant de paramètres qui rendent difficile l'obtention d'une corrélation unique. De plus les résultats varient suivant la grandeur choisie pour déterminer la trajectoire.

Concernant la décroissance du scalaire, les travaux théoriques et expérimentaux semblent s'accorder autour de loi de décroissance en  $s^{-1}$ ; néanmoins des observations contradictoires subsistent au-delà d'une certaine distance à l'aval, où la décroissance se trouve tantôt accélérée, tantôt ralentie suivant les travaux.

Si de nombreux progrès ont été faits dans la compréhension des différentes structures du JICF, le mécanisme de formation d'aucune d'entre elles n'a véritablement été élucidé. Le tourbillon en fer à cheval, provoqué par le blocage dû au jet, et les structures de la couche de mélange, engendrées par des instabilités de Kelvin Helmholtz, sont assez bien compris, mais c'est la formation des CVP et des structures de sillage qui pose encore question. Différentes études permettent néanmoins de situer dans les couches limite des deux écoulements et dans leur interaction la source de la vorticité de ces deux dernières structures.

Enfin, l'étude de cette configuration académique en milieu confiné est assez marginale, de même que lorsqu'un orifice d'injection non circulaire est employé. De plus, le mécanisme d'impact est très peu étudié. La synthèse des résultats obtenus par les différents auteurs est donc difficile, d'autant que de nombreux paramètres sont souvent là encore caractéristiques de chaque travaux (formes et dimensions du jet, du canal, obtention des conditions aux limites...).

## 1.3 Contexte et objectifs

### 1.3.1 Cadre de l'étude

#### ➤ D'après l'état de l'art

Au vu de la revue bibliographique précédemment expos e, il apparaît que si les études d'un JICF circulaire en milieu semi-infini sont nombreuses, celles concernant les autres formes d'orifices d'injection sont plus rares. De plus, les travaux étudiant l'interaction ou l'impact du jet avec une paroi sont quasi inexistantes. Notre configuration d'un JICF en milieu confiné présente donc un intérêt certain, d'autant plus qu'elle associe l'étude du champ cinématique avec le champ d'un scalaire passif injecté dans le jet. Il nous sera ainsi possible d'accéder aux flux thermiques dans des

plans d'observation autres que le plan médian de symétrie du jet, ce qui n'a pas été étudié. En outre, la distinction de régimes caractérisant la situation d'interaction ou d'impact avec la paroi contribue également à l'originalité de ce travail.

### ➤ Vis à vis du LIEX

Le but final concernant le LIEX est de répondre aux besoins de validation du code de simulation numérique TRIO-U dans des configurations non académiques, notamment en ce qui concerne les lois de parois. En particulier, l'obtention des champs de températures et des flux de chaleur au niveau de la paroi dans une configuration aussi instationnaire et anisotherme qu'un JICF chauffé en situation d'interaction d'impact avec elle constituerait une base de validation tout à fait intéressante. Dans un premier temps, la validation de la simulation d'un JICF, extrêmement tridimensionnel, s'épanouissant dans un milieu confiné semble être une première étape à ne pas négliger de par la complexité d'un tel écoulement. C'est pourquoi, en accord avec les équipes de simulations, deux configurations d'études ont été définies, l'une sans interaction avec la paroi opposée, et l'autre avec un impact sur cette dernière.

Dans l'objectif d'accéder le plus précisément possible aux caractéristiques turbulentes de l'écoulement telles le flux de chaleur ou les spectres d'énergie, il sera nécessaire d'effectuer des mesures précises des composantes fluctuantes du champ de vitesse et de température. Pour ce faire, il faudra utiliser une instrumentation innovante et adaptée, basée sur l'anémométrie à fil chaud-fil froid, ce qui constitue à la fois une compétence du laboratoire et une partie du travail à accomplir.

## 1.3.2 Plan du travail

Après ce premier chapitre d'introduction décrivant le cadre de l'étude et l'état de l'art, le chapitre 2 décrit le dispositif expérimental utilisé et les améliorations qui lui ont été apportées pour mener à bien cette étude. Le circuit aérodynamique a subi des modifications et vu la mise en place de systèmes de régulation afin d'obtenir des conditions aux limites thermiques compatibles avec la mesure de faibles écarts de température imposés par le scalaire passif (notamment en ce qui concerne le gradient résiduel et le bruit thermique en proche paroi).

Du point de vue métrologique, on utilise l'anémométrie à fil chaud / fil froid, l'ensemble de la chaîne anémométrique étant réalisé au laboratoire. Des sondes à fil de Wollaston (Pt-Rh) de  $0.35\mu\text{m}$  de diamètre sont associées à un thermomètre et un anémomètre à tension constante dont l'architecture et les composants ont été optimisés pour maximiser le rapport signal sur bruit. L'ensemble possède une fréquence de coupure élevée et une résolution spatiale importante, compatibles avec la détection des petites échelles de l'écoulement. La description de ces différents éléments est présentée au chapitre 3.

Le quatrième chapitre présente une étude globale de l'écoulement basée sur des visualisations par caméra rapide pour différents rapports de vitesse ( $r$  compris entre 3 et 12). Ces visualisations ont permis la caractérisation de différents régimes d'écoulement (sans impact, en interaction et avec impact) ainsi que la compréhension des différentes structures présentes dans cette configuration extrêmement tridimensionnelle.

Enfin, le chapitre 5 présente une étude détaillée de l'écoulement grâce à des mesures locales par fil chaud / fil froid, dans le cas particulier de deux rapports de vitesses ( $r = 3.3$  et  $9.4$ ). Cette étude locale a permis de dresser des cartographies statistiques dans des plans de coupe perpendiculaires aux trois axes et d'étudier les propriétés de mélange du scalaire. Par l'analyse du contenu spectral des signaux en différents points caractéristiques, des particularités du comportement dynamique instationnaire du jet ont pu être mises en évidence.



# CONDITIONS EXPÉRIMENTALES : LA SOUFFLERIE TRANSAT

---

## Sommaire

<b>2.1</b>	<b>Pourquoi une soufflerie en boucle fermée . . . . .</b>	<b>29</b>
<b>2.2</b>	<b>Description de la soufflerie . . . . .</b>	<b>31</b>
2.2.1	Le circuit principal . . . . .	32
2.2.2	Le circuit secondaire . . . . .	33
<b>2.3</b>	<b>La veine d'étude . . . . .</b>	<b>34</b>
<b>2.4</b>	<b>Conditions aux limites requises pour l'étude . . . . .</b>	<b>37</b>
2.4.1	Conditions thermo-aérauliques antérieures . . . . .	37
2.4.2	Caractéristiques cinématiques . . . . .	42
2.4.3	Caractéristiques thermiques . . . . .	45

---

## 2.1 Pourquoi une soufflerie en boucle fermée

C'est au début du vingtième siècle que Gustave Eiffel et Ludwig Prandtl construisirent les premières souffleries. Le premier donna son nom à un concept qui se caractérise schématiquement par un circuit ouvert aux deux extrémités et qui fonctionne par aspiration. La mise en mouvement de l'air se fait par une hélice implantée en aval de la veine d'expérience. A l'amont, un convergent aspire l'air du hall où est installée la soufflerie ; c'est ce dernier qui fait office de retour pour l'air rejeté en aval par l'hélice.

Ludwig Prandtl développa quant à lui le concept de soufflerie à retour. Celui-ci se caractérise par un circuit intégralement fermé qui a l'avantage, à performance comparable, d'être moins "énergivore". Aujourd'hui, il est d'usage, pour simplifier l'identification des souffleries, de les nommer "en boucle ouverte" pour celle conçue par Gustave Eiffel et "en boucle fermée" pour celle se rapportant à Ludwig Prandtl.

Le but générique de la soufflerie TRANSAT est d'avoir la possibilité d'étudier des phénomènes thermiques associés à divers écoulement en interaction. En l'occurrence, dans le présent travail de thèse, on étudie un écoulement en canal rectangulaire traversé par un jet marqué thermiquement et pouvant interagir avec les parois du

canal. Les moyens d'investigation métrologique associés à l'étude reposent à la fois sur la thermo-anémométrie à fil chaud et la visualisation.

Le choix du type de la soufflerie TRANSAT a été déterminé par un ensemble de contraintes scientifiques et techniques qui sont évoquées ci-après.

### **Exigence cinématique**

Dans la mesure où il s'agit d'écoulements à faible vitesse, raisonnablement incompressibles, les deux solutions (boucle ouverte ou fermée) offrent des performances équivalentes.

### **Contingence thermique**

C'est l'un des éléments les plus déterminants. En boucle ouverte, l'air qui circule dans la soufflerie se recycle dans le hall. De ce fait, celui-ci a un rôle de première importance sur le maintien des conditions en température. Au vu de la construction du hall et de son manque d'isolation, il est apparu impossible d'empêcher les échanges de chaleur entre l'intérieur et l'extérieur, et donc illusoire d'espérer maintenir des conditions aux limites stables de température, malgré une régulation. En revanche, en boucle fermée, dans la mesure où l'air qui circule n'est pas renouvelé, il devient plus aisé d'en maîtriser la température par l'application d'un calorifuge sur l'ensemble de la soufflerie.

### **Contraintes métrologiques**

Le retour d'expérience sur la thermo-anémométrie met en évidence que pour éviter une dérive des capteurs par encrassement, le recours à de l'air propre s'avère nécessaire. Avec le concept en boucle fermée, cet impératif est aisément pris en compte. L'air qui circule dans le tunnel étant toujours le même, l'efficacité de filtration est optimale et sans dérive de la perte de charge. Avec le concept de boucle ouverte, le renouvellement permanent de l'air du tunnel peut occasionner (suivant l'état de propreté du hall) une baisse continue de l'efficacité de la filtration et entraîner une hausse permanente de la perte de charge des filtres ; ceci implique, pour garder les mêmes caractéristiques cinématiques dans la veine d'essais, d'ajuster de manière continue la vitesse de rotation des ventilateurs, ce qui peut être une tâche assez délicate. Par contre, au plan de la visualisation, une boucle ouverte offre l'avantage d'avoir un temps de retour du fluide quasi-infini (vu le volume du hall), permettant l'obtention de contrastes de bien meilleure qualité et des temps de travail plus longs.

## Aspect financier

Le coût de construction est stricto sensu moins élevé dans le cas d'une soufflerie en boucle ouverte. En ce sens, le facteur économique est plus favorable au concept "Eiffel".

A l'évidence, les deux arguments en faveur du concept de Prandtl (stabilité thermique et contraintes métrologiques) sont prépondérants et ont donc conduit à réaliser la soufflerie TRANSAT en boucle fermée.

## 2.2 Description de la soufflerie

La figure 2.1 présente le schéma du tunnel aérodynamique TRANSAT.

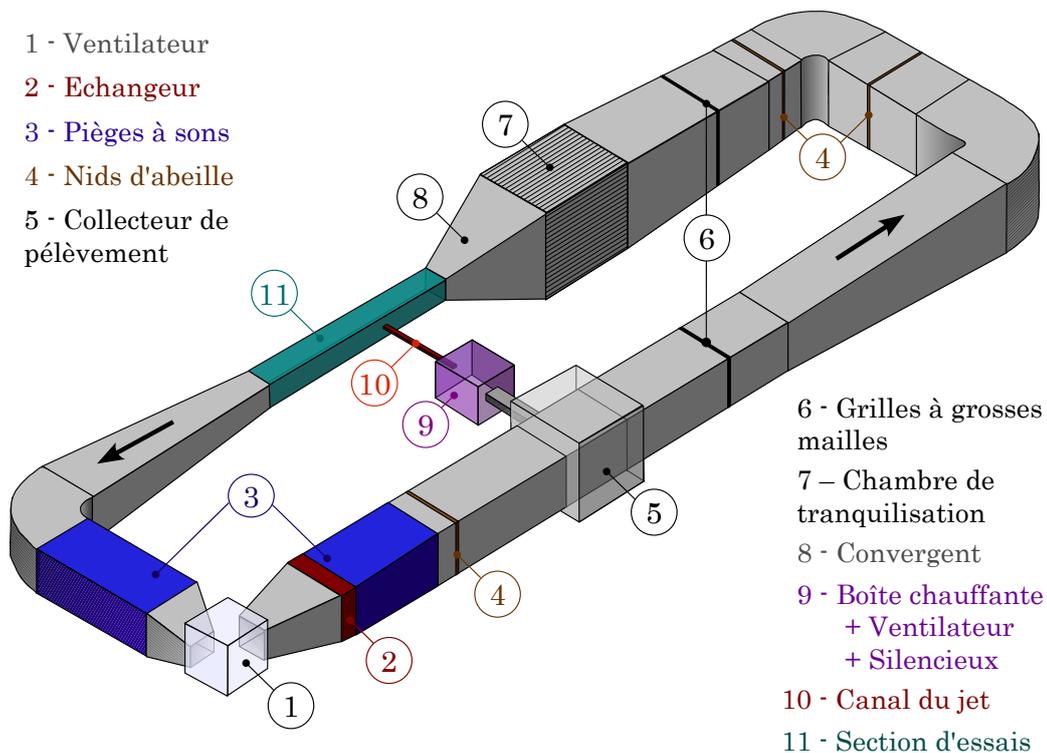


FIG. 2.1 - Schéma du tunnel en circuit fermé TRANSAT

Le circuit se raccorde à ses deux extrémités à la veine d'essais. Ses dimensions au sol s'inscrivent approximativement dans un rectangle de 25 m par 7.5 m. Il est fabriqué en tôle d'acier électro-zinguée d'épaisseur 2 mm. Pour assurer une bonne rigidité, certaines parties du circuit sont contreventées. Ce dernier est composé pour l'essentiel de tronçons rectangulaires de longueur moyenne 3 m et de section moyenne 1.5 m x 1.5 m. A ces éléments sont associés d'autres tronçons de formes plus variées,

comme le diffuseur au refoulement du ventilateur, les coudes, la chambre de tranquillisation et le convergent qui raccorde le circuit à la section d'essais. Leur forme spécifique est de première importance pour le bon fonctionnement de la soufflerie.

### 2.2.1 Le circuit principal

Voici une description des éléments du circuit principal, de l'amont vers l'aval en partant du ventilateur (les numéros utilisés sont ceux de la figure 2.1).

- ◇ VENTILATEUR (1) : il est de type centrifuge, construit par la société ABB-Solyvent Ventec, modèle CKLD, d'un débit maximal de  $4.5 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ . Il est équipé d'un moteur synchrone d'une puissance de 8 kW associé à un variateur de fréquence, de sorte que l'ensemble autorise une vitesse de rotation ajustable du ventilateur.
- ◇ DIFFUSEUR AU REFOULEMENT DU VENTILATEUR : il est de section rectangulaire, progressivement divergent. Toutefois, pour des raisons d'encombrement, son angle d'ouverture ne peut empêcher le décollement de l'écoulement. Pour limiter ce phénomène dans le diffuseur, un habillage interne, constitué d'aubes, a été implanté. La disposition optimale des aubes s'est appuyée sur des mesures de vitesses au cours de l'assemblage du tunnel.
- ◇ ECHANGEUR (2) : c'est un modèle air/eau d'une puissance de 30 kW, il a comme fonction d'extraire l'énergie de compression fournie au flux d'air par le ventilateur d'une part, et celle apportée par la boîte chauffante au jet (et donc à l'ensemble du flux d'air après mélange dans la veine d'essais) d'autre part.
- ◇ PIÈGES À SON (3) : dans la perspective de réaliser des mesures de fluctuations de pression pariétale à l'aide de microphones, les bouches d'aspiration et de refoulement du ventilateur sont chacune équipée d'un piège à son. Leur dimensionnement (qui tient compte des performances des microphones) ramène, en terme de bruit de gaine, le niveau de pression sonore de 92 dB à 60 dB. Leur fabrication a été confiée à la société BOET-STOPSON.
- ◇ GRILLES À GROSSES MAILLES (6) : elles sont au nombre de 2, réalisées à l'aide de barreaux de bois de section carré (13 mm x 13 mm) ; leur solidité est de 0.4 et la taille de leur maille est de 39 mm. L'implantation de telles grilles s'est révélée nécessaire afin de casser les gros tourbillons dont l'existence est liée à la présence des pièges à son. En effet, ces derniers, schématiquement constitués de panneaux de laine de roche à haute densité, sont de forme rectangulaire et d'épaisseur importante (20 cm). Leur implantation dans le sens de l'écoulement donne naissance sur leur épaisseur à des sillages dont l'amortissement

naturel, insuffisant, ne peut empêcher la formation de tourbillons.

- ◇ COUDES : le circuit comporte trois coudes à angle droit et de section rectangulaire, munis chacun de trois aubes réparties uniformément dans celle-ci. Le dimensionnement de la section de passage (1.5 m x 1.45 m) des deux coudes en amont de la veine d'essais est le fruit d'un compromis entre la minimisation des courants secondaires et l'efficacité des grilles d'homogénéisation implantées en amont des coudes.
- ◇ ENSEMBLE DE FILTRATION : Le plan filtrant mis en place en entrée de la chambre de tranquillisation est fourni par la société AAF. Il est composé de trois filtres haute efficacité (référence H-13-ASTROPAK) dont l'élément filtrant en fibre de verre hydrofuge assure une efficacité garantie à 99.997 pour des particules de diamètre supérieur à  $0.3\mu\text{m}$ .
- ◇ CHAMBRE DE TRANQUILLISATION (7) : elle a pour fonction d'homogénéiser l'écoulement. Elle accueille pour ce faire une succession d'éléments régulateurs, composée (de l'amont vers l'aval) d'un nid d'abeille et de quatre grilles de solidité 0.4 à mailles décroissantes. C'est un tronçon de gaine de section rectangulaire 1.9 m x 2 m et de longueur 3 m.
- ◇ CONVERGENT : il a un double rôle, d'une part atténuer les défauts d'homogénéité que l'écoulement pourrait encore avoir après son passage dans la chambre de tranquillisation, et d'autre part réduire l'intensité de turbulence (dans le sens de l'écoulement) dans le rapport du carré de la contraction. Le convergent est à double courbure avec un rapport de contraction (latéral et longitudinal) de 12. Nous verrons par la suite que cette valeur est suffisante pour obtenir une bonne uniformité de l'écoulement à la sortie du convergent.
- ◇ DIFFUSEUR AVAL À LA SECTION D'ESSAIS : sa fonction est d'abaisser la vitesse avant le coude de retour sur le ventilateur. Il est équipé d'un cloisonnage pour limiter les décollements.

L'ensemble du tunnel est calorifugé à l'aide de laine de roche afin de pallier l'existence d'un gradient thermique en paroi le long de ce dernier.

### 2.2.2 Le circuit secondaire

Ce circuit est représenté sur la figure 2.2. Il a pour fonctionnalité d'engendrer le jet, dont les conditions vont de l'épanouissement dans la veine d'essai à l'impact en paroi opposée.

Pour la conception du circuit, la solution retenue met en oeuvre un prélèvement sur le débit principal grâce à un tronçon spécial du circuit situé en aval des pièges à sons. L'air issu du collecteur de prélèvement est mis en mouvement par un ventilateur, passe successivement dans deux pièges à sons et une boîte chauffante, d'une puissance modulable entre 0 et 5 kW. A la sortie de cette dernière, on trouve deux coudes puis un convergent vers le conduit du jet. En son entrée sont installés des nids d'abeille afin de redresser l'écoulement, perturbé par le passage dans les deux coudes consécutifs, et une grille destinée à favoriser le mélange thermique.

Les caractéristiques de ce canal sont les suivantes : il est fabriqué en plexiglas, est de section constante et rectangulaire (8 cm x 5 cm), et mesure 3 mètres de longueur. C'est l'équivalent de 50 diamètres hydrauliques, ce qui est jugé suffisant pour obtenir en entrée de veine des conditions établies [2].

Tout comme pour le circuit principal, l'ensemble de ce circuit secondaire est calorifugé à l'aide de laine de roche. Le calorifugeage du conduit du jet est quant à lui réalisé par 15 cm de Styrodur<sup>®</sup>, excellent isolant, d'une conductivité thermique proche de celle de l'air.

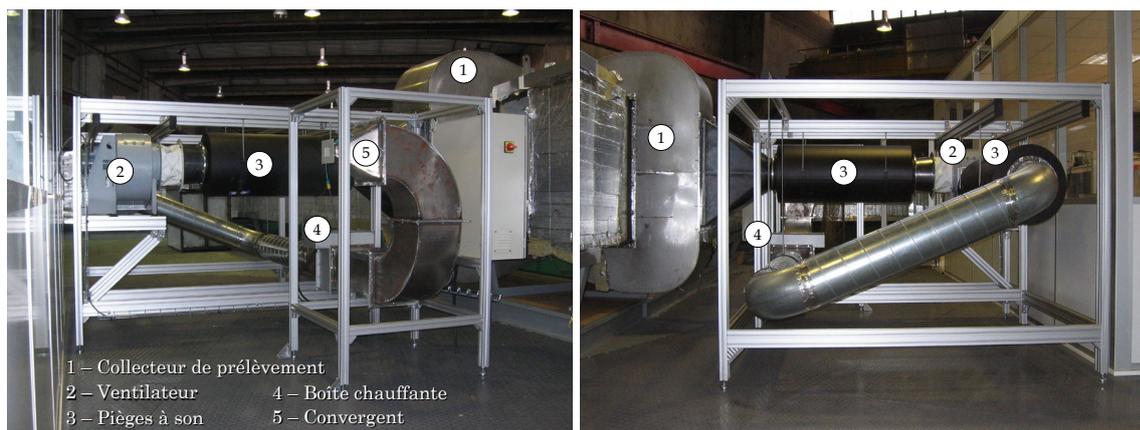


FIG. 2.2 - Circuit auxiliaire de TRANSAT

## 2.3 La veine d'étude

La section d'essais est implantée dans le tunnel aérodynamique à la sortie du convergent. C'est un canal horizontal, d'une longueur de 5 mètres et de section rectangulaire de largeur 0.6 m et de hauteur 0.5 m. Les parois latérales et supérieures sont transparentes et composées respectivement de plexiglas et de verre. Le canal est positionné à 1 mètre du sol par un ensemble de structures métalliques. Il est muni en entrée d'une grille de solidité 0.4 (de maille 14 mm x 14 mm, réalisée avec des barreaux en bronze de section carrée 4 mm x 4 mm) permettant d'engendrer une turbulence homogène et isotrope, et maîtriser ainsi les conditions d'entrée, notamment

en termes d'intensité de turbulence. Des mesures préliminaires (Moro et al. 2005 [66]) ont ainsi permis de vérifier l'homogénéité à 1% en termes de valeur moyenne et d'intensité de turbulence de vitesse. La décroissance de l'énergie cinétique le long de la veine (sans le conduit du jet) a été mesurée et correspond aux résultats donnés par Comte-Bellot et Corrsin (1966) [20]. En conséquence, on a supposé l'isotropie satisfaite. Suite à ces résultats, on a défini l'emplacement du raccordement du conduit du jet au canal principal au niveau d'une de ses parois latérales, à mi-hauteur, et à une distance de la grille d'entrée de 2.1 m, soit  $X/M = 150$ , avec  $M$  la taille de la maille de la grille d'entrée.

Un chariot porte-instrumentation est monté sur deux rails parallèles au canal. Il permet d'insérer l'instrumentation dans le canal et de la déplacer dans l'intégralité de son volume. Pour des raisons techniques, ce déplacement ne peut se faire d'une manière continue sur les 5 m de la veine d'essais ; il est donc réalisé dans une fenêtre de mesure de 50 cm par un vérin fixé à l'un des deux rails. L'exploration dans l'ensemble du canal est possible en déplaçant cette fenêtre de mesure et le point de fixation du vérin de manière coordonnée.

Le porte sonde est fixé sur un support permettant la rotation motorisée autour de l'axe de la sonde ; ce support est associé à un codeur qui donne la position angulaire de la sonde au centième de degré. L'ensemble est fixé sur une table angulaire munie d'une vis micrométrique (de manière à pouvoir en régler la verticalité), montée sur deux tables motorisées à l'aide de moteurs pas à pas associés à des réducteurs. Celles-ci sont équipées de règles optiques Heidenhain dont la résolution de mesure est de l'ordre du dixième de micron. En intégrant l'ensemble des différents composants de la chaîne de déplacement et l'asservissement à une consigne de position, la précision sur les déplacements relatifs dans un plan vertical est estimée à 5 microns. Le long de l'axe de la veine, cette précision est de l'ordre de 0.1 mm.

L'ensemble des moteurs est piloté par une carte NI-Motion (PCI-7344) National Instruments, qui possède également quatre entrées d'acquisition analogiques, dont deux servent à recueillir l'information des sondes Pt 100 de l'installation. Les différents éléments décrits ci-avant sont visibles sur les photographies présentées en figure 2.3.

La figure 2.4 montre les conventions adoptées dans la veine d'essais : l'axe X est dirigé selon la direction de la vitesse de l'écoulement principal  $U_\infty$ , l'axe Y, perpendiculaire, selon la direction de la vitesse du jet  $U_j$  et l'axe Z indique la direction verticale. L'origine de ces axes O est prise au centre du jet, et on rappelle les dimensions  $H_j = 5$  cm,  $L_j = 8$  cm et  $H_c = 50$  cm,  $L_c = 60$  cm pour le jet et l'écoulement principal ("crossflow") respectivement. Le rapport de section entre les conduits est donc  $S_j/S_\infty = 1/78$ .

La veine d'essais possède donc un rapport d'aspect  $L_c/H_c = 1.2$ , proche de 1, ce qui indique que les effets 3D d'interaction du jet avec les parois supérieures et latérales interviennent de manière quasi-simultanée.

La décomposition des vitesses mesurées selon les axes X, Y et Z est classique-

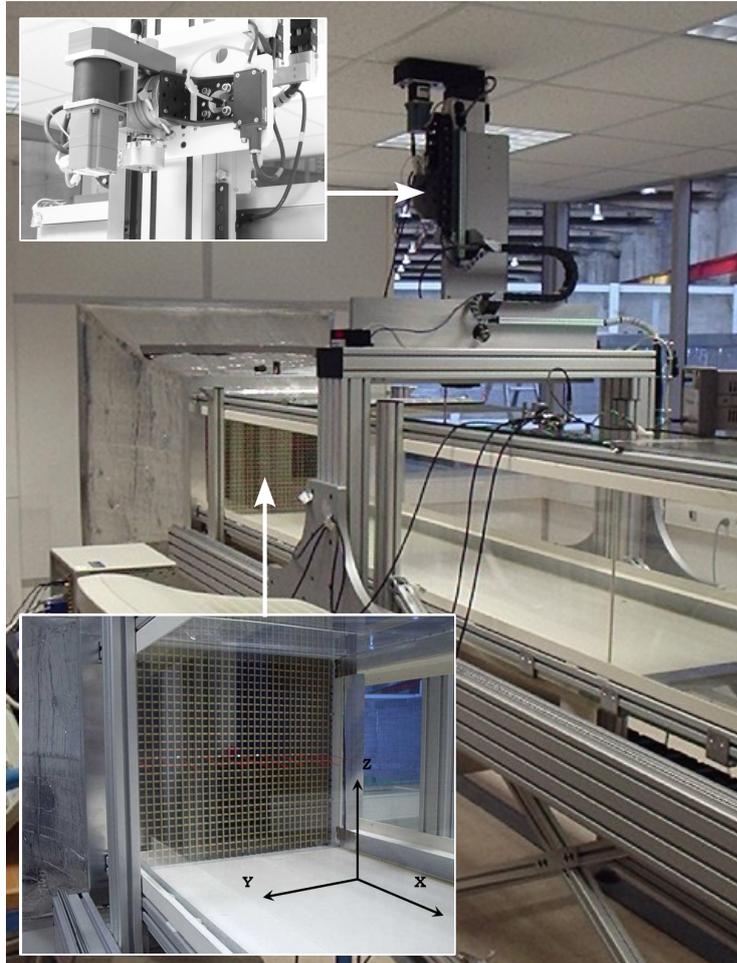


FIG. 2.3 - Veine d'essais TRANSAT. Vue d'ensemble sans calorifuge, ensemble de rotation (en haut) et grille d'entrée (en bas)

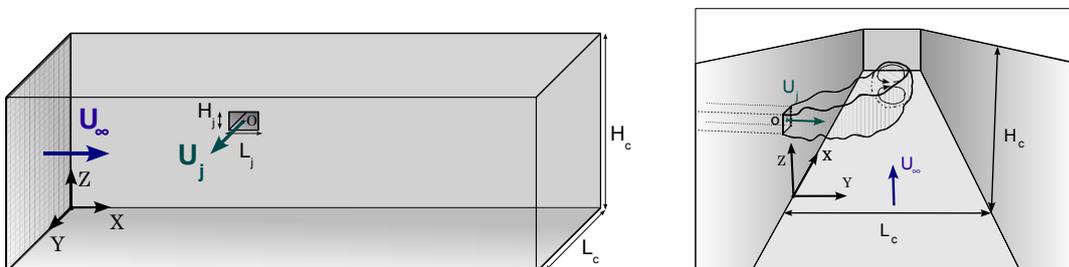


FIG. 2.4 - Schémas et conventions de la veine d'essais TRANSAT. Vue isométrique (à gauche) et vue dos à l'écoulement principal (à droite)

ment la suivante :  $U = \sqrt{u^2 + v^2 + w^2}$  avec  $u$ ,  $v$  et  $w$  les composantes de  $U$  suivant chaque axe respectif.

## 2.4 Conditions aux limites requises pour l'étude

### 2.4.1 Conditions thermo-aérauliques antérieures

#### Conditions cinématiques

Au plan cinématique, l'écoulement du canal principal présente des conditions d'homogénéité satisfaisantes pour l'étude. A titre d'illustration, les figures 2.5 et 2.6 montrent pour deux vitesses différentes l'uniformité des profils ("plats" à 1.5%) d'une part (figures du haut), et une intensité de turbulence de 1.5% due à la grille amont d'autre part (figures du bas).

Pour ce qui concerne le profil de vitesse du jet, celui-ci avait été caractérisé à la réception du canal secondaire par des mesures au tube de Pitot, dont un exemple est présenté sur la figure 2.7 pour une vitesse maximale au centre du jet  $U_j = 5 \text{ m.s}^{-1}$ . Ces mesures, effectuées seulement dans la partie supérieure du jet pour des raisons techniques, sont apparues insuffisantes pour qualifier le caractère établi de l'écoulement en sortie de conduite, et en vérifier la symétrie supposée. Il convenait donc de les compléter, ce qui est présenté au paragraphe 2.4.2.

#### Conditions thermiques

*↪ Situation du tunnel aérodynamique et gradient en paroi*

L'ensemble du tunnel aérodynamique se situe dans un hall de bâtiment de grandes dimensions dont il est difficile de maîtriser les conditions de température (chauffage radiatif par le plafond en hiver, ensoleillement l'été). De plus, la soufflerie, implantée au deuxième étage, subit un refroidissement par le plancher métallique (dû à une pièce fermée située au premier étage), qui induit un déphasage thermique supplémentaire.

Dans un premier temps, l'échangeur de la soufflerie était continuellement alimenté par l'eau industrielle, dont la température était située entre 13°C et 15°C et variait peu. La température de l'écoulement dans le tunnel était donc sensiblement la même, soit environ 10°C en dessous de celle du hall et des parois du tunnel. En effet, si ces dernières sont bien recouvertes de calorifuge (laine de roche), ceci n'a qu'un effet retardateur dans la mesure où la conductibilité thermique de ce dernier est moins bonne que celle de l'air. De plus, les parois de la veine d'étude n'étaient pas calorifugées ; on s'est aperçu lors de mesures de températures à ce niveau (paroi

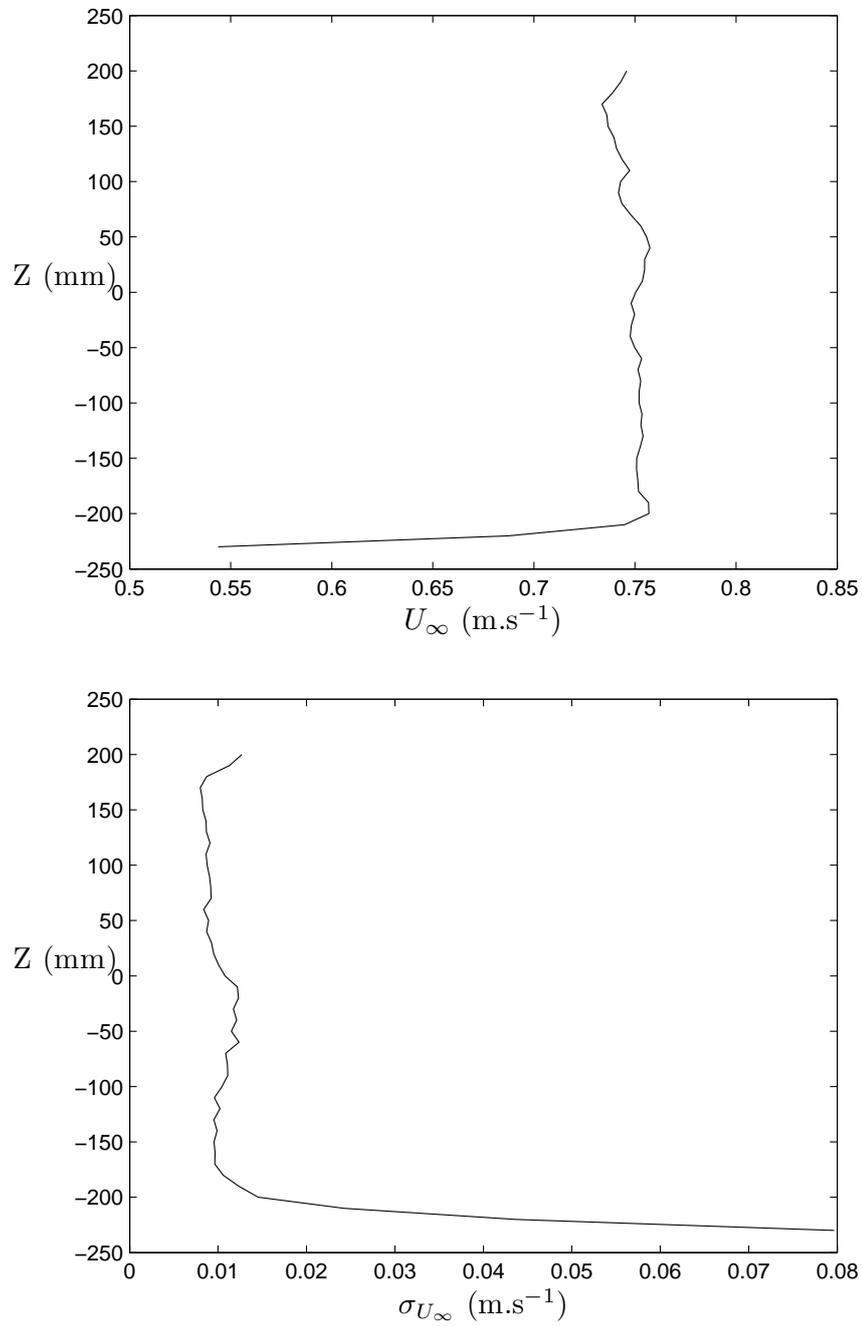


FIG. 2.5 - Profils de vitesse (en haut) et d'écart-type de vitesse (en bas) dans la veine d'essais.  $U_\infty = 0.75 \text{ m.s}^{-1}$

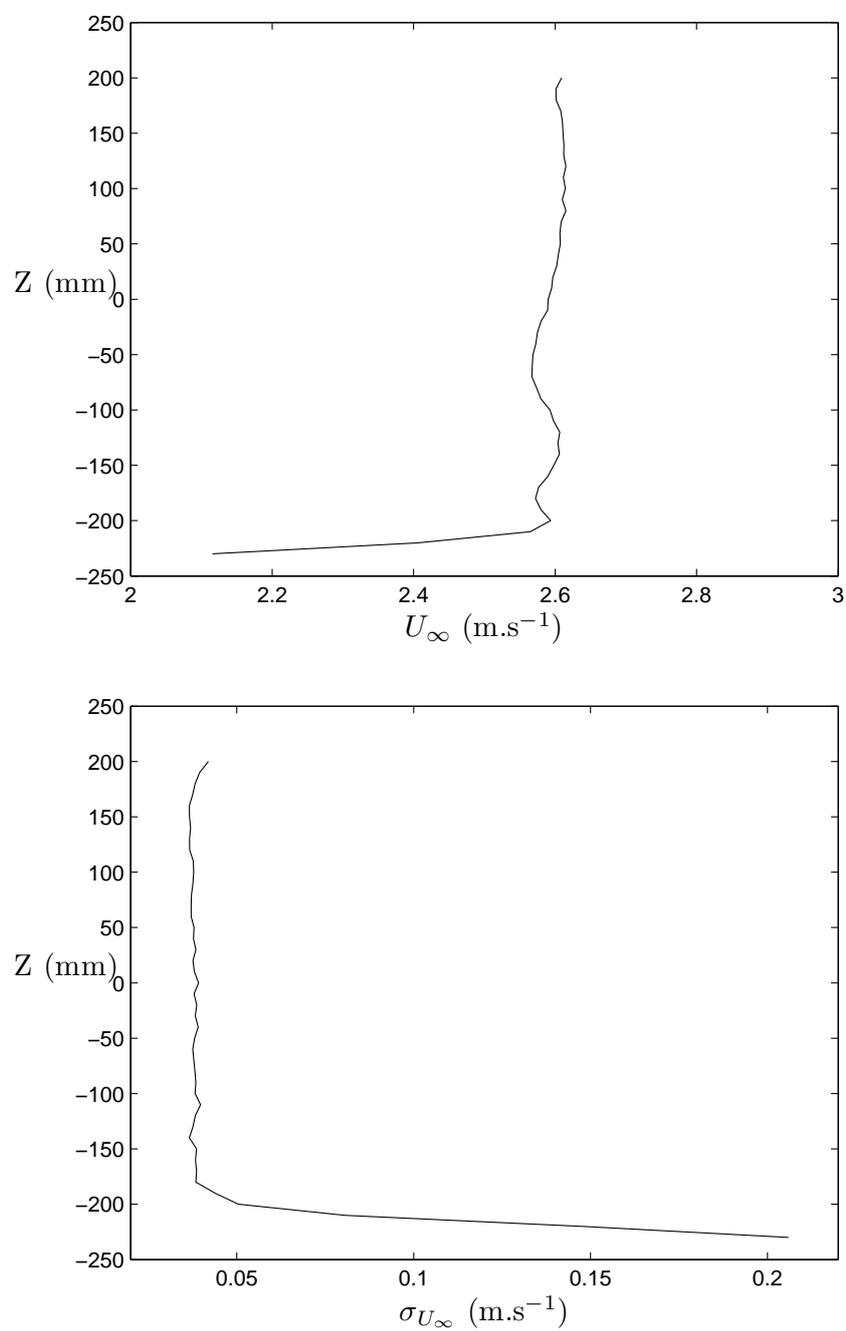


FIG. 2.6 - Profils de vitesse (en haut) et d'écart-type de vitesse (en bas) dans la veine d'essais.  $U_\infty = 2.6 \text{ m.s}^{-1}$

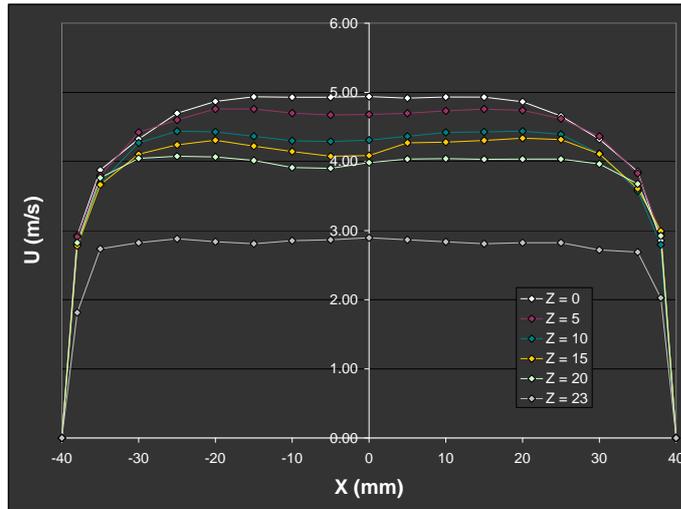


FIG. 2.7 - Profils de vitesse horizontaux mesurés au tube de Pitot pour différentes altitudes en sortie de jet, dans sa moitié supérieure.  $U_j = 5 \text{ m.s}^{-1}$

latérale, en plexiglas) de l'existence d'un gradient de température et d'un bruit thermique relativement importants ( $1.5^\circ\text{C}$  sur les 5 cm précédant la paroi, soit  $30^\circ\text{C.m}^{-1}$  associé à un écart-type des fluctuations thermiques de  $0.15^\circ\text{C}$  à 1 cm de la paroi).

### ↪ Stratification thermique

En marge de ce problème il s'avère que les vitesses d'écoulement dans le tunnel sont extrêmement faibles. On travaille en général dans la veine d'étude avec un écoulement de vitesse moyenne  $U_\infty$  comprise entre  $50 \text{ cm.s}^{-1}$  et  $2 \text{ m.s}^{-1}$ . Le coefficient de contraction du convergent étant de 12, il en résulte que dans la chambre de tranquillisation en amont du convergent, l'air se déplace à quelques 4 à  $20 \text{ cm.s}^{-1}$  en moyenne. Ces valeurs sont de l'ordre de celles induites par l'existence de convection naturelle, a fortiori avec des parois "chaudes" et un écoulement "froid".

Quantitativement, on peut calculer un nombre de Richardson Ri, qui représente le rapport entre l'énergie potentielle gravitationnelle d'une parcelle du fluide et son énergie cinétique. Une manière de le calculer est de le considérer comme le rapport du nombre de Grashof  $\text{Gr}_L = \frac{g\beta\Delta TL^3}{\nu^2}$  et du nombre de Reynolds  $\text{Re} = \frac{UL}{\nu}$  au carré, dans lesquels  $g$  est la valeur du champ de gravitation,  $\Delta T$  est l'écart de température,  $L$  la longueur caractéristique de l'écoulement,  $\nu$  est la viscosité cinématique et  $\beta$  est le coefficient d'expansion thermique du fluide dans l'état de référence à l'infini ( $\beta = -\frac{1}{\rho_\infty} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T}\right)_p$ ). En considérant les valeurs citées précédemment, une différence de température  $\Delta T$  entre le tunnel et l'extérieur de  $10^\circ\text{C}$ , sur une demi-hauteur de 1m environ pour une vitesse de  $5 \text{ cm.s}^{-1}$ , on a

$$\text{Ri} = \frac{g\beta\Delta TL^2}{U^2} = \frac{9.81 \cdot 10 \cdot 1}{298 \cdot 0.05^2} \simeq 130$$

Cette valeur indique (même si l'échelle de longueur est approximative) que le fluide peut être soumis au régime de convection naturelle le long du tunnel, ce qui, ajouté à la conduction à travers les parois (la paroi supérieure notamment), engendre en entrée de veine une stratification de l'air.

Des mesures ont été réalisées selon l'axe vertical central dans une section située en entrée de la veine principale dans le cas d'une vitesse de l'ordre de  $1.5 \text{ m.s}^{-1}$ . Les résultats obtenus sont indiqués sur la figure 2.8, et montrent clairement la stratification, révélée par un gradient de température d'environ  $2.6^\circ\text{C}$  sur la hauteur de la veine, principalement marqué dans sa moitié supérieure où l'on atteint environ  $8^\circ\text{C.m}^{-1}$ . Dans la mesure où la différence de température entre le jet et l'écoulement principal ne doit pas excéder une dizaine de degrés au maximum (afin de garantir la passivité du scalaire), la présence de ce gradient et son amplitude ne sont pas acceptables.

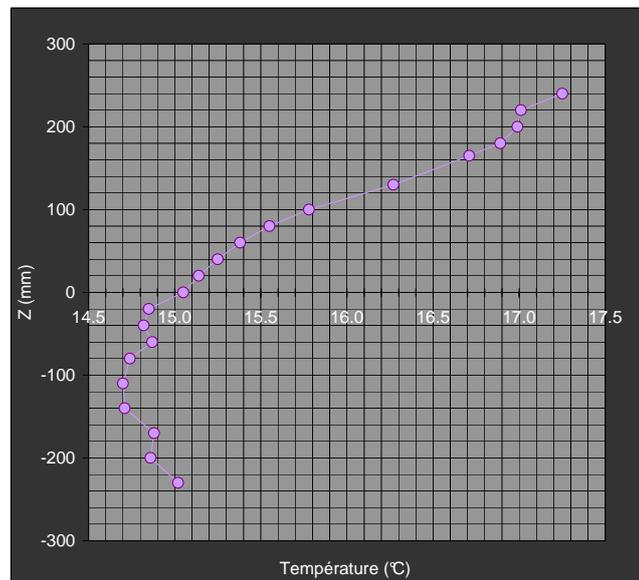


FIG. 2.8 - Gradient de température observé selon l'axe vertical central en entrée du canal principal.  $U_\infty = 1.5 \text{ m.s}^{-1}$

↪ *Déphasage entre les circuits*

Un autre problème thermique qui s'est présenté est le fait que les deux circuits ne répondent pas simultanément aux variations thermiques du hall. Ainsi quand une telle variation se produit, l'écoulement dans la veine voit sa température augmenter avant celle du jet. Ceci s'explique par la différence de vitesse au sein des deux circuits, et engendre une évolution du  $\Delta T$  entre les écoulements, indésirable pour des essais à  $\Delta T$  constant. A ceci s'ajoute la dépendance de la boîte chauffante du jet aux variations électriques du réseau du bâtiment ; la valeur de la tension peut

légèrement varier, ainsi que l'intensité traversant les aiguilles chauffantes. Il peut ainsi suffire dans les conditions d'utilisation usuelles d'une variation de 1 V sur la tension d'alimentation pour fournir 7 W supplémentaires ou en défaut au jet soit 0.2°C (pour  $U_j = 5 \text{ m.s}^{-1}$ ), ce qui s'avère être une valeur importante dans notre cas.

## 2.4.2 Caractéristiques cinématiques

Au début de ce travail la veine d'essais de la soufflerie TRANSAT et le profil de vitesse dans cette dernière avaient préalablement été qualifiés. Entre temps, la boucle a été équipée du circuit secondaire servant à engendrer le jet. Dans la mesure où ce circuit s'alimente par un prélèvement dans le tunnel aérodynamique principal, les débits en fonction des réglages des variateurs des deux ventilateur sont interdépendants et il convenait de les quantifier.

Des mesures de vitesse ont été effectuées à l'aide d'un tube de Pitot et d'un micromanomètre Furness MDC FC001, à  $X = -1200$  dans la veine principale (soit 1.2 m avant l'arrivée du jet dans celle-ci) et à  $Y = -200$  au centre du jet (soit 20 cm à l'intérieur du conduit du jet, en amont de son arrivée dans la veine principale). Les mesures de température des deux écoulements sont mesurées par les sondes Pt100 à demeure sur les circuits. La vitesse a été obtenue à partir des relevés de la hauteur manométrique  $H_{eau}$  (en mmCE) par la formule

$$U = \sqrt{2 \cdot g \cdot \frac{H_{eau}}{\rho_{air}}}$$

On a obtenu par ces mesures, présentées dans les tableaux 2.1 et 2.2 et sur les figures 2.9 et 2.10 les abaques de correspondance entre les réglages des fréquences des variateurs et les vitesses/débits obtenu(e)s. Ceci a permis d'élaborer un algorithme de calcul des fréquences à régler en fonction des vitesses désirées, mis sous une forme utilisable directement dans un fichier tableur. On peut ici noter que les vitesses annoncées sous la dénomination  $U_j$  sont bien les vitesses au centre du jet et non les vitesses débitantes correspondantes au rapport du débit sur la surface.

### Veine d'essais

La correspondance entre les vitesses et le réglage du variateur a été obtenue pour des gammes  $0.4 \text{ m.s}^{-1} < U_\infty < 2.6 \text{ m.s}^{-1}$  et  $3 \text{ Hz} < f_{veine} < 10 \text{ Hz}$  respectivement, car ce sont les valeurs de travail usuelles. Elle peut être prolongée pour des valeurs plus importantes, la correspondance entre fréquence et vitesse obtenue étant linéaire ; en revanche, des valeurs inférieures ne sont pas accessibles car elles correspondent aux limites basses d'utilisation du ventilateur (un échauffement des enroulements du moteur étant alors possible). A un réglage donné du variateur, la vitesse est fixe, invariante et reproductible à 1%.

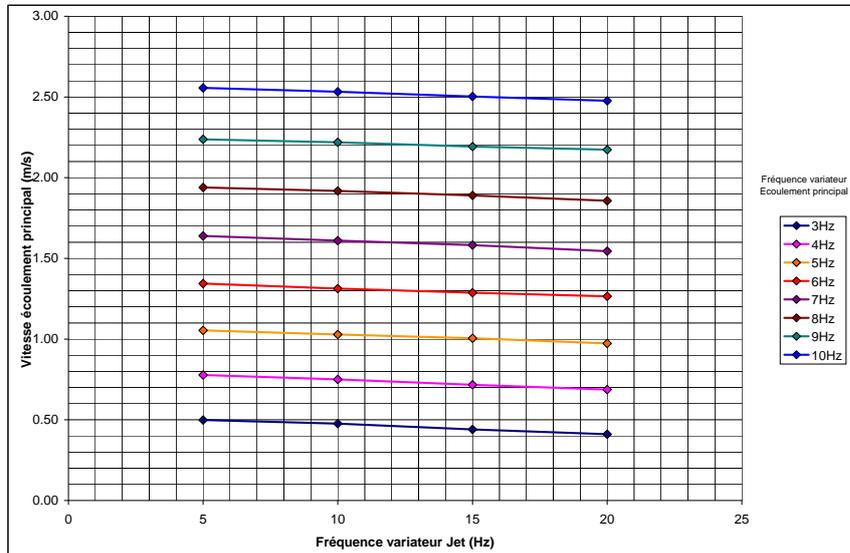


FIG. 2.9 - Abaque des vitesses dans la veine en fonction des réglages des deux variateurs

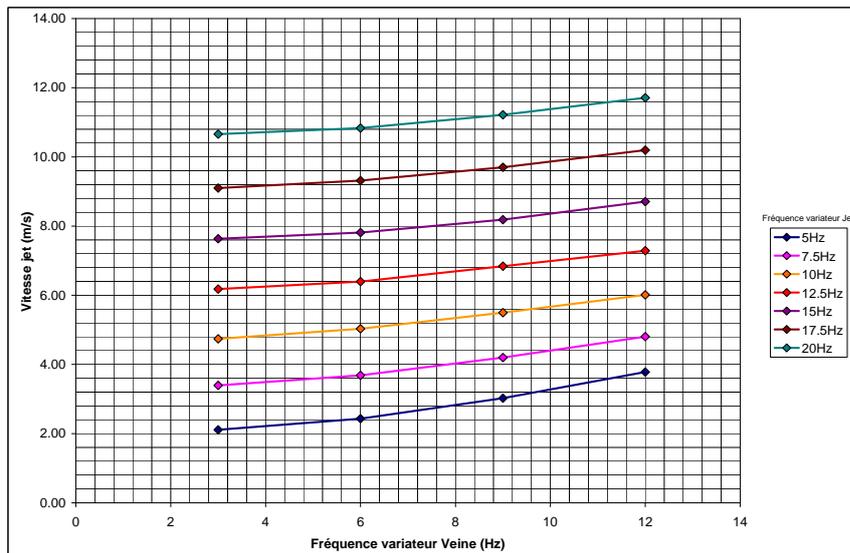


FIG. 2.10 - Abaque des vitesses du jet en fonction des réglages des deux variateurs

Fréquence variateur veine (Hz)	Fréquence variateur jet (Hz)			
	5	10	15	20
<b>3</b>	0.50 18150	0.48 17300	0.44 16000	0.41 14950
<b>4</b>	0.78 28300	0.75 27300	0.72 26100	0.69 25000
<b>5</b>	1.05 38300	1.03 37400	1.01 36550	0.97 35400
<b>6</b>	1.34 48900	1.31 47750	1.29 46800	1.26 46000
<b>7</b>	1.64 59600	1.61 58550	1.58 57550	1.55 56200
<b>8</b>	1.94 70550	1.92 69750	1.89 68700	1.86 67550
<b>9</b>	2.24 81350	2.22 80700	2.19 79750	2.17 79050
<b>10</b>	2.56 92950	2.53 92100	2.50 91000	2.48 90100

TAB. 2.1 - Tableau des vitesses ( $\text{m.s}^{-1}$ ) dans la veine et nombres de Reynolds correspondants en fonction des réglages des deux variateurs

Fréquence variateur jet (Hz)	Fréquence variateur veine (Hz)			
	3	6	9	12
<b>5</b>	2.11 8650	2.43 10000	3.02 12400	3.78 15500
<b>7.5</b>	3.39 13900	3.69 15100	4.20 17200	4.80 19700
<b>10</b>	4.74 19450	5.03 20600	5.50 22550	6.01 24650
<b>12.5</b>	6.18 25350	6.39 26200	6.84 28050	7.29 29900
<b>15</b>	7.63 31300	7.81 32000	8.19 33550	8.71 35700
<b>17.5</b>	9.10 37300	9.32 38200	9.70 39800	10.20 41800
<b>20</b>	10.66 43700	10.83 44400	11.22 46000	11.71 48000

TAB. 2.2 - Tableau des vitesses ( $\text{m.s}^{-1}$ ) et nombres de Reynolds correspondants au centre du jet en fonction des réglages des deux variateurs

### Conduit du jet

Le jet présente un écoulement développé de conduite. Comme on l'a évoqué précédemment, il convenait de vérifier la symétrie du champ de vitesse en sortie du jet. Pour ce faire, des cartographies de vitesse ont été effectuées à cet endroit, dont un exemple est présenté sur la figure 2.11 pour une vitesse  $U_j = 6.5 \text{ m.s}^{-1}$  (au centre du jet).

On peut observer que la cartographie de vitesse présente une légère dissymétrie avec un excès sur la droite de ce dernier (en le regardant en face). Cette dernière, associée à un léger effet de seuil, est cependant d'importance négligeable en regard de l'interaction forte entre le jet et l'écoulement, comme on pourra le constater dans la partie 5. L'ensemble du profil de sortie présente une symétrie satisfaisante, ainsi que celui des fluctuations, qui sont de plus relativement faibles, présentant un taux de turbulence au centre d'environ 5% et de 15% au niveau des bords du jet, où l'activité turbulente est la plus importante.

La correspondance entre les vitesses du jet et le réglage du variateur a été établie pour des gammes  $2 \text{ m.s}^{-1} < U_j < 12 \text{ m.s}^{-1}$  et  $5 \text{ Hz} < f_{jet} < 20 \text{ Hz}$ , qui sont là encore les gammes usuelles de travail.

### 2.4.3 Caractéristiques thermiques

Comme on l'a évoqué, l'étude se base en grande partie sur le marquage de l'écoulement par un scalaire passif, en l'occurrence la température. L'importance de l'homogénéité de température au sein des deux écoulements est donc primordiale. Or il s'avère que l'air est parmi les meilleurs isolants thermique existants après le vide (conductivité thermique de l'air :  $\lambda_{air} = 0.024 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ), et il est donc très difficile d'obtenir une isolation correcte lorsque l'on étudie un écoulement d'air. Cette partie décrit les principales opérations effectuées sur la soufflerie afin de corriger les défauts des conditions thermiques antérieures et d'obtenir des conditions compatibles avec l'étude, notamment en ce qui concerne la veine principale.

*↪ Déphasage entre les circuits*

Pour pallier ce problème, on a choisi de réguler la puissance fournie à la boîte chauffante en installant un auto-transformateur piloté par une carte électronique effectuant un asservissement de la puissance en fonction du  $\Delta T$  résultant entre les deux écoulements. Elle récupère donc une tension image des informations données par les sondes Pt 100 de référence de l'installation et régule la puissance fournie à la boîte en agissant sur un transformateur de 50 V tandis qu'un premier transformateur de 200 V fournit l'essentiel de cette puissance. On dispose ainsi d'une sensibilité plus grande sur le second, qui permet d'obtenir une régulation du  $\Delta T$  au dixième de degré, le retard entre les deux circuits étant alors compensé.

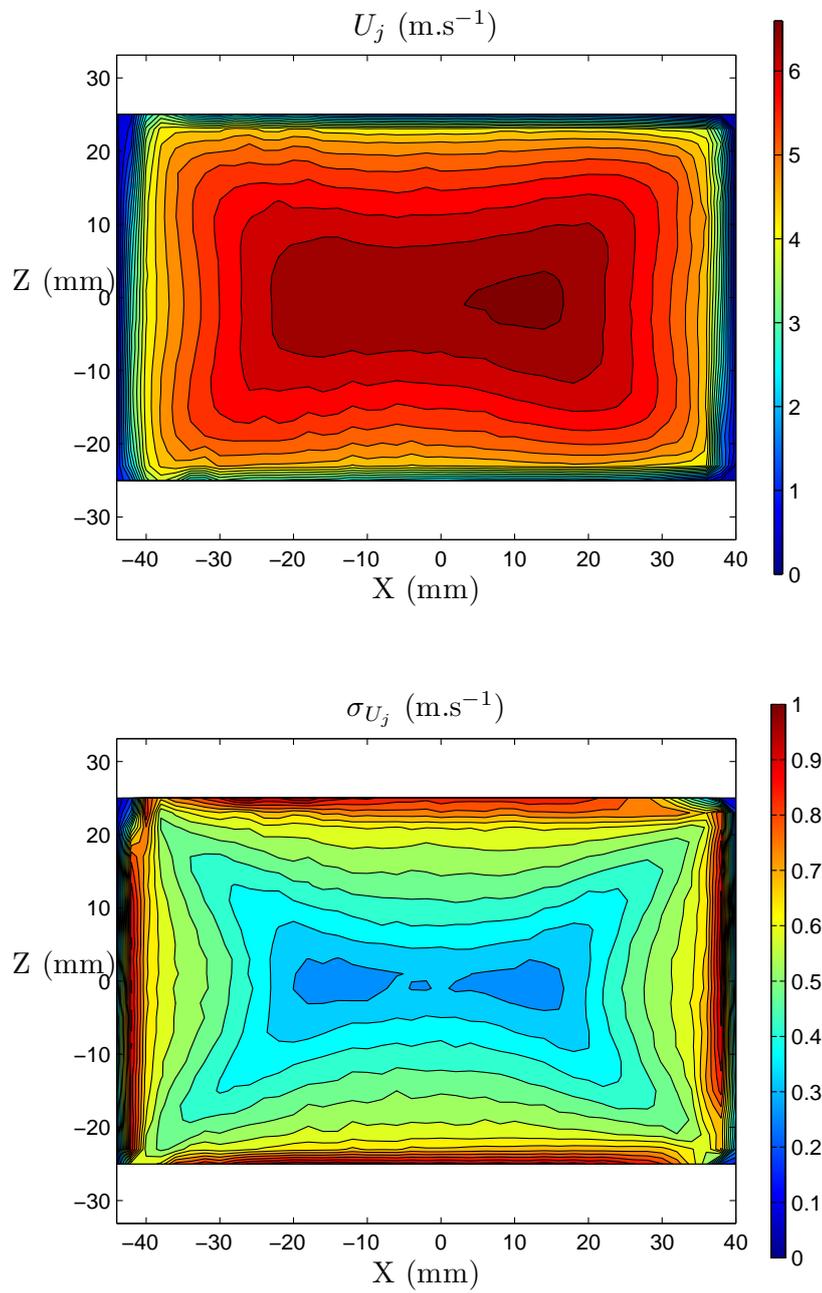


FIG. 2.11 - Cartographies de vitesse moyenne (en haut) et d'écart type (en bas) en sortie de jet.  $U_j = 6.5 \text{ m.s}^{-1}$  au centre

↪ *Gradient en paroi de la veine d'étude*

A l'instar du conduit du jet, la veine d'étude a été calorifugée avec 10 cm de Styrodur<sup>®</sup>, ce qui a efficacement aplati le profil de température en paroi, réduisant l'amplitude du gradient ainsi que du bruit thermique d'un facteur 3 comme le montre la figure 2.12.

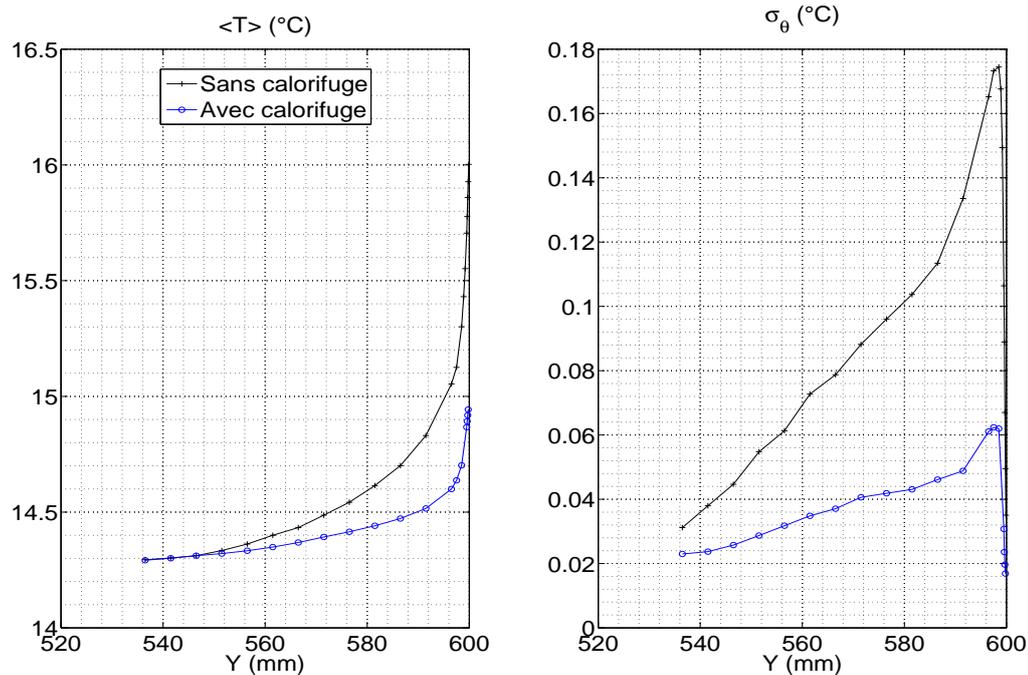


FIG. 2.12 - Gradient de température en paroi latérale (en  $Y=600\text{mm}$ ) de la section d'essai

↪ *Stratification thermique*

Afin de limiter ce problème, on a choisi de réguler la température de l'air circulant dans le tunnel TRANSAT en fonction de celle régnant dans le hall. La solution retenue a été d'alimenter l'échangeur du tunnel en circuit quasi-fermé par un bidon d'environ 200 l d'eau régulée en température. Le dispositif est donc constitué d'un bidon métallique relié à l'échangeur, d'une pompe pour la mise en mouvement de l'eau dans le circuit, d'une aiguille chauffante de 5 kW, d'une arrivée d'eau industrielle, d'un retour à l'égoût et de deux sondes de température Pt100. Un petit débit d'eau industrielle à environ 14°C arrive dans le bidon afin de participer à l'extraction de chaleur de l'air du tunnel. L'eau du bidon est également chauffée par l'aiguille chauffante afin d'arriver à une régulation fine et stable. La température de l'eau est donnée par une des sondes Pt 100 tandis que la seconde, servant de consigne à la régulation, est placée dans l'air du hall. L'eau est mise en mouvement, parcourt l'échangeur, et revient se mélanger dans le bidon via une crémaillère ; le trop

plein repart à l'égoût. On parvient ainsi à suivre la température du hall, variant continuellement mais lentement de jour comme de nuit, au dixième de degré en temps réel.

Le résultat obtenu s'est avéré satisfaisant dans la limitation de la valeur du gradient vertical de stratification, comme dans celle du gradient horizontal résiduel en paroi (en bleu figure 2.12), grâce à la diminution significative de la différence de température entre l'écoulement et le local de mesure. Ceci est traduit par le suivi des profils verticaux de température par thermométrie à fil froid, à intervalles de temps réguliers au cours de la journée et de la nuit, présenté figures 2.13.

Par comparaison entre ces deux courbes, on observe qu'à une heure donnée (entre 18h et 5h), le gradient vertical est plus important quand la vitesse est faible. De plus, on constate que la situation la plus défavorable se situe en début de matinée comme le montrent les quatre courbes (6h à 9h) de la figure du bas ; on atteint alors des valeurs de  $3.2^{\circ}\text{C}\cdot\text{m}^{-1}$ , bien que l'on se trouve dans le cas de vitesse importante.

Ceci est dû au refroidissement du plancher au niveau de la chambre de tranquillisation, comme on l'a évoqué précédemment. Dans la mesure où cette valeur reste importante et que cette évolution du profil de température n'est pas souhaitable, on a décidé d'extraire le calorifuge bloquant le faible espace entre la chambre de tranquillisation et la plate-forme afin de forcer l'air à circuler à l'aide de ventilateurs, dans l'optique d'homogénéiser le plus possible la température autour du tunnel à cet endroit.

Le résultat de ces opérations conduit à l'obtention en entrée de veine d'essais d'un gradient de température extrêmement limité comme le montrent les figures 2.14. Pour les deux mêmes valeurs de vitesse, le gradient dans l'ensemble de la veine est extrêmement limité, de l'ordre d'un dixième de degré, et l'amplitude thermique dans la couche limite inférieure a été considérablement réduite pour atteindre 6 et 2 dixièmes de degré respectivement. L'inversion du sens du gradient dans cette zone par rapport aux figures précédentes est dû au fait que les mesures ont été effectuées dans une période différente : la plate-forme retenait cette fois un air plus frais que celui de la pièce située en dessous, l'effet d'inertie thermique étant cependant comparable.

On peut remarquer que même pour la vitesse la plus faible, correspondante à une vitesse d'écoulement d'environ  $5\text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$  dans le circuit, ces valeurs sont très faibles et tout à fait acceptables en regard du marquage thermique du jet.

On a vérifié (figure 2.15) que le bruit thermique résiduel était très faible, de l'ordre de  $0.02^{\circ}\text{C}$  dans la veine et jusqu'à  $0.04^{\circ}\text{C}$  environ en paroi. Cette constatation est valable pour une vitesse de veine relativement faible ( $U_{\infty} = 0.75\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ ), et, a fortiori, pour des vitesses plus importantes.

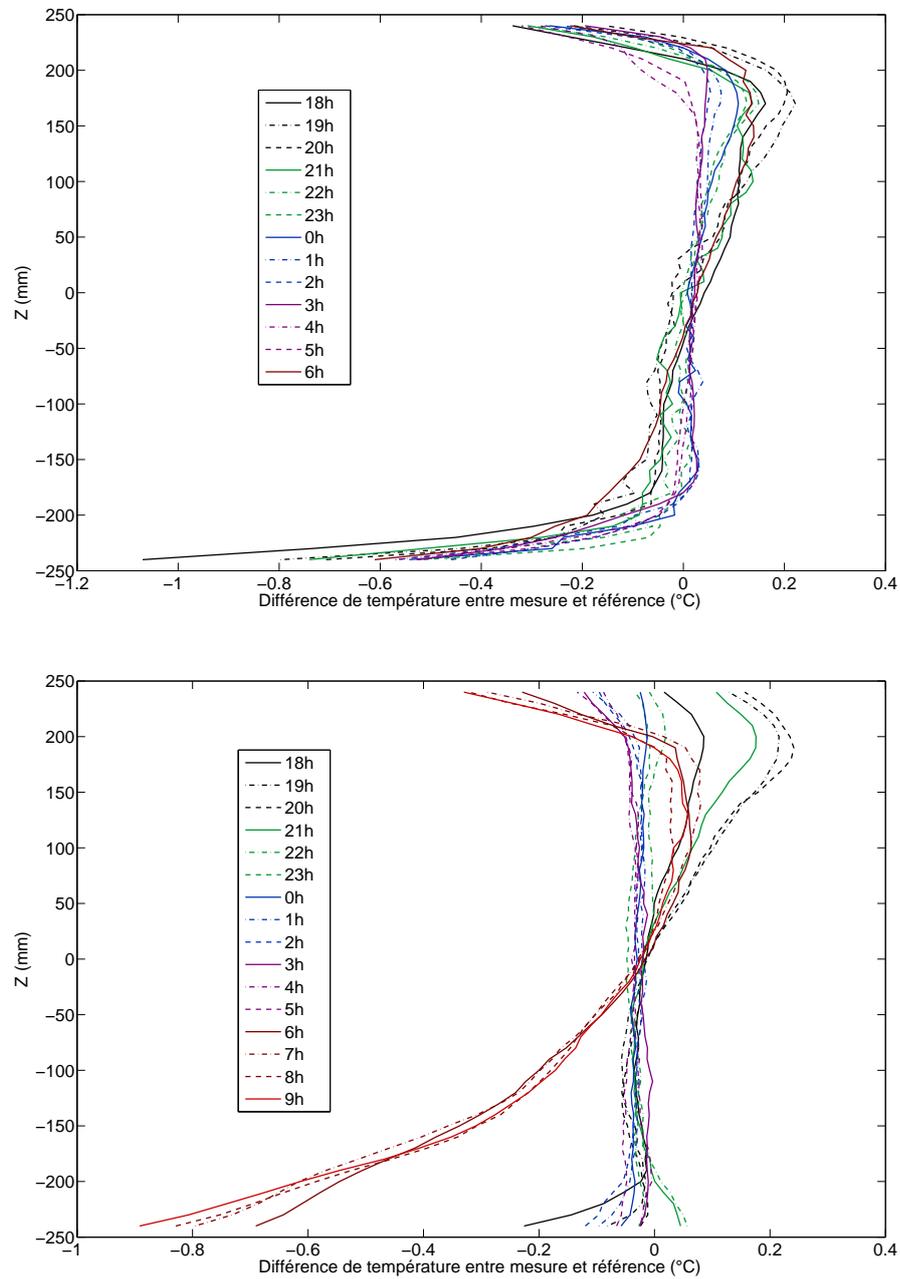


FIG. 2.13 - Gradient de température observé selon l'axe vertical central dans une section située en entrée de veine pour deux valeurs de vitesse infinie :  $U_{\infty} = 50 \text{ cm.s}^{-1}$  en haut et  $U_{\infty} = 2 \text{ m.s}^{-1}$  en bas

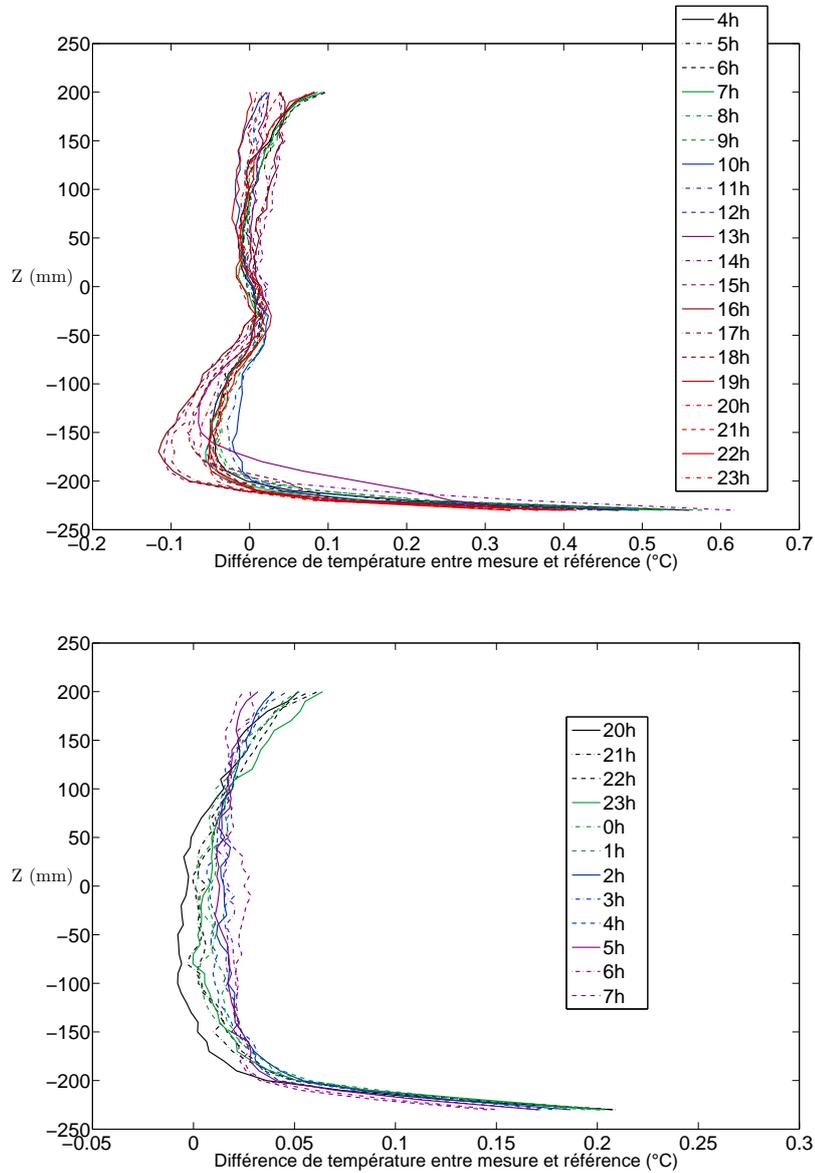


FIG. 2.14 - Gradient de température observé selon l'axe vertical en milieu et en entrée de veine principale pour deux valeurs de vitesse infinie après extraction du calorifuge.  $U_{\infty} = 50\text{cm.s}^{-1}$  en haut et  $U_{\infty} = 2\text{m.s}^{-1}$  en bas

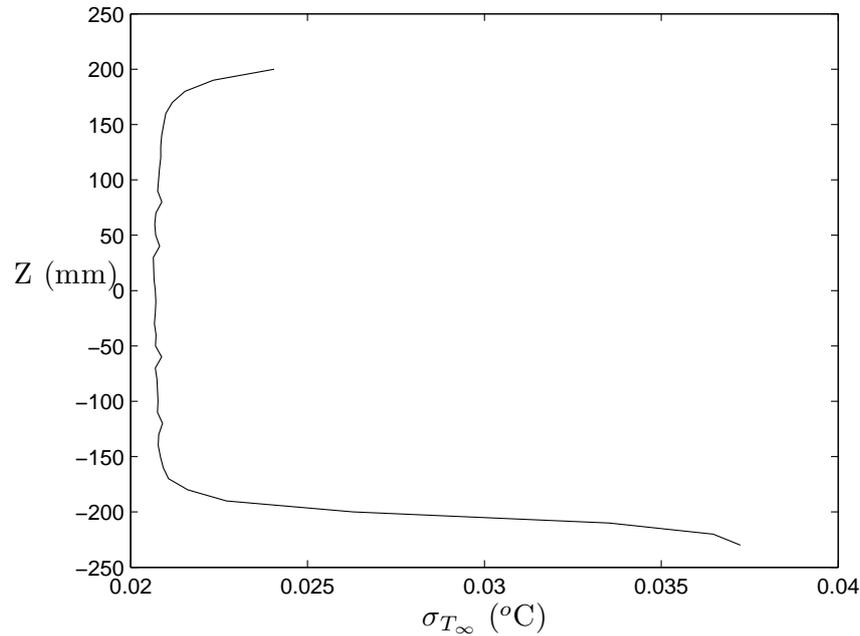


FIG. 2.15 - Profil d'écart-type de température dans la veine d'essais.  $U_\infty = 0.75 \text{ m.s}^{-1}$

Ces valeurs de bruit thermique de l'installation sont tout à fait satisfaisante dans la mesure où elles sont bien inférieures à l'écart-type des fluctuations thermiques dues au mélange du jet dans l'écoulement principal. Les mesures ne seront donc pas influencées par cette caractéristique intrinsèque à l'installation.

En ce qui concerne le conduit du jet, des mesures effectuées directement en sortie, présentées sur la figure 2.16, montrent que le profil de température est homogène au dixième de degré, et que les fluctuations sont extrêmement limitées : leur écart type est en effet de l'ordre de 5 centièmes de degré. La baisse de la valeur moyenne et l'augmentation significative de l'écart-type sont dus au fait que les mesures ont été effectuées légèrement à l'aval de la sortie du jet (5 mm) en présence de l'écoulement dans le canal principal, et donc de l'interaction entre les deux écoulements. Cependant, le reste des points indique que la longueur du conduit associée au calorifugeage sont suffisants pour l'homogénéité de température du jet.

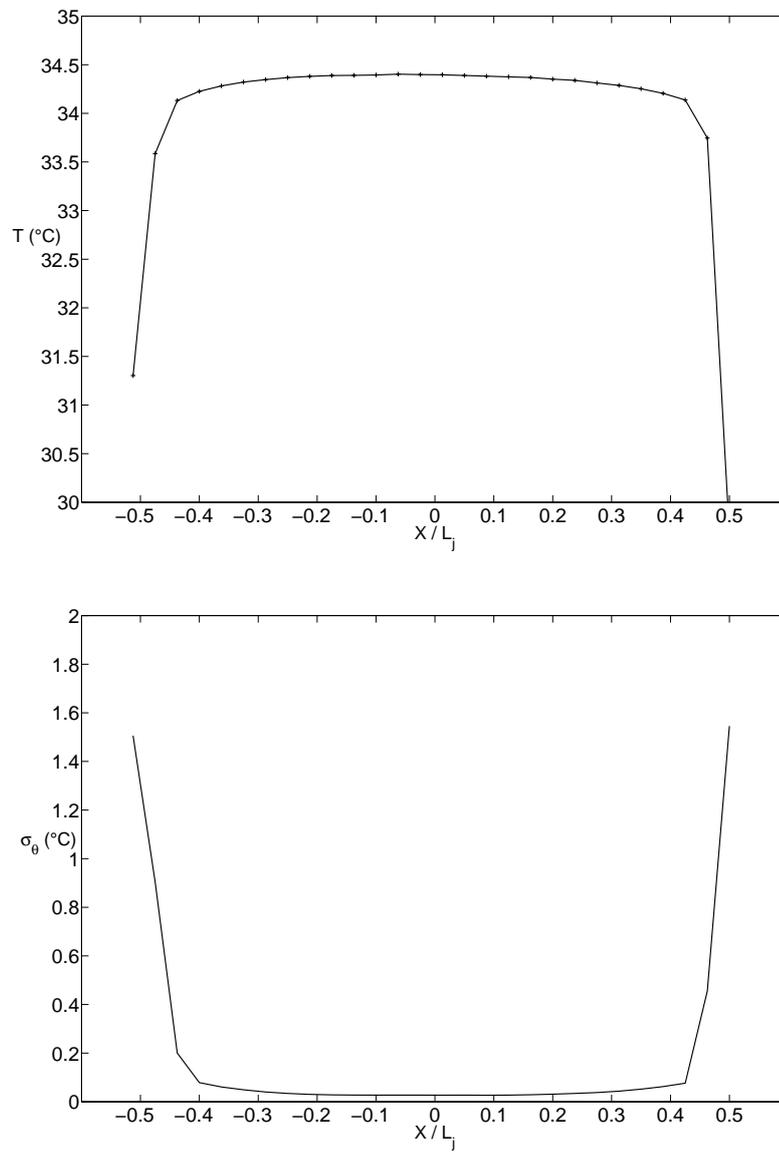


FIG. 2.16 - Profil horizontal de température (en haut) et d'écart type des fluctuations (en bas) en sortie de jet

# MÉTROLOGIE

## THERMO-ANÉMOMÉTRIQUE

---

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Besoin métrologique . . . . .</b>	<b>53</b>
<b>3.2</b>	<b>Rappels des principes de la thermo-anémométrie fil chaud / fil froid . . . . .</b>	<b>55</b>
<b>3.3</b>	<b>Les sondes . . . . .</b>	<b>56</b>
3.3.1	La mesure de vitesse : le fil "Wollaston" . . . . .	56
3.3.2	La mesure de température . . . . .	65
3.3.3	Sondes réalisées au LIEX . . . . .	66
<b>3.4</b>	<b>Le thermomètre du LIEX . . . . .</b>	<b>71</b>
3.4.1	Architecture et fonctionnement du circuit . . . . .	71
3.4.2	Dépendance à la température du local . . . . .	72
3.4.3	Performances . . . . .	73
<b>3.5</b>	<b>L'anémomètre à tension constante du LIEX . . . . .</b>	<b>75</b>
3.5.1	Rappel sur les systèmes anémométriques . . . . .	75
3.5.2	Principe de fonctionnement . . . . .	77
3.5.3	Performances . . . . .	79
<b>3.6</b>	<b>Les étalonnages . . . . .</b>	<b>81</b>
3.6.1	La soufflerie d'étalonnage . . . . .	81
3.6.2	Etalonnage du fil froid . . . . .	82
3.6.3	Etalonnage du fil chaud . . . . .	84
<b>3.7</b>	<b>Le système d'acquisition . . . . .</b>	<b>93</b>

---

### 3.1 Besoin métrologique

L'interaction entre le jet, l'écoulement et les parois est extrêmement tridimensionnelle, instationnaire et anisotherme, comme le confirmera l'étude qualitative globale exposée au chapitre 4.

Une manière avantageuse pour quantifier le champ de vitesse de ce genre d'écoulement est de mettre en oeuvre une méthode globale non intrusive telle que la PIV

tridimensionnelle résolue en temps. On aurait ainsi accès aux champs moyens et fluctuants complets cinématiques, ce qui serait d'un intérêt incontestable pour la validation des simulations numériques. Au delà du coût très élevé d'un tel système de mesures, cette méthode, basée sur l'ensemencement de particules, se heurte, dans notre cas, à la très forte inhomogénéité de l'écoulement (notamment la zone de recirculation en proche paroi), ce qui rend son utilisation très problématique. Quant au champ thermique, l'équivalent de la méthode volumique globale est, à ce jour, encore hors de portée. A des niveaux de température élevés, on aurait pu opter pour des techniques de fluorescence, mais à température ambiante et dans le cas d'un scalaire passif, cette solution s'avère inenvisageable (sans compter le problème de la résolution en temps, dans ce cas beaucoup plus limitée).

Dans le cadre de ce travail de thèse, nous nous sommes donc restreints à des investigations quantitatives locales. Malgré son aptitude à bien mesurer les écoulements à faible vitesse (voire de retour), la vélocimétrie laser n'est également pas apparue adaptée pour la même raison de non homogénéité d'ensemencement évoquée précédemment d'une part, et pour ses difficultés optiques inhérentes aux mesures en paroi proche et la non continuité temporelle des signaux, d'autre part.

Ces remarques préliminaires ont conduit à choisir la technique de thermo-anémométrie malgré son caractère intrusif. Dans le but de minimiser les conséquences de cet inconvénient majeur (lesquelles peuvent devenir très importantes, voire rédhibitoires dans le cas d'écoulement très tridimensionnels), et en vue d'optimiser la résolution spatiale et temporelle des capteurs, des sondes ont été spécialement élaborées pour prendre en compte les difficultés métrologiques liées à l'étude cinématique et thermique de notre écoulement.

### Contraintes liées aux échelles spatiales et temporelles de l'écoulement

Les mesures de champ moyen et de la variance des fluctuations thermiques et cinématiques nécessitent de résoudre les plus petites échelles turbulentes. Dans les conditions les plus exigeantes de notre étude (Reynolds turbulent de l'ordre de 3000 et Prandtl de l'ordre de 0.7), l'échelle de Kolmogorov  $\eta$  (resp. de Batchelor) vaut environ 0.125 mm (resp. 0.18mm) correspondant à des temps d'advection de l'ordre de 0.1 ms (équivalant à une fréquence de Kolmogorov  $f_\eta$  de 10 kHz). Quant aux amplitudes des fluctuations, celles de vitesse sont typiquement comprises entre le  $1 \text{ m.s}^{-1}$  pour l'écart-type et  $0.10 \text{ m.s}^{-1}$  pour la valeur caractéristique à l'échelle dissipative, tandis que celles de température sont comprises entre  $1^\circ\text{C}$  pour l'écart-type et  $0.1^\circ\text{C}$  à l'échelle de Batchelor.

Avant d'évoquer les arguments qui nous ont guidés dans la réalisation de nos sondes, on rappelle quelques principes de la thermo-anémométrie à fil.

## 3.2 Rappels des principes de la thermo-anémométrie fil chaud / fil froid

### Principe de mesure

Un fil métallique de très petit diamètre ( $d = 0.635\mu\text{m}$  à  $5\mu\text{m}$  en général) et de petite longueur (quelques millimètres), tendu aux extrémités effilées de deux broches (elles aussi métalliques), est chauffé par effet Joule à l'aide d'un courant électrique et est refroidi par la convection forcée provoquée par l'écoulement dans lequel il est placé. Ainsi, les fluctuations de vitesse et/ou de température du fluide créent des variations de température du fil, lesquelles induisent des variations de sa résistance électrique, que l'on mesure. Afin de maximiser les écarts de résistance, et ainsi d'augmenter la précision des mesures, il convient de choisir un matériau dont la résistivité électrique et la sensibilité thermique<sup>1</sup> ( $\gamma$ ) soient les plus grandes possibles. En effet, la résistance  $R(T)$  d'un matériau à une température habituelle  $T$  suit avec une très bonne approximation une loi d'évolution linéaire du type :

$$R(T) = R_0 [1 + \gamma(T - T_0)] \quad (3.1)$$

où  $T_0$  est une température de référence et  $R_0$  la valeur de la résistance à cette température.

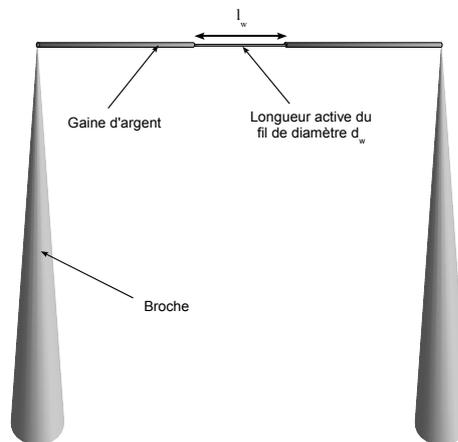


FIG. 3.1 - Schéma d'une sonde anémométrique à fil (cas d'un fil de Wollaston)

Si la surchauffe du fil est forte, l'effet de refroidissement par convection est prépondérant et le fil chaud répond aux fluctuations de vitesse, d'où le nom d'*anémométrie à fil chaud*. A l'inverse, pour mesurer les seules fluctuations de température de l'écoulement, on fait tendre le courant vers une valeur quasi-nulle. On annule ainsi la sensibilité du fil à la convection et en conséquence, la tension aux bornes du fil donne

<sup>1</sup>ou *coefficient de variation de la résistance avec la température*

directement la valeur de la température via la relation 3.1. En pratique, le courant d'alimentation est généralement de l'ordre de 50 à  $200\mu\text{A}$  (Fulachier, 1978 [38]) et l'effet Joule est indécélable, ce qui vaut à cette utilisation le nom de *thermométrie à fil froid*.

## Matériaux utilisés

Indépendamment des “aptitudes électriques” évoquées, rentrent en ligne de compte, pour la fabrication de telles sondes, des considérations d'ordre métallurgique liées à la ductilité des matériaux. Les métaux qui se sont naturellement imposés pour fabriquer les fils sont le tungstène ( $\gamma_{\text{W}} = 3.6 \cdot 10^{-3}\text{K}^{-1}$ ), le platine et un alliage de platine à 10% de rhodium ( $\gamma_{\text{Pt-10\%Rh}} = 1.6 \cdot 10^{-3}\text{K}^{-1}$ ).

Le tungstène a une haute limite d'élasticité : environ  $250\,000\text{ N/cm}^2$ , qui est approximativement 7 fois supérieure à celle du platine et 3.5 fois supérieure à celle de son alliage rhodié.

En pratique, l'élaboration de ces fils se fait par écrouissage. Dans le cas du platine ou de son alliage, dont la limite élastique est plus faible, les fabricants gagnent au préalable le fil d'une enveloppe d'argent. Le résultat est alors un rond central en platine ou platine rhodium dont le diamètre peut descendre jusqu'à  $0.635\mu\text{m}$  (voire  $0.35\mu\text{m}$  sur commande spéciale), lequel est inséré dans une gaine d'argent de diamètre compris entre 50 et  $80\mu\text{m}$ . Le fil ainsi obtenu s'appelle communément fil de Wollaston.

Dans le commerce, pour les sondes à fil chaud réalisées avec un fil de tungstène (W), l'élément sensible correspond à la totalité de la longueur du fil tendu entre les broches, qui sont généralement espacées de 3 à 4 mm. En revanche, dans le cas du fil de Wollaston, la partie active du fil (de Pt ou Pt/Rh) qui est généralement obtenue par une dissolution locale de la gaine d'argent, est significativement plus courte (entre 0.4 et 0.7 mm).

## 3.3 Les sondes

### 3.3.1 La mesure de vitesse : le fil “Wollaston”

#### Caractère intrusif et résolution spatiale du fil

Comme nous venons de le voir, la conception des sondes équipées de fil de tungstène présente l'inconvénient d'être sensible sur la totalité du fil jusqu'aux broches-supports. De fait, l'effet de filtrage spatial qu'occasionne une zone sensible de mesures trop longue et l'effet d'intrusion des broches, peuvent, dans certains cas, être réhibitoires. L'idée pour limiter ce phénomène de filtrage est de diminuer l'écartement entre les broches afin de réduire la longueur de fil. Mais alors, on est

confronté à deux problèmes : d’une part, l’effet de perturbation hydrodynamique que génère sur l’écoulement une proximité trop importante des broches (travaux de Comte-Bellot & Strohl, 1971 [21] et 1973 [87]), et, d’autre part, la faible valeur de résistivité du tungstène ( $5.5 \mu\Omega.\text{cm}$ ) qui n’autorise pas une longueur de fil inférieure à 1 mm. Le compromis adopté par les fabricants pour améliorer la localisation de la mesure est un écartement de broches de 1.25 mm. Malheureusement, cette valeur reste, le plus souvent, inacceptable du point de vue des perturbations hydrodynamiques.

A l’inverse, un fil de Wollaston présente l’avantage que l’écartement des broches ne dépend pas de la longueur active du fil. Ainsi, on peut écarter les broches autant que nécessaire et obtenir une longueur active aussi faible que l’on souhaite (compatibles avec les techniques de décapage) afin que la zone sensible du fil ne se trouve plus perturbée hydrodynamiquement par les broches.

De manière évidente, le fil Wollaston est plus adapté en termes de résolution spatiale et de limitation des perturbations. Lors de ce travail, on a pu raisonnablement obtenir un écartement entre broches de 5 mm au minimum, associé à une longueur active de 0.5 mm, ce qui, dans notre cas, représente environ quatre fois la longueur typique de dissipation de Kolmogorov  $\eta$ .

### Uniformité de la température du fil

Idéalement, le fil est supposé avoir une longueur infinie.

En pratique, il est important de savoir en quoi la longueur finie du fil et son diamètre influent sur le profil de température, et par voie de conséquence sur les transferts de chaleur. Nous rappelons ici, en se référant aux travaux de Bruun [13] et Moisy [65], comment établir le profil de température  $T_w(x)$ , dans le cas d’un régime permanent ( $U = \text{cste}$ ,  $\partial T_w / \partial t = 0$ ).

Supposons un fil de diamètre  $d_w$ , de conductivité thermique  $k_w$  (typiquement  $190 \text{ W.K}^{-1}.\text{m}^{-1}$  pour le tungstène et  $40 \text{ W.K}^{-1}.\text{m}^{-1}$  pour le platine rhodié à 10%), ayant une longueur  $l_w$  et dont les extrémités en  $x = -l_w/2$  et  $x = l_w/2$  sont reliées aux bords (broches ou gaine d’argent) à une température  $T_0$  égale à celle du fluide. On appelle  $h$  le coefficient d’échange convectif qui, de manière générale, dépend :

- de la vitesse de l’écoulement  $U$  (plus précisément de sa composante normale au fil) et du diamètre du fil chaud  $d_w$ .
- des propriétés physiques du fluide : la viscosité cinématique  $\nu$ , la conductivité thermique  $\lambda_f$  et la diffusivité thermique  $\alpha$ .

Si on considère une tranche de fil de longueur infinitésimale  $dx$ , le bilan de puissance sur cette petite tranche peut s'écrire :

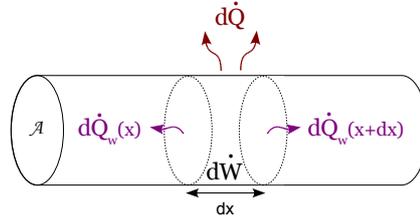


FIG. 3.2 - Bilan de puissance sur une tranche  $dx$  de fil

- La puissance apportée par effet Joule est

$$d\dot{W} = \frac{R_w dx}{l_w} I_w^2$$

où  $(R_w dx/l_w)$  est la résistance de la petite tranche et  $I_w$  le courant d'alimentation du fil chaud.

- La puissance transférée au fluide par convection forcée s'exprime sous la forme

$$d\dot{Q} = \pi h d_w (T_w(x) - T_\infty) dx$$

- Enfin, deux termes de transfert conductifs, l'un vers la gauche (en  $x$ ) et l'autre vers la droite (en  $x + dx$ ), dont le bilan peut s'écrire :

$$d\dot{Q}_w = \dot{Q}_w(x + dx) - \dot{Q}_w(x) = \frac{\pi d_w^2 k_w}{4} \frac{\partial T_w}{\partial x} \Big|_{x+dx} - \frac{\pi d_w^2 k_w}{4} \frac{\partial T_w}{\partial x} \Big|_x$$

$$d\dot{Q}_w = \frac{\pi d_w^2 k_w}{4} \frac{\partial^2 T_w}{\partial x^2} dx$$

(où l'on néglige la variation de  $k_w$  avec la température).

Tenant compte de ce terme supplémentaire, le bilan de puissance  $d\dot{Q}_w + d\dot{W} = d\dot{Q}$  s'écrit pour la tranche infinitésimale (en divisant l'équation par  $dx/l_w$ ) :

$$\frac{\pi d_w^2 l_w k_w}{4} \frac{\partial^2 T_w}{\partial x^2} + R_w I^2 = \pi l_w d_w h (T_w(x) - T_\infty) \quad (3.2)$$

En posant  $\Theta(x) = T_w(x) - T_\infty$  et en reprenant l'expression  $R_w = R_0(1 + \gamma\Theta)$ , on obtient :

$$\frac{\pi d_w^2 l_w k_w}{4} \frac{\partial^2 \Theta}{\partial x^2} + R_0(1 + \gamma\Theta) I^2 = \pi l_w d_w h \Theta$$

que l'on peut réécrire sous la forme :

$$\frac{\partial^2 \Theta}{\partial x^2} + K_1 \Theta = K_2$$

avec :

$$K_1 = \frac{4\gamma R_0 I^2}{\pi d_w^2 l_w k_w} - \frac{4h}{k_w d_w} \quad \text{et} \quad K_2 = -\frac{4R_0 I^2}{\pi d_w^2 l_w k_w}$$

La solution de l'équation différentielle dépend du signe de  $K_1$  : solution avec oscillations pour  $K_1 > 0$  ou avec relaxation exponentielle pour  $K_1 < 0$ . Physiquement, on s'attend à une solution de type exponentielle, ce que l'on peut vérifier en montrant que  $K_1$  est toujours négatif en pratique : en écrivant  $K_1 = p - q$ , on peut former le rapport :

$$\frac{p}{q} = \frac{\gamma R_0 I^2}{\pi d_w l_w h} \simeq \gamma (T_w - T_\infty)$$

(car, en ordre de grandeur, on a toujours  $R_0 I^2 \simeq \pi d_w l_w h (T_w - T_\infty)$ ). Avec les valeurs données précédemment,  $\gamma \simeq 1.6 \cdot 10^{-3} \text{K}^{-1}$ , on voit que  $p/q < 1$ , soit  $K_1 < 0$ . Dans ce cas, la solution est pour un fil de longueur  $l_w$  :

$$T_w(x) = \frac{K_2}{|K_1|} \left[ 1 - \frac{\cosh(|K_1|^{1/2} x)}{\cosh(|K_1|^{1/2} l_w / 2)} \right] + T_\infty$$

En intégrant l'expression de la température le long du fil de longueur  $l$ , on obtient la température moyenne du fil :

$$T_{w_{moy}}(x) = \frac{K_2}{|K_1|} \left[ 1 - \frac{\tanh(|K_1|^{1/2} l_w / 2)}{|K_1|^{1/2} l_w / 2} \right] + T_\infty$$

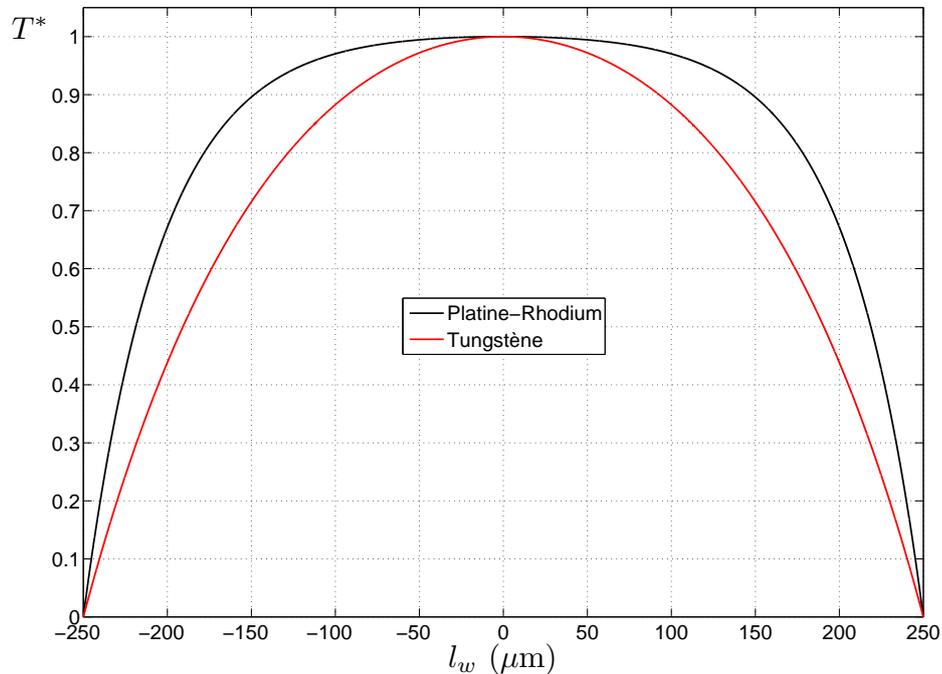


FIG. 3.3 - Profils de température pour des fils de platine rhodié-10% et de tungstène de  $2.5\mu\text{m}$  de diamètre à  $U = 10\text{m.s}^{-1}$

La relation précédente explicite la répartition théorique de température le long d'un fil pour des valeurs typiques des paramètres. A titre d'exemple, la figure 3.3 montre les profils de température d'un fil en tungstène de diamètre  $2.5\mu\text{m}$  (plus petit diamètre de fil de tungstène utilisable) et de celui d'un fil en platine rhodié de même diamètre pour une longueur active  $l_w$  d'environ 0.5 mm.

Pour la représentation des deux profils, on a choisi l'adimensionnalisation suivante :

$$T^* = \frac{T_w - T_\infty}{T_{w_{max}} - T_\infty} \quad (3.3)$$

$$0 \leq T^* \leq 1$$

où  $T_w$  est la température du fil,  $T_\infty$  la température aux extrémités du fil (condition aux limites), et  $T_{w_{max}}$  la température imposée maximale sur le fil.

Concernant le tungstène, on peut observer que les effets de conduction vers les bords sont très importants (sa conductibilité est environ cinq fois plus importante que celle du platine rhodium). Ils conduisent à l'existence d'un profil de température parabolique, qui entraîne de la conduction longitudinale dans la couche limite autour du fil, assimilable à un refroidissement parasite. Avec le platine rhodium, la température est sensiblement plus uniforme (50% de la longueur du fil est à plus de 95% de la température maximale). Ce matériau est donc plus adapté pour la fabrication de sondes utilisant un fil chaud.

### Réponse dynamique du fil

On considère un fil de longueur active  $l_w$  et de diamètre  $d_w$  tel que le rapport d'aspect  $l_w/d_w$  soit très grand (typiquement  $l_w/d_w \geq 200$ ). En faisant circuler dans ce fil de résistance  $R_w$  ( $w$  pour *wire*) un courant d'intensité  $I_w$ , on peut écrire le bilan de puissance suivant :

$$\frac{de_w}{dt} = \dot{W} - \dot{Q} \quad (3.4)$$

où  $e_w$  est l'énergie stockée sous forme de chaleur dans le fil,  $\dot{W} = R_w I_w^2 > 0$  la puissance apportée par effet Joule et  $\dot{Q} > 0$  la chaleur transférée depuis le fil vers l'extérieur. Le fil sera ainsi porté à une température  $T_w$  supérieure (d'environ  $100^\circ\text{C}$ ) à la température du fluide environnant  $T_\infty$  (Corrsin, 1963 [23]).

La réponse instantanée du fil est limitée par sa bande passante (Freymuth, 1967 [33] et 1969 [34]) : celui-ci peut se comporter comme un filtre passe-bas de fréquence de coupure  $f_c$ . Ce filtrage fréquentiel est essentiellement dû à la constante de temps  $\tau$  du fil qui est le rapport entre le taux de variation de la chaleur stockée dans le fil  $e_w$  et la puissance convective  $\dot{Q}$ , soit :

$$\tau = \frac{m_w C_p \Delta T}{h \mathcal{S} \Delta T} = \frac{m_w C_p}{h \mathcal{S}} \quad (3.5)$$

avec  $m_w$  la masse du fil,  $C_p$  la chaleur spécifique du fil de platine rhodium,  $\mathcal{S}$  la surface latérale du fil et  $h$  le coefficient de transfert convectif.

Pour un fil infini, cette fréquence de coupure peut être calculée à partir de la constante de temps du fil est :

$$f_c = \frac{1}{2\pi\tau} \quad (3.6)$$

Le tableau 3.1 présente les fréquences de coupure pour différents fils, de nature et diamètre différents. Elles ont été calculées pour un fil chauffé à 135°C dans écoulement d’air à 5 m.s<sup>-1</sup> ;  $h$  a été calculé à partir de la corrélation de Collis et Williams [18].

Matériau	Diamètre du fil $d_w$ ( $\mu\text{m}$ )	Fréquence de coupure (Hz)
Tungstène	5	260
Tungstène	2.5	840
Pt-10%Rh	2.5	760
Pt-10%Rh	0.5	11350
Pt-10%Rh	0.35	21500

TAB. 3.1 - Fréquences de coupure pour différents types de fil, de longueur  $l_w = 0.5$  mm, portés à 135°C, pour  $U_\infty = 5\text{m.s}^{-1}$

La chaleur spécifique du platine rhodié étant de 150 J.kg<sup>-1</sup>C<sup>-1</sup> et sa densité de 19900 kg.m<sup>-3</sup>, on trouve pour un fil de diamètre  $d_w = 0.35\mu\text{m}$  une fréquence de coupure d’environ 21 kHz, 25 fois supérieure à celle des fils utilisés classiquement en anémométrie à fil chaud (Tungstène,  $d_w = 2.5\mu\text{m}$ ). Une telle très faible inertie thermique constitue un argument majeur dans le choix d’utiliser des fils très fins.

### Mesure en proche paroi

Du fait de sa surchauffe, le fil est entouré d’une tache thermique de diffusion. Lorsque la distance entre le fil et la paroi devient inférieure à la taille de cette tache chaude qui englobe le fil, il apparaît un transfert d’énergie vers la paroi. Cela se traduit par une augmentation de l’énergie cédée par le fil, qui équivaut au niveau de la réponse en sortie à une augmentation de la vitesse mesurée (Saez [79]). Ce phénomène de survitesse se manifeste avec un capteur standard (équipé d’un fil de tungstène de diamètre 2.5 $\mu\text{m}$ ) à partir d’une distance adimensionnelle de la paroi de l’ordre de  $y^+ = 6$ .

Pour limiter ce phénomène, une solution consiste à diminuer la taille de la tache thermique autour du fil. Pour ce faire, deux alternatives se présentent : on peut soit diminuer la température de fonctionnement du fil, soit opter pour l’utilisation de sondes équipées de fil de plus petit diamètre. La première voie ne donne pas toujours satisfaction car le résultat est fortement dépendant du rapport signal sur bruit de l’électronique associée. La seconde voie donne de très bons résultats. Ainsi, pour combattre ce phénomène de pontage thermique, Ligrani et Bradshaw ont développé une sonde équipée d’un fil de Wollaston en platine rhodium de 0.625 $\mu\text{m}$  de diamètre.

La figure 3.4 donne une description du capteur, dont l’écartement entre broches est de l’ordre de 0.5mm. De manière à neutraliser l’effet de blocage qu’engendre un

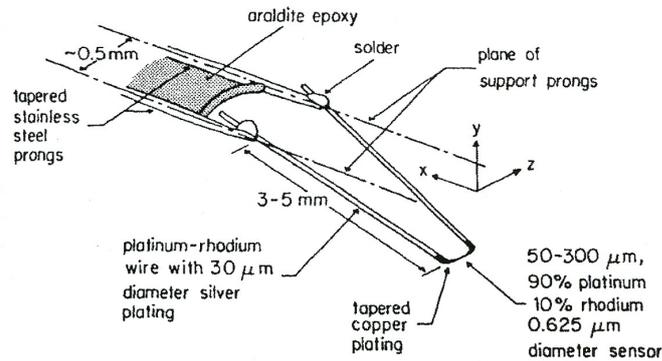


FIG. 3.4 - Sonde à fil chaud de Ligrani et Bradshaw (extrait de Ligrani et Bradshaw, 1987 [56])

tel rapprochement des broches, celles-ci sont prolongées dans un plan différent par le fil d'argent (entre les deux plans, l'angle est de l'ordre de  $15^\circ$ ). L'âme centrale de ce fil d'argent est le fil de platine rhodium de  $0.625\mu\text{m}$  de diamètre. Les figures suivantes (reproduites de Ligrani & Bradshaw, 1987 [56]) rapportent les résultats que les auteurs ont obtenus avec ce type de capteur.

Concernant le champ des vitesses moyennes (Figure 3.5), le tracé adimensionnel du profil met en évidence qu'un capteur équipé d'un fil de  $0.625\mu\text{m}$  autorise des mesures de vitesses moyennes sans correction de paroi jusqu'à  $y^+ = 1.5$ .

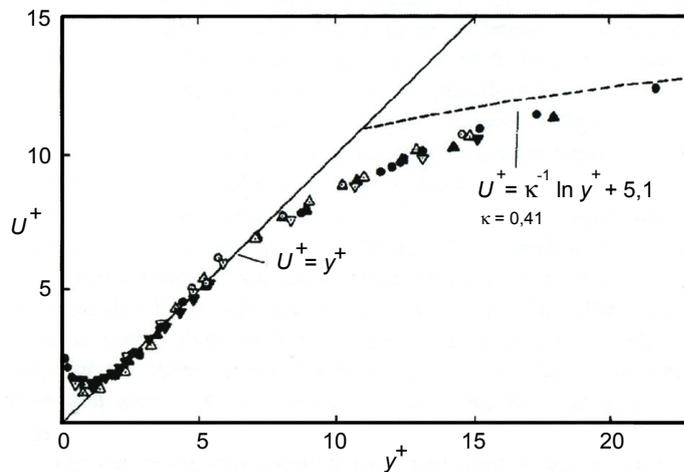


FIG. 3.5 - Vitesse normalisée dans la sous-couche visqueuse et la zone tampon  
 $d = 0.625\mu\text{m}$ , longueur active  $170\mu\text{m}$  :  $\nabla$ ,  $7.3\text{ m.s}^{-1}$ ;  $\circ$ ,  $6.5\text{ m.s}^{-1}$ ;  $\triangle$ ,  $5.7\text{ m.s}^{-1}$   
 $d = 0.625\mu\text{m}$ , longueur active  $430\mu\text{m}$  :  $\blacktriangledown$ ,  $7.3\text{ m.s}^{-1}$ ;  $\bullet$ ,  $6.5\text{ m.s}^{-1}$ ;  $\blacktriangle$ ,  $5.7\text{ m.s}^{-1}$

Pour le champ de l'énergie cinétique turbulente longitudinale, la figure 3.6 rapporte l'incidence du diamètre et de la longueur active du fil. Il ressort que pour des longueurs actives supérieures à 1 mm, la réponse du capteur est indépendante

du diamètre du fil, avec cependant une forte décroissance du signal due à un effet de filtrage qu'occasionne l'augmentation de la longueur active.

Globalement, en deçà de 1 mm, la réponse du capteur est fortement dépendante du diamètre du fil. Les trois courbes de réponses, sur leur partie gauche, mettent en évidence un effet de refroidissement dû à la conduction vers la gaine du fil ; ce phénomène est bien mis en évidence par le tracé de la figure 3.7 où la longueur active du fil est adimensionnée par son diamètre. L'optimum de réponse est obtenu avec le diamètre de fil de  $0.625\mu\text{m}$  et une longueur active de l'ordre de  $100\mu\text{m}$  ; au-delà apparaît déjà un effet de filtrage. Cette figure résume à l'aide du tracé adimensionnel l'influence du diamètre sur la réponse : il ressort que si l'on veut étudier la représentation spectrale de l'énergie cinétique turbulente, on a intérêt, pour limiter l'effet de filtrage de la longueur active, à travailler avec un diamètre de fil le plus petit possible, ce qui n'est pas sans poser des difficultés de réalisation.

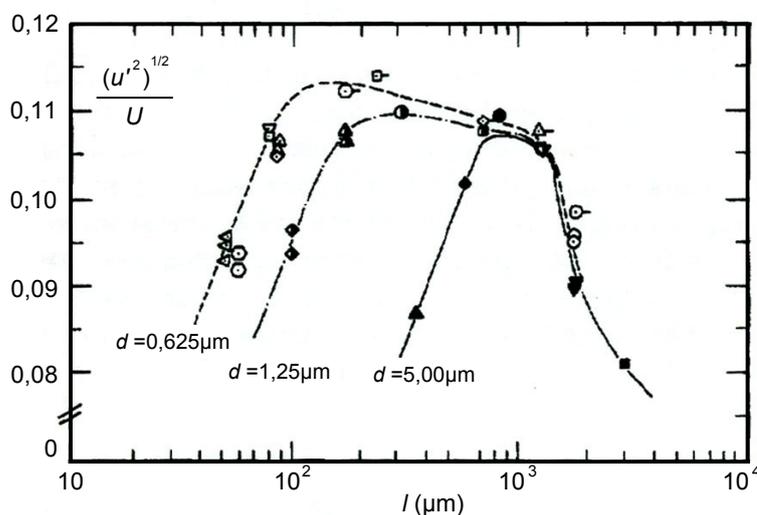


FIG. 3.6 - Réponse du fil chaud à l'énergie cinétique turbulente longitudinale en fonction de la longueur du fil et de son diamètre. Chaque symbole représente une mesure pour un fil différent.  $U = 7.2 \text{ m.s}^{-1}$ . Symboles pleins :  $d = 5.00\mu\text{m}$  ; Symboles semi-pleins :  $d = 1.25\mu\text{m}$  ; Symboles vides :  $d = 0.625\mu\text{m}$

Ainsi, les travaux de Ligrani & Bradshaw [56] montrent qu'il est possible d'accéder à des mesures sans correction de paroi jusqu'à  $y^+ = 1.5$ . Malheureusement le prototype de sonde qu'ils proposent n'autorise que difficilement une extension à plusieurs fils. Une tentative dans cette direction a cependant été faite ultérieurement par Ligrani, Westphal & Lemos (1989) [57]. De par la taille millimétrique de la sonde qui empêchait tout moyen de brasage classique, ils ont eu recours à des colles conductrices pour la mise en place des fils (figure 3.8). Mais la dérive permanente de la résistance de ces colles, associée à des effets de blocages liés à la trop grande diminution de l'écart entre les broches, n'ont pas rendu les résultats suffisamment concluants pour que les auteurs poursuivent leur effort.

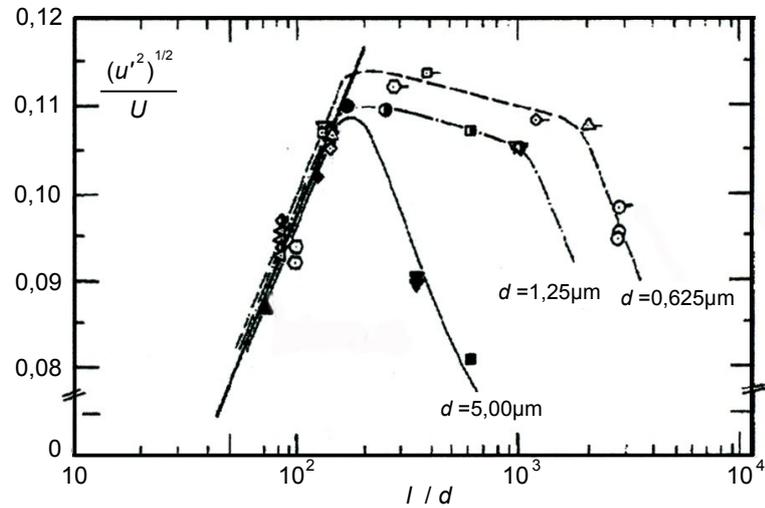


FIG. 3.7 - Réponse du fil chaud à l'énergie cinétique turbulente longitudinale en fonction du rapport longueur sur diamètre du fil et de son diamètre. Chaque symbole représente une mesure pour un fil différent.  $U = 7.2 \text{ m.s}^{-1}$ . Symboles pleins :  $d = 5.00 \mu\text{m}$ ; Symboles semi-pleins :  $d = 1.25 \mu\text{m}$ ; Symboles vides :  $d = 0.625 \mu\text{m}$

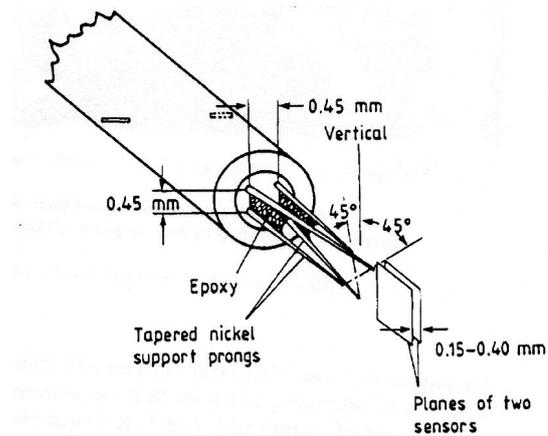


FIG. 3.8 - Prototypé de sonde en X miniature (extrait de Ligrani, Westphal & Lemos, 1989 [57])

## Résumé

Les quelques aspects que nous venons d'examiner concordent tous en faveur de l'emploi de fils de type Wollaston du plus petit diamètre possible :

- On peut réduire la longueur active du fil, et augmenter ainsi la résolution spatiale de la mesure, tout en gardant un excellent rapport  $l_w/d_w$ .
- La réponse dynamique du fil est d'autant meilleure que son diamètre est petit.
- L'emploi de fils de petit diamètre réduit la taille de la tache thermique entourant le fil, ce qui se révèle être un facteur favorable pour la réalisation de mesures en très proche paroi. C'est aussi un point très positif pour le rapprochement des fils (et par suite la réduction du volume de mesure), dans l'emploi de sondes complexes.

### 3.3.2 La mesure de température

#### Thermo-couple ou sonde résistive

Concernant la mesure de température, deux alternatives s'offrent à nous : la mesure par thermocouples ou la mesure par sonde résistive. Dans le premier cas, on exploite l'effet thermoélectrique créé par la jonction entre deux métaux de nature différente. Ceci implique donc de pouvoir réaliser une jonction entre les deux métaux, ce qui limite la miniaturisation relative des éléments sensibles. En effet, on ne peut guère envisager de thermocouples d'une taille inférieure à  $10\mu\text{m}$ . D'autre part, il faut que la gaine entourant les deux métaux soit isolée afin d'éviter tout effet parasite. Enfin, en termes de bande passante, les performances de ce type de matériel s'avèrent très limitées.

Dans le second cas, on utilise la variation linéaire de la résistance d'un élément métallique en fonction de la température. Si en termes de miniaturisation et de bande passante les performances de sondes Pt100 par exemple ne sont pas meilleures que celles des thermocouples, elles présentent un avantage indéniable : la mesure absolue de température est beaucoup plus aisée et plus fiable dans le cas résistif, car il est plus facile de maintenir un courant calibré pour mesurer une résistance que d'utiliser l'effet thermoélectrique qui peut souffrir de l'effet Peltier.

#### Influence de la température ambiante : la dérive électronique

Si l'on choisit d'adopter les mesures résistives, le problème qui subsiste est, comme on vient de l'évoquer, le fait de pouvoir maintenir un courant de valeur constante pour obtenir une valeur la plus précise possible de la résistance. Pour ce faire, il est nécessaire de faire appel à une électronique soignée, dont malheureusement les

composants intervenant dans la régulation de ce courant peuvent être affectés par les variations de la température ambiante.

La solution que nous avons choisie pour obtenir un courant reproductible a été de réguler en température les circuits électroniques mis en jeu. D'une part, on mesure les températures de référence des écoulements par des sondes résistives de type Pt100 car nous n'avons pas besoin d'une réponse dynamique élevée. D'autre part, pour les mesures locales des champs de température absolue, moyen et fluctuant, on opte également pour la mesure résistive, à l'aide d'un fil froid cette fois.

### 3.3.3 Sondes réalisées au LIEX

#### Description

Le corps de sonde est constitué d'un cylindre de céramique de diamètre compris entre 2 et 4 mm, dans lequel sont implantées des aiguilles en acier inoxydable de diamètre 0.4 mm. Leur longueur émergente est approximativement de l'ordre de 15 mm, et la distance qui les sépare est au minimum de 6 mm. Afin de réduire les risques de rupture du fil lors des manipulations, le corps de sonde est gainé d'un tube en élastomère.

Actuellement, pour des sondes simples, le laboratoire a acquis un savoir faire qui permet la réalisation de sondes équipées d'un fil dont le diamètre peut indifféremment valoir  $0.635\mu\text{m}$ ,  $0.5\mu\text{m}$  ou  $0.350\mu\text{m}$ . Il est également possible d'associer chaque type de fil à un écartement entre les broches variant de 6 à 10 mm. Cette recherche de résolution spatiale ne se résume pas à l'acquisition d'un savoir-faire technologique, mais il est motivé par le souci d'obtenir les mesures les plus précises possibles dans des conditions sévères, telles que l'accès à des fluctuations couplées de vitesse et de température dans des situations instationnaires et anisothermes en proche paroi.

La figure 3.9 donne un aperçu visuel du prototype de sonde à deux fils que nous avons développée. Celle-ci présente les mêmes caractéristiques que les sondes simples en termes de fil et de dimensions, à ceci près que deux fils sont montés sur la même sonde, afin d'accéder à la température et à la vitesse simultanément ; notre savoir-faire de fabrication nous permet de rapprocher les fils jusqu'à 5 dixièmes de millimètre, afin de respecter au mieux l'hypothèse selon laquelle les deux fils "voient" la même structure fluide au même instant.

En termes de tenue mécanique, les sondes ont été testées avec succès dans des écoulements de couche limite jusqu'à des vitesses d'écoulement légèrement supérieures à  $12\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ . En revanche, dans des situations de fort cisaillement, en frontière de jet par exemple, un bon comportement n'est obtenu que lorsque l'écartement

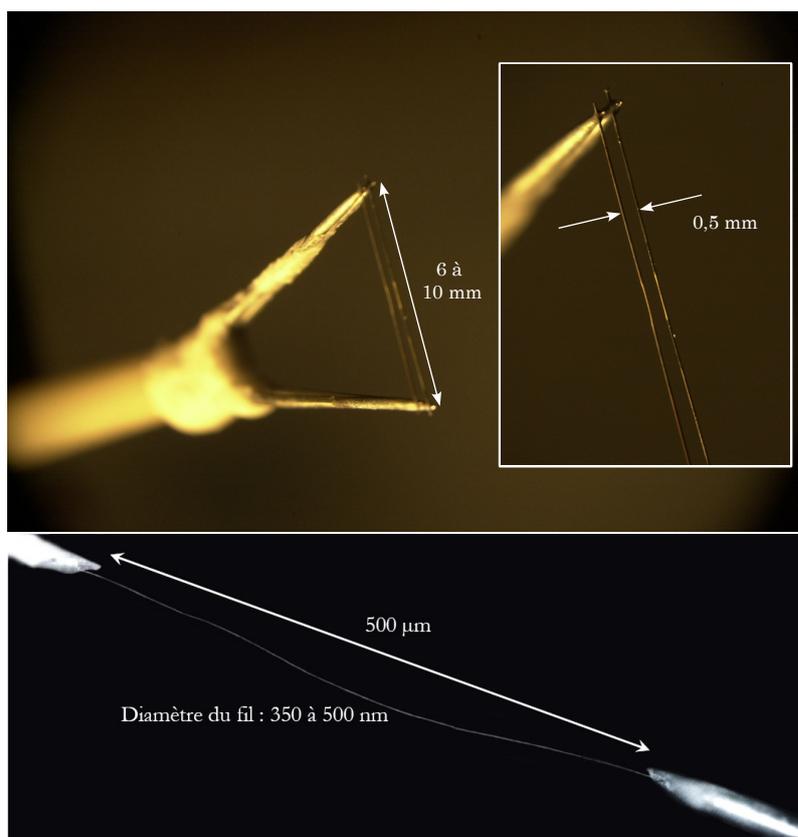


FIG. 3.9 - Prototype de sonde à deux fils parallèles développée au LIEX. Haut : Vue d'ensemble et zoom sur les parties actives (partiellement décapées), Bas : Vue au microscope du fil de platine rhodium mis à nu (partie active, grossissement 400)

Sonde	Matériau	Diamètre du fil $d_w$	Longueur active $l_w$	Rapport $l_w/d_w$	Ecartement entre broches
Sonde Dantec (température)	Argent	1 $\mu$ m	0.5 mm	500	0.5 mm
Sonde Dantec (vitesse)	Tungstène avec rechargement cuivre	2.5 $\mu$ m	1.25 mm	500	3 mm
Sonde de Ligrani [56] (vitesse)	Pt-10%Rh (Wollaston)	0.625 $\mu$ m	0.16 à 0.22 mm	300	1.1 à 1.3 mm
Sonde de Malécot [64] (vitesse et température)	Platine (Wollaston)	3 à 3.5 $\mu$ m	0.3 à 0.5 mm	100 à 150	3 mm
Sonde d'Antonia et al. [6] (vitesse)	Pt (Wollaston)	1.3 $\mu$ m	0.17 mm	130	-
Sonde LIEX (vitesse et température)	Pt-10%Rh (Wollaston)	0.35 à 0.635 $\mu$ m	0.4 à 0.5 mm	600 à 1500	6 à 10 mm

TAB. 3.2 - Récapitulatif des caractéristiques principales des sondes employées par les utilisateurs d'anémométrie à fil chaud (en rouge : facteur pénalisant, en vert : facteur favorable)

entre les broches n'excède pas 6 mm. Au delà de 6 mm, en raison d'une raideur insuffisante de la gaine d'argent du fil, le cisaillement induit des oscillations de grande amplitude à l'échelle du fil, oscillations qui conduisent souvent à la rupture de ce dernier. Les fils présentent un galbe plus ou moins important après décapage de la gaine d'argent qui entoure le fil de platine rhodié. Nous avons vérifié que ce galbe avait peu d'influence sur la détection de la vitesse normale au fil (voir le paragraphe suivant).

### Caractéristiques principales des fils

Le tableau 3.2 rappelle les caractéristiques des sondes à fil chaud que nous savons fabriquer, en regard de sondes commerciales (Dantec) et de sondes utilisées par quelques équipes expérimentales connues de la communauté de la turbulence.

Dans la majorité des études publiées, les sondes utilisées pour les mesures de vitesse sont fabriquées avec des fils de tungstène de 2.5 microns de diamètre alors que celles de température sont réalisées avec du fil de 0.635 microns au minimum

(Khalkhal [49] est parvenu à fabriquer une sonde à fil froid avec du fil de diamètre  $d_w = 0.5\mu\text{m}$  mais ne l'a presque pas utilisée). Avec les sondes "LIEX", on obtient une bonne résolution spatiale de mesures ( $l_w=0.5\text{ mm}$ ) et l'utilisation de fils de Wollaston de très petits diamètres ( $d_w=350$  ou  $500$  nanomètres), conduit à un rapport d'allongement élevé (allongement  $\frac{l_w}{d_w} \geq 1000$ ), lequel est suffisant pour mesurer les fluctuations de température et a fortiori, celles de la vitesse (Parathoen et al. 1982 [54]).

Il est important de préciser car, à notre connaissance, c'est un cas unique, que nos sondes sont utilisables indifféremment en fil chaud comme en fil froid. De plus un tel rapport d'allongement améliore significativement la répartition de la température le long de la partie sensible du fil.

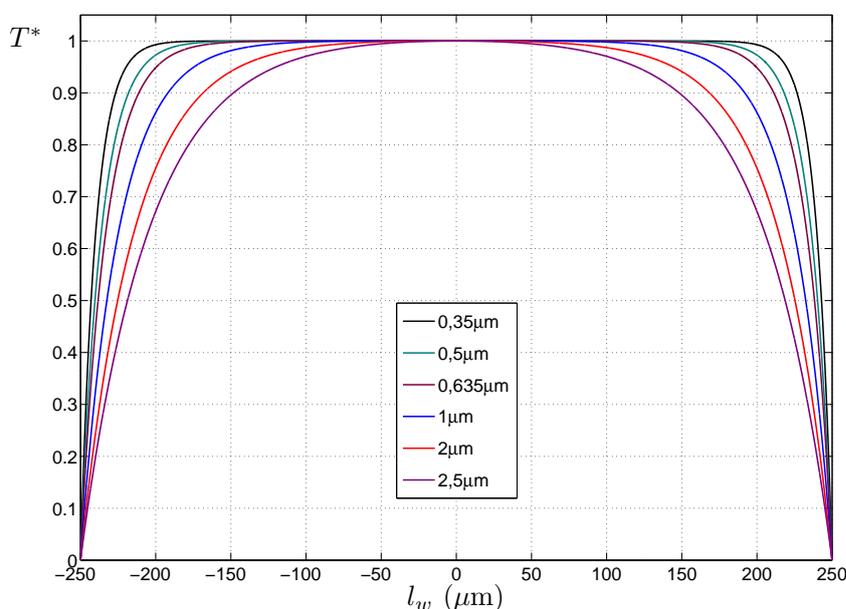


FIG. 3.10 - Profils de température pour une vitesse de  $10\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  (Fil de Wollaston)

A titre d'exemple, la figure 3.10 présente les profils de température adimensionnés pour différents diamètres de fil de Wollaston et pour une vitesse de  $10\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ . La comparaison avec les fils chauds du commerce montre qu'en diminuant le diamètre d'un facteur 8, le profil passe d'une forme "parabolique" à une forme de type "carrée". Pour le fil en platine rhodié avec un diamètre de 350 nanomètres, la température est constante et maximale sur environ 75% de la longueur du fil et 90% de la longueur du fil est à plus de 95% de la température maximale. Sur les bords, les gradients du profil sont très raides, ce qui permet de raisonnablement considérer le profil de température sur le fil comme une fonction carrée (ou "porte").

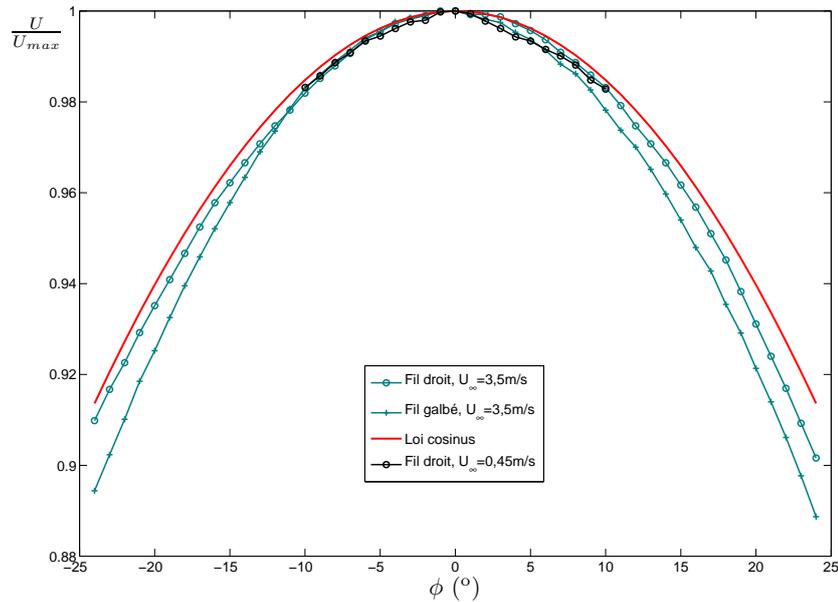


FIG. 3.11 - Comparaison de la loi "cosinus" avec la loi expérimentale

Au vu de ces profils de température, nous avons testé la réponse angulaire du fil. Nous avons fait varier l'angle  $\phi$  entre la direction de l'écoulement et le fil de  $-25^\circ$  à  $25^\circ$  par pas de  $1^\circ$ . La vitesse en fonction de l'angle est indiquée sur la figure 3.11 pour deux fils de 350 nanomètres de diamètres (l'un quasiment droit, l'autre relativement galbé) en comparaison avec la loi "cosinus". On constate que même dans le cas du fil galbé, la réponse est peu différente de celle de la loi idéale puisque l'erreur maximale sur la vitesse est de 0.5% pour une plage d'angle de  $-10^\circ$  à  $10^\circ$  autour de la position normale à l'écoulement, et atteint 2.5% pour des angles de  $-25^\circ$  et  $25^\circ$ . Pour le fil très peu galbé l'erreur maximale sur la vitesse n'est plus que d'environ 1% à ces mêmes valeurs extrêmes. Une erreur aussi faible autorise à s'affranchir de l'ajout d'un terme supplémentaire de la forme  $k \cdot \sin(\phi)$ , ( $k$  dépendant du rapport  $l_w/d_w$ , Collis et Williams [18]) et de considérer que la loi "cosinus" est directement applicable. Grâce au profil de température en "porte", la réponse du fil n'est sensible qu'à la composante de la vitesse qui lui est perpendiculaire.

La grande valeur de résistance imposée par la résistivité du platine rhodium et la très faible section  $\mathcal{A}$  des fils ( $R_w = \frac{\rho_{Pt-Rh} l_w}{\mathcal{A}}$ ) est dans les deux usages (fil chaud et fil froid) un atout pour la sensibilité, dans la mesure où ce sont les variations de résistance du capteur qui sont exploitées.

Compte tenu des spécificités des fils équipant les sondes fabriquées au LIEX (notamment cette grande valeur de résistance comparée à celle des sondes à fils standards), nous avons dû réaliser des thermo-anémomètre compatibles avec leur emploi. En effet, les valeurs typiques de résistance de nos sondes sont d'environ 700  $\Omega$  et 1100  $\Omega$  pour des diamètres de fil  $d_w$  de 0.5  $\mu\text{m}$  et 0.35  $\mu\text{m}$  respectivement. Dans

ce qui suit, nous décrivons leur développement, qui a été mené en parallèle de celui des capteurs. Le but a été d'obtenir la plus haute résolution possible, afin de pouvoir acquérir et exploiter d'excellents signaux, notamment en termes de rapport signal à bruit. Cette exigence associée au besoin de limiter les dérives des mesures absolues (notamment celles de température) nous ont conduit à isoler électriquement tous les appareils de mesures et à les alimenter avec des batteries. Dans un environnement tel que celui du CEA, où les masses des bâtiments sont reliées pour des raisons de sécurité, la mise en marche ou l'arrêt d'installations voisines peut se faire sentir sur l'ensemble du réseau électrique, même de manière minimale. Le fait de découpler la chaîne de mesure de ce réseau s'est donc révélé nécessaire pour l'obtention de résultats reproductibles et sans dérive.

## 3.4 Le thermomètre du LIEX

### 3.4.1 Architecture et fonctionnement du circuit

Afin de pouvoir exploiter les informations de faible amplitude, le signal aux bornes de la sonde est amplifié. Cette amplification ne peut pas être trop importante à cause des limitations en tension des cartes d'acquisition. Comme les sondes que l'on utilise ont une résistance importante, les variations en sortie du thermomètre, après amplification, peuvent dépasser les plages d'utilisation des cartes. C'est pourquoi on choisit de centrer au mieux sur zéro le signal de sortie du thermomètre ; ceci permet également de profiter au maximum de la gamme de mesure et de régler le gain en conséquence.

Pour ce faire, on effectue une soustraction entre le signal aux bornes de la sonde et le signal aux bornes d'une résistance de référence. Dans la mesure où cette référence ainsi que le courant traversant le fil ne doivent pas varier, nous avons opté pour un montage utilisant un miroir de courant. C'est ce que présente le schéma électronique de principe du thermomètre (figure 3.12).

L'alimentation du circuit  $V_e$ , représentée par une pile, est fournie par un régulateur de tension (MAX 6325). Le réglage du courant traversant les deux branches du miroir de courant, sur lesquelles sont montées la sonde  $R_w$  et la résistance de référence  $R_{ref}$ , est effectué par la tension  $V_{be}$  du transistor de réglage (monté en diode) via le potentiomètre  $R_1$ . La différence de potentiel entre la sonde et la résistance de référence est assurée par un amplificateur opérationnel d'instrumentation qui l'amplifie pour fournir le signal mesuré en sortie qui traduit les variations de la résistance du fil  $R_w$ .

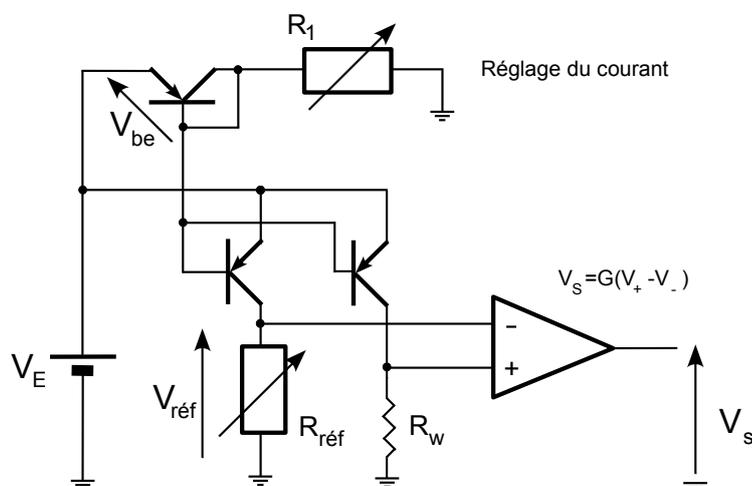


FIG. 3.12 - Schéma électronique de principe du thermomètre à courant constant (LIEX)

### 3.4.2 Dépendance à la température du local

Lors de campagnes d'essais, nous avons remarqué une dérive des mesures de température moyenne, anormale d'après les conditions de mesure et les températures données par les sondes Pt100 de référence de l'installation. Il s'est avéré que cette dérive provenait du circuit électronique. Les composants sont en effet sensibles à la température du milieu environnant, et une différence de température ambiante entre le local d'étalonnage et la soufflerie TRANSAT expliquait les écarts observés.

On a donc, dans un premier temps, remplacé la résistance de référence par une résistance métallique dont le coefficient de variation avec la température est bien moindre ( $0.6 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$ ) et peut être négligé.

On a ensuite effectué les relevés des différentes tensions mises en jeu en plaçant le circuit électronique dans une étuve dont la température était suivie, et ainsi pu vérifier que la valeur de la tension que le régulateur électronique fournissait ne variait pas avec la température (dérive de  $5 \mu\text{V}\cdot^\circ\text{C}^{-1}$  seulement soit 2 ppm). Les deux tensions aux bornes de la résistance de référence et aux bornes d'une seconde résistance destinée à simuler la sonde ont montré une dérive, parfaitement coordonnée, de l'ordre de  $250 \mu\text{V}\cdot^\circ\text{C}^{-1}$  (pour des résistances de  $670 \Omega$ ). Ceci indique donc que le courant variait de manière simultanée et identique dans les deux branches du miroir de courant.

On s'est donc intéressé à la valeur de la tension  $V_{be}$  qui fixe ce courant. Un relevé dans les mêmes conditions a indiqué une dérive de cette tension de  $2.4 \text{ mV}\cdot^\circ\text{C}^{-1}$ . Cette dérive trouve son origine dans le fait que le transistor concerné par cette tension est monté en diode ; or la dérive de tension usuellement observée aux bornes

d'une diode est de  $2.5 \text{ mV} \cdot \text{C}^{-1}$  environ, ce qui concorde parfaitement avec nos relevés.

Pour annuler cette dérive, le choix retenu a été de réguler électroniquement la puissance d'un tapis chauffant placé dans le boîtier du thermomètre pour maintenir une température constante sur ses composants. Le circuit électronique est ainsi maintenu à une température supérieure à celle du local, cette dernière étant réglée à plus ou moins un dixième de degré. Ainsi, non seulement les composants qui constituent le thermomètre ne dérivent pas, mais ils fonctionnent dans des conditions reproductibles.

Il est important de régler la résistance de référence au plus près de la valeur de résistance de la sonde ; en effet, le courant dans les deux branches du miroir n'est jamais exactement le même et peut très légèrement varier malgré les précautions décrites. Ces petites variations de courant vont engendrer des petites variations de tension aux bornes de la sonde et de la résistance  $R_{ref}$ . Si l'écart entre leurs deux valeurs est important, l'écart entre les variations de tension respectives sera lui aussi important (relativement). Dans la mesure où c'est la différence de potentiel entre les deux branches qui est amplifiée, le thermomètre deviendra donc d'autant plus sensible à une variation de courant (due à la température environnante principalement) que l'écart de valeur entre la sonde et  $R_{ref}$  sera grand. Inversement, si ces valeurs sont proches, les petites variations de tensions éventuelles à leurs bornes seront sensiblement égales et cela n'aura pas d'incidence sur le signal amplifié en sortie.

Ce dispositif permet, après un unique étalonnage de l'ensemble de la chaîne thermométrique, de mesurer localement dans l'écoulement non seulement les fluctuations de la température, mais aussi sa valeur moyenne absolue, ce qui est unique. En effet, même dans les cas de la littérature où un soin particulier est apporté à la métrologie et à la mesure, y compris ceux qui font référence dans le domaine (mesures de température en sortie d'un jet par Andreopoulos [3] par exemple), les fluctuations de température sont mesurées par un fil froid tandis que la valeur moyenne est donnée par un autre appareil comme une thermistance ou un thermocouple, placé à un autre endroit de l'écoulement.

### 3.4.3 Performances

En terme de résolution spatiale, la longueur active de nos capteurs (0.5 mm) est inférieure à 3 fois l'échelle de Batchelor. La fréquence caractéristique associée à cette échelle et à un temps d'advection de 0.1 ms est de 7 kHz. Comme on l'a vu précédemment, la fréquence de coupure de nos capteurs est largement supérieure, de l'ordre de 20 kHz.

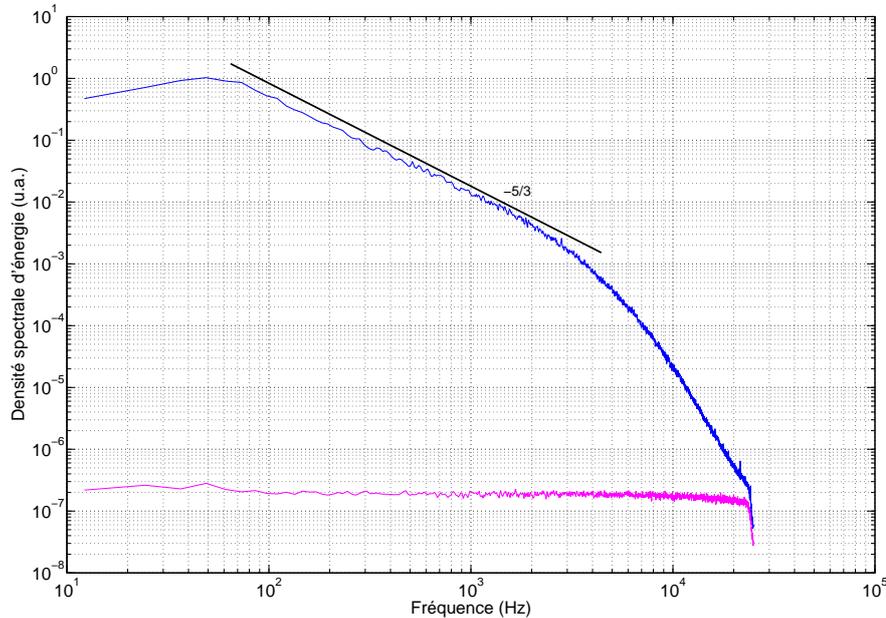


FIG. 3.13 - Exemple de densité spectrale de variance des fluctuations thermiques, issue d'une mesure de température dans la zone de mélange entre le jet et l'écoulement (en bleu, installation TRANSAT) en regard de celle du bruit de l'électronique (en magenta, obtenue en substituant la sonde par une résistance).

Sur la figure 3.13 est tracée une densité spectrale de variance des fluctuations thermiques sur l'installation TRANSAT (en bleu). Cette mesure a été effectuée à 50 kHz pendant 10 secondes à 3 diamètres hydraulique de jet en aval sur son enveloppe externe (couche de mélange) à l'aide d'une sonde de  $0.5\mu\text{m}$  de diamètre. Les conditions d'écoulement étaient les suivantes :  $Re = 55000$  et  $Re_j = 60000$  (basés sur le diamètre hydraulique des conduits). La différence de température entre les écoulements était de  $13^\circ\text{C}$ . En rose, on a tracé la densité spectrale du signal de tension du thermomètre en substituant la sonde à fil par une résistance. Cette densité représente donc le bruit électronique maximum du thermomètre. Le bruit est en effet majoré par celui de la carte d'acquisition <sup>2</sup> et vaut environ  $22\mu\text{V}$ .

Entre les plus grosses échelles captées par le thermomètre et son bruit, on observe une différence de 7 décades, équivalent à un rapport entre grandes et petites échelles de l'ordre de 3000. En d'autres termes, la résolution du thermomètre dans ce cas est d'environ  $10^{-3}^\circ\text{C}$  si l'on se base sur des grandes échelles d'amplitude  $3^\circ\text{C}$ , valeur cohérente à l'endroit de la mesure.

Une telle résolution et une densité spectrale d'énergie présentant une amplitude aussi importante entre grandes et petites échelles constituent des performances exceptionnelles en regard de l'état de l'art sur ce sujet.

<sup>2</sup>cf. paragraphe 3.7

## 3.5 L'anémomètre à tension constante du LIEX

### 3.5.1 Rappel sur les systèmes anémométriques

Dans la mesure où les circuits électroniques que nous utilisons diffèrent par leur architecture et leur fonctionnement de ceux utilisés classiquement, il convient de rappeler les différents types d'anémomètres (ComteBellot 1976 [19], Corrsin 1963 [23], Champagne et al. 1967 [15]).

En reprenant les notations du paragraphe 3.3.1, le bilan thermique du fil chaud peut s'écrire :

$$\frac{de_w}{dt} = \dot{W} - \dot{Q} \quad (3.7)$$

dans lequel la puissance apportée par effet Joule est :  $\dot{W} = R_w I_w^2$  et où plusieurs effets contribuent à la dissipation de la chaleur :

- *Transfert vers le fluide*, effectué suivant deux modes : une première couche de diffusion moléculaire de la chaleur dans le fluide autour de laquelle a lieu le transfert convectif, où la chaleur est advectée par le mouvement du fluide environnant. Ces deux processus sont globalement modélisés en introduisant la notion de coefficient d'échange  $h$  (en  $\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ ). Ce transfert global s'exprime alors par (cf. paragraphe 3.3.1) :  $\dot{Q} = \pi d_w l_w h (T_w - T_0)$
- *Conduction aux extrémités de la partie active*, due à la diffusion de la chaleur le long du fil. Si  $k_w$  est la conductivité thermique du fil (en  $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ), ce terme vaut :  $\dot{Q}_c = k_w l_w (T_w - T_0)$
- *Rayonnement thermique* proportionnel à  $\dot{Q}_r = \sigma \pi l_w (T_w^4 - T_0^4)$  où  $\sigma$  est la constante de Stefan ( $\sigma = 5.7 \cdot 10^{-8} \text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-4}$ ).

L'effet de la conduction a été examiné précédemment, avec un rapport d'aspect  $l_w/d_w \gg 1$ , les pertes par conduction ne concernent qu'une partie très courte du fil. Quant au rayonnement, les écarts de température mis en jeu font que ce terme est négligeable.

En ne retenant que le terme convectif  $\dot{Q}$ , le bilan thermique du fil s'écrit dans le cas particulier d'un régime permanent ("réponse statique") :

$$R_w I^2 = \pi d_w l_w h (T_w - T_0) \quad (3.8)$$

Du point de vue de l'analyse dimensionnelle, l'expression précédente met en jeu des trois nombres adimensionnels suivants :

- le nombre de Nusselt (rapport entre le transfert thermique total et le transfert par conduction) :

$$\text{Nu} = \frac{h d_w}{\lambda_f}$$

- le nombre de Reynolds (rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses) :

$$\text{Re} = \frac{U d_w}{\nu}$$

- le nombre de Prandtl (rapport entre la viscosité cinématique et la diffusivité thermique) :

$$\text{Pr} = \frac{\nu}{\alpha}$$

et s'exprime selon une loi de la forme :  $\text{Nu} = \text{Nu}(\text{Pr}, \text{Re})$

De nombreuses expériences dont celle de Collis et Williams [18] ont été effectuées pour expliciter cette relation. On aboutit à une loi générale dite "de King" :

$$\text{Nu} = A(\text{Pr}) + B(\text{Pr})\text{Re}^n \quad (3.9)$$

En exprimant la température en fonction de la résistance du fil (équation 3.1), on obtient :

$$A^* + B^* \left( \frac{d_w}{\nu} \right)^n U^n = \frac{\gamma}{\pi l_w k_w} \frac{R_0}{R_w - R_0} R_w I_w^2 \quad (3.10)$$

avec  $A^*$  et  $B^*$  des constantes, déterminées expérimentalement. Etant donné un fil chaud, la loi d'échange thermique du fil chaud dépend donc de la vitesse du fluide  $U$ , du courant  $I_w$  et de sa résistance  $R_w$  (ou aussi de la tension  $E_w = R_w I_w$  aux bornes du fil). En fixant une variable, on définit une réponse "statique" caractérisée par la relation d'étalonnage.

La figure 3.14 décrit l'évolution schématique de la tension aux bornes du capteur en fonction de la vitesse pour les trois possibilités d'asservissement du fil : à courant constant, à résistance (ou température) constante et à tension constante.

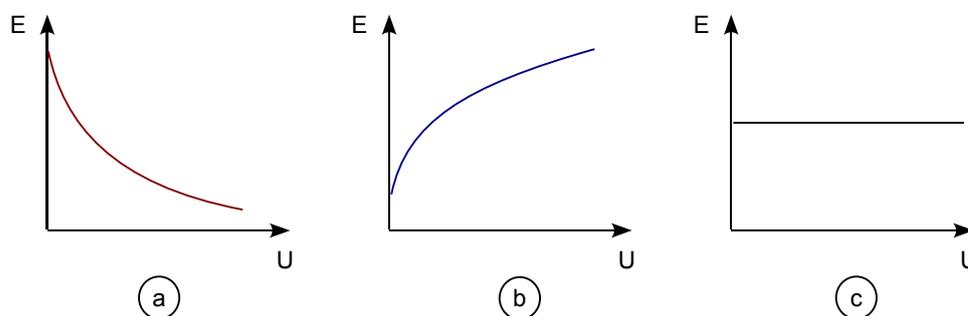


FIG. 3.14 - Tension  $E$  aux bornes du capteur en fonction de la vitesse  $U$  suivant le mode d'asservissement électronique. (a) : courant constant, (b) : résistance constante, (c) : tension constante

Ⓐ Si c'est l'intensité traversant le fil qui est asservie, à vitesse nulle le fil est porté à une température donnée et se trouve d'autant plus refroidi que la vitesse est importante. En conséquence sa température (et donc sa résistance) diminue dans le même temps. La tension aux bornes du capteur est donc décroissante en fonction de la vitesse et adopte une loi d'évolution propre au fil et à l'anémomètre.

Ⓑ Si le fil est monté dans un pont à résistance constante, l'effet est inverse : plus la vitesse va augmenter et tendre à refroidir le fil, plus le circuit électronique va compenser le courant manquant pour maintenir la température du fil (et donc sa résistance) constante. Ainsi, la tension aux bornes du fil augmente à mesure que la vitesse augmente, suivant l'évolution du courant. On a là encore une loi d'évolution dépendant de la sonde et de l'anémomètre.

Ⓒ Dans un anémomètre à tension constante comme celui que nous utilisons, la rétroaction de l'amplificateur va permettre de maintenir un potentiel constant aux bornes du fil. Celui-ci ne variera donc pas avec la vitesse, mais ce sont à la fois la résistance du fil et le courant le traversant qui vont varier simultanément. Dans ce montage, c'est l'image de l'intensité traversant le fil et donc de la puissance échangée qui sera mesurée.

### 3.5.2 Principe de fonctionnement

Ce dernier type d'anémomètre, dont le fonctionnement diffère de celui classiquement utilisé (à température ou résistance constante), a été développé par Sarma et Comte-Bellot [80] [81] [22].

Le principe est le suivant : on utilise un circuit d'asservissement qui applique une tension constante aux bornes du fil chaud (Figure 3.15). Son fonctionnement est assuré par un amplificateur opérationnel d'instrumentation ayant un produit gain par bande passante très élevé.

La première partie du circuit comprend la source  $V_e$  (tension négative fournie par le régulateur MAX6325) et les résistances  $R_1$  et  $R_2$ , qui fixent la tension  $E_w$  aux bornes du fil ( $R_w$ ) de telle sorte que :

$$E_w = V_e \cdot \frac{R_2}{R_1}$$

Le fil est inséré dans la boucle de rétroaction négative qui maintient le potentiel à ses bornes. La puissance  $\mathcal{P}_w$  fournie au fil est donc :

$$\mathcal{P}_w = E_w \cdot I_w$$

La mesure du courant  $I_w$  traversant le fil est ainsi une mesure de la puissance échangée par le fil lors de son refroidissement par l'écoulement. Le signal de sortie

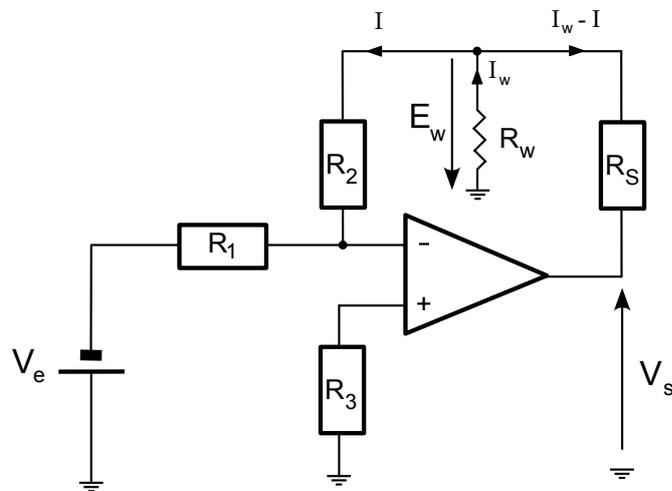


FIG. 3.15 - Schéma électronique de principe de l'anémomètre à tension constante (LIEX)

est pris à la sortie de l'amplificateur (OPA27 ou OP27), à la suite de la résistance de lecture  $R_S$  dont la valeur fixe la valeur du gain. Par la loi des mailles, il vient :

$$V_S = -R_S \cdot (I_w - I) - E_w$$

où  $I$  est le courant fourni par l'ampli inverseur et  $I_w$  le courant circulant dans la sonde (conventions suivant la Figure 3.15).  $I$  étant faible devant  $I_w$  (de l'ordre de 5 à 8% usuellement),  $V_S$  devient en simplifiant :

$$V_S = -R_S \cdot \frac{E_w}{R_w} - E_w$$

La réponse en tension s'apparente à la loi de King classique :

$$V_S = A_{fc} + B_{fc} \cdot U^n$$

où  $U$  est la vitesse de l'écoulement. Cette relation diffère de celle du cas à température constante sur deux points. D'une part, la puissance injectée est proportionnelle à la tension de sortie  $V_S$  (et non pas à son carré), d'autre part, l'exposant  $n$  prend une valeur proche de 0.2 (au lieu de 0.45-0.5).

Ceci est dû au fait que, dans notre cas, les échanges de puissance entre le fil et l'écoulement n'ont pas lieu à température constante. Ici, non seulement la valeur du coefficient d'échange  $h$  varie, mais aussi la valeur de la résistance du fil (et de fait celle de sa température).

Expérimentalement, on constate que pour prendre en compte la dépendance des coefficients  $A_{fc}$  et  $B_{fc}$ , il faut faire un développement jusqu'à l'ordre deux en température.

$$\begin{cases} A_{fc}(T) = A_{1_{fc}} + A_{2_{fc}} \cdot T + A_{3_{fc}} \cdot T^2 \\ B_{fc}(T) = B_{1_{fc}} + B_{2_{fc}} \cdot T + B_{3_{fc}} \cdot T^2 \end{cases}$$

L'anémomètre à tension constante présente des avantages sur l'anémomètre à température constante.

Tout d'abord, il permet de travailler à des températures de fil plus basses ; en effet, c'est la résistance  $R_2$  qui fixe la polarisation  $E_w$ . On peut ainsi choisir cette tension pour que la température du fil à vitesse nulle (la plus élevée de la plage de fonctionnement) ne soit pas trop élevée, de l'ordre de 100°C. Elle est donnée en première approximation par :

$$T_w = \frac{\frac{E_w}{V_s} \cdot R_S - R_{w_0}}{\gamma \cdot R_{w_0}} + T_0$$

où  $T_0$  est la température ambiante et  $R_{w_0}$  la valeur de résistance de la sonde à cette température. La température relativement peu élevée du fil engendrera une tache thermique moins importante autour de celui-ci. Or, comme on l'a décrit précédemment, cette tache est responsable d'une surévaluation de la vitesse parce qu'une partie du flux de chaleur autour du fil est absorbée par la paroi, lorsque l'on est proche de cette dernière (Saez [79]).

Le deuxième avantage réside dans le fait que le fonctionnement ne souffre pas de l'effet capacitif du câble et que le bruit de fond est plus faible que celui d'un anémomètre à température constante.

En revanche, ce système présente l'inconvénient majeur que le fil ne travaille pas à température constante, et qu'en conséquence, on doit tenir compte de sa bande passante. On peut montrer (Sarma [80]) que la constante de temps du fil incorporé à un anémomètre à tension constante est donnée par :

$$\tau_{CVA} = \frac{\tau}{1 + 2a_w}$$

où  $\tau$  est la constante de temps du fil et  $a_w$  le coefficient de surchauffe du fil. Généralement, cette inertie thermique est compensée par une capacité  $C$  ajustable, qui malheureusement diminue le rapport signal/bruit.

Dans notre étude, on s'est affranchi de tout système de compensation dans la mesure où la constante de temps des sondes que nous utilisons (qui, il faut le noter, est minorée par son association à cet anémomètre), est extrêmement faible (cf. paragraphe 3.3.1) et, dans tous les cas, inférieure au temps des plus petites structures de l'écoulement.

### 3.5.3 Performances

Dans la zone de fortes turbulences en sortie du jet, on a pu évaluer la valeur de l'échelle de Kolmogorov à environ  $\eta = 0.125\text{mm}$ . Ainsi, la longueur active de nos

capteurs ne représente qu'environ quatre fois cette valeur. A ce propos, Wyngaard (1968, [93]) a montré qu'un rapport de 3 à 4 de la longueur du fil par rapport à l'échelle de Kolmogorov conduit à de très faibles erreurs sur le spectre. Associée à un temps d'advection de 0.1 ms, on obtient une fréquence de Kolmogorov  $f_\eta$  d'environ 10 kHz. La fréquence de coupure de notre chaîne anémométrique étant supérieure à 20 kHz, elle est compatible avec cette valeur.

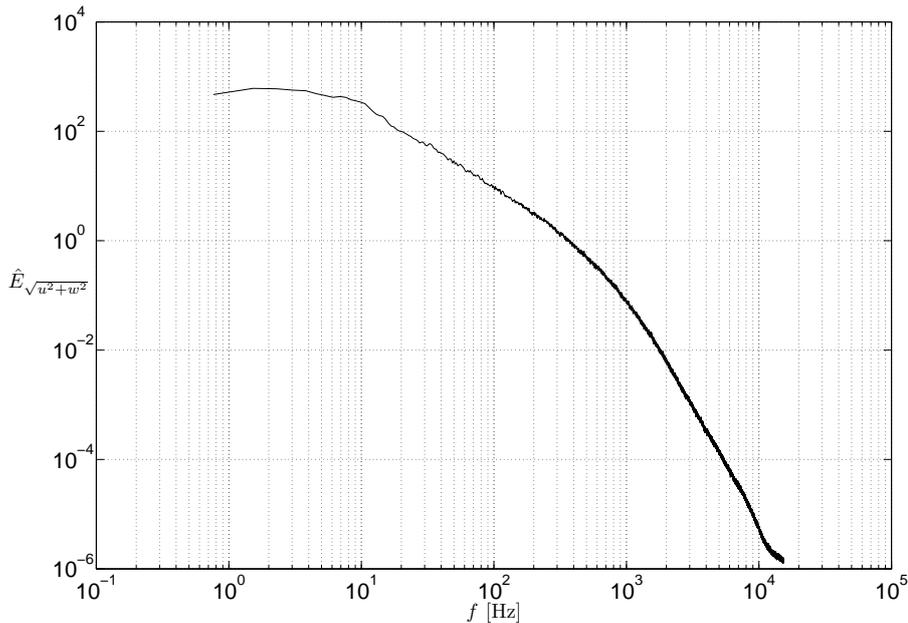


FIG. 3.16 - Exemple de densité spectrale d'énergie issue d'une mesure de vitesse dans la zone de mélange entre le jet et l'écoulement (installation TRANSAT)

La figure 3.16 présente une densité spectrale d'énergie issue d'une mesure de  $\sqrt{u^2 + w^2}$  effectuée à 3 diamètres hydrauliques de jet en aval (dans la couche de mélange externe), à l'aide d'une sonde de  $0.35\mu\text{m}$  de diamètre. Les conditions d'écoulement (dans un cas isotherme) étaient les suivantes :  $Re = 78000$  et  $Re_j = 61000$  (basés sur le diamètre hydraulique des conduits). Le signal a été échantillonné à 50 kHz pendant 30 secondes.

Ce tracé révèle une amplitude de 8.5 décades, ce qui équivaut à un rapport signal sur bruit de la chaîne anémométrique supérieure à 15000 (correspondant à une sensibilité de l'ordre de  $0.5 \text{ mm.s}^{-1}$ ).

A notre connaissance, ces performances ne trouvent pas d'égal dans la littérature, la mesure de vitesse avec des fils de si petit diamètre constituant déjà un cas unique.

## 3.6 Les étalonnages

### 3.6.1 La soufflerie d'étalonnage

#### Description de la soufflerie

La soufflerie d'étalonnage a été dimensionnée pour permettre l'étalonnage de sondes à fil chaud dans une gamme de vitesses et de températures allant de quelques centimètres par seconde à  $15 \text{ m.s}^{-1}$  et de la température ambiante à  $150^\circ\text{C}$ . Le circuit de la soufflerie d'étalonnage est fermé, avec comme composants principaux, un ventilateur, une boîte chauffante (d'une puissance de 48 kW), un ensemble de 4 rotamètres et un caisson filtrant. Elle est également équipée d'un échangeur à eau permettant un réglage de la température plus précis qu'avec le système de chauffage seul. La figure 3.17 montre le schéma de principe de la soufflerie d'étalonnage.

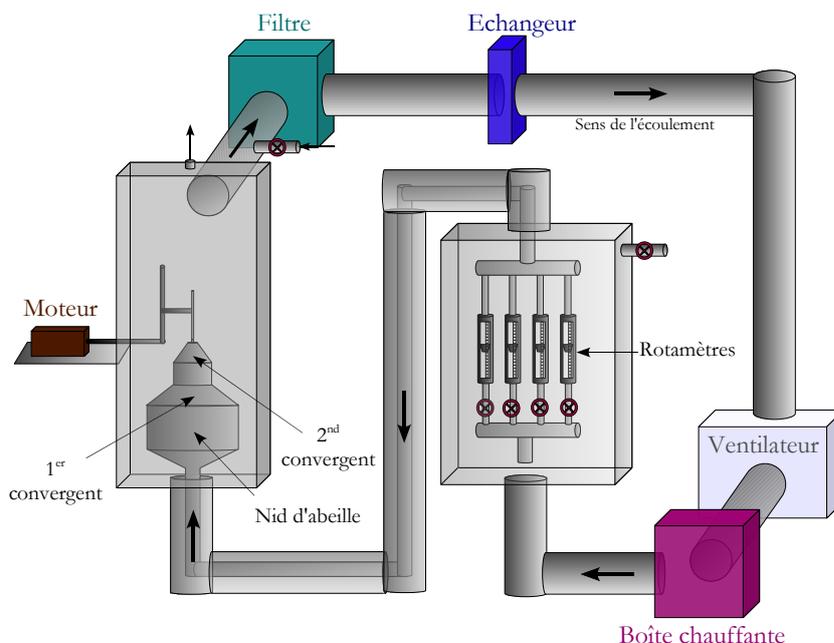


FIG. 3.17 - Schéma de la soufflerie d'étalonnage

La vitesse de l'écoulement d'air est déduite d'une mesure de débit faite à l'aide de rotamètres grâce aux graduations millimétriques qu'ils possèdent. Ceux-ci sont étalonnés par le Laboratoire National de Métrologie et d'Essais (L.N.E.), leur précision est de 0.5% de la pleine échelle.

Un filtre à papier de qualité nucléaire évite l'intrusion de particules de poussières dans la soufflerie d'étalonnage. En effet, les particules pourraient encrasser les sondes à fil chaud et engendrer une dérive des mesures.

De manière à s'affranchir des effets de force de volume, au niveau de la buse

d'étalonnage, le jet s'échappe dans une chambre dont les parois sont maintenues à la température de l'étalonnage par une circulation d'air dans la cavité qui l'entoure (comme on peut le voir sur le schéma de principe ci-avant). Cet anneau de garde autour de la soufflerie permet de maintenir la température constante dans la section d'étalonnage. La tension aux bornes d'une sonde Pt100 associée à un boîtier électronique de mesure (référence : Sfere DGN75T) permet la mesure de la température au dixième de degré lors de l'étalonnage.

Le positionnement de la sonde peut s'effectuer grâce à un moteur pas à pas. Un boîtier électronique gérant les fins de courses et le déplacement, piloté par le logiciel d'étalonnage, commande le moteur afin de positionner relativement la sonde au dixième de degré, ce qui est amplement suffisant dans notre cas. On positionne la sonde manuellement en plaçant le porte sonde en liaison avec l'axe qui le relie normalement au moteur. Notons que cet axe passe par la partie active de la sonde, ce qui permet de réaliser l'étalonnage angulaire sans erreur.

### Le système d'acquisition

Les acquisitions sont effectuées à l'aide d'une carte d'acquisition National Instruments PCI NI-4472, possédant les mêmes caractéristiques techniques que la carte PXI NI-4472 installée sur TRANSAT<sup>3</sup>. Les étalonnages s'effectuent grâce à un programme développé spécifiquement à cet effet sous Labview. On règle la fréquence et la durée d'acquisition désirées. Les étalonnages sont effectués à une fréquence de 50 kHz sur 10 s, cette durée étant suffisante pour la convergence de par la stationnarité de l'écoulement.

Le programme trace dès la fin de l'acquisition l'évolution temporelle de la tension aux bornes du fil, ce qui permet de remarquer instantanément une éventuelle instationnarité ou une légère fluctuation de débit, et de s'assurer de la qualité des conditions d'étalonnage. La mesure est effectuée avec une résolution de l'ordre du microvolt ( $\mu\text{V}$ ) et on retient la valeur moyenne des tensions sur le total des échantillons. Celles-ci, associées aux valeurs de vitesse fournies par le logiciel et aux valeurs de température indiquées par la sonde platine, sont stockées dans un fichier ascii.

### 3.6.2 Etalonnage du fil froid

L'étalonnage d'un fil froid nécessite une connaissance précise des températures de référence. Comme cela a été vu au paragraphe 3.3.2, les mesures absolues de température ont été réalisées avec des sondes Pt 100. Associées dans un premier temps à des boîtiers Sfere pour l'alimentation de ces sondes, elles indiquaient les températures de référence au dixième de degré (la résolution du boîtier). Il est apparu que cette précision était insuffisante voire rédhibitoire dans notre cas. En effet, le thermomètre à fil froid est extrêmement précis et peut déceler le centième de degré ;

---

<sup>3</sup>cf. paragraphe 3.7

parallèlement, si les températures des écoulements sont telles que les sondes Pt 100 indiquent une valeur oscillant entre deux digits, on peut se retrouver dans le cas le plus défavorable avec une référence  $\Delta T$  (enregistrée en même temps que chaque point d'acquisition) variant de  $0.2^\circ\text{C}$  entre un point d'acquisition et le suivant. Ceci pose un problème évident pour la correction des mesures (en cas de dérive de température au cours de l'essai), et surtout pour l'adimensionnalisation des mesures.

Pour pallier cet inconvénient, on a adapté notre thermomètre, afin de pouvoir remplacer les sondes à fil par les sondes platine de référence. L'étalonnage a ainsi été effectué en utilisant la sonde Pt 100 dans la soufflerie d'étalonnage, que l'on considère comme notre référence absolue. On connaît ainsi les conditions thermiques d'entrée des deux écoulements de la soufflerie TRANSAT avec une précision de  $0.02^\circ\text{C}$ , dont la valeur affichée varie continuellement (et non plus par paliers de  $0.1^\circ\text{C}$  comme avec le matériel du commerce).

Pour les fils froids, le courant d'alimentation a été généralement réglé à une valeur de  $50\mu\text{A}$  environ afin de négliger le dégagement de puissance sur le fil (et donc de le rendre insensible à la vitesse de l'écoulement). Par exemple, avec nos sondes les plus résistives (de l'ordre de  $1\text{ k}\Omega$ ), la puissance dégagée par un tel courant est  $\mathcal{P} = RI^2 = 2.5\mu\text{W}$ , ce qui porte le fil à une température d'à peine un dixième de degré supérieure à celle de l'écoulement.

Dans ces conditions de réglage, on effectue un relevé de la tension délivrée par le thermomètre pendant une trentaine de secondes, valeur largement suffisante pour obtenir une convergence de la mesure avec un écoulement établi et stationnaire en température.

L'opération répétée à différents niveaux de température (qui sont mesurés par la sonde Pt100 de référence) permet d'estimer les coefficients d'étalonnage de la tension de sortie du thermomètre en fonction de la température du fluide :

$$V_s = A + B \cdot T \quad (3.11)$$

Un exemple typique d'étalonnage, dans le cas d'une sonde de diamètre  $350\text{ nm}$  et un courant de polarisation  $I_{pol}$  de  $50\mu\text{A}$  est présenté sur la figure 3.18. On observe que la régression linéaire donne un résultat excellent.

Les caractéristiques de la loi d'étalonnage (équation 3.11) présentée sur cette figure sont  $A = 3.79$  et  $B = 0.046$ . En différenciant, on obtient  $dV_s = BdT$  où l'on considère  $dV_s \approx 22\mu\text{V}$  à cause de la carte d'acquisition/numérisation. On en déduit une précision  $dT$  sur les mesures de température d'environ  $1$  millième de degré, ce qui est en accord avec ce qui a été précédemment observé sur la densité spectrale de variance de température de la figure 3.13.

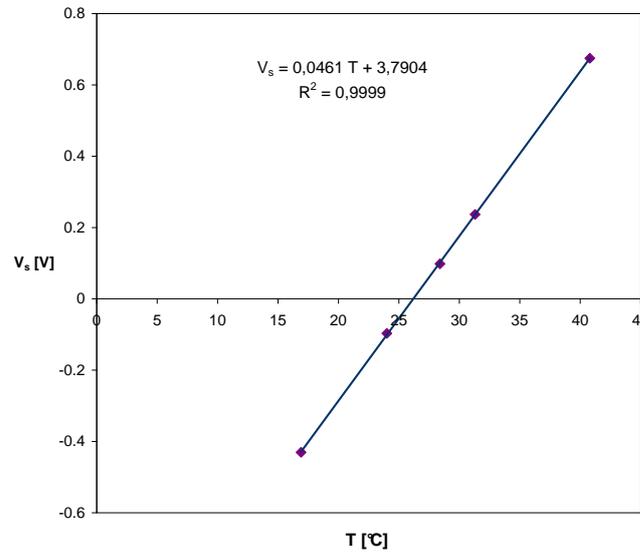


FIG. 3.18 - Exemple d'étalonnage du thermomètre (associé ici à une sonde de 350nm de diamètre).  $I_{pol} = 50\mu\text{A}$ .  $\bullet$  : points expérimentaux,  $-$  : régression linéaire

### 3.6.3 Etalonnage du fil chaud

Pour chaque point d'étalonnage, un point de fonctionnement de la boîte chauffante et de l'échangeur est choisi. On laisse l'équilibre thermique s'établir entre l'air et les parois de la soufflerie, le réglage de la vitesse s'opère ensuite par l'ouverture plus ou moins importante des vannes des rotamètres, à raison d'une à la fois consécutivement, du plus petit débit au plus important. On choisit ensuite dans une liste déroulante le rotamètre observé et la hauteur du flotteur déterminée grâce à sa graduation. Un programme convertit ces informations en une valeur de vitesse par les diagrammes de correspondance déterminés par l'étalonnage du L.N.E.

Pour le dépouillement, on trace la tension de sortie de l'anémomètre  $V_s$ , image du courant  $I_w$  et donc de la puissance échangée au niveau du fil, en fonction de  $U^n$ . On ajuste la valeur de  $n$  afin d'obtenir le meilleur coefficient de régression linéaire possible conformément à la relation caractéristique de l'anémomètre à tension constante étudiée au paragraphe 3.5.2.

$$V_S = A_{fc} + B_{fc} \cdot U^n$$

La figure 3.19 montre un exemple de courbe d'étalonnage obtenue avec l'anémomètre à tension constante construit au LIEX dans le cas d'un fil de 500 nanomètres de diamètre ayant une longueur active de 0.5 mm. On observe une cassure sur la courbe autour d'une vitesse critique égale à  $45 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$  ( $U^{0.22} = 0.84$ ), qui traduit l'existence de deux régimes d'échange thermique différents au niveau du fil.

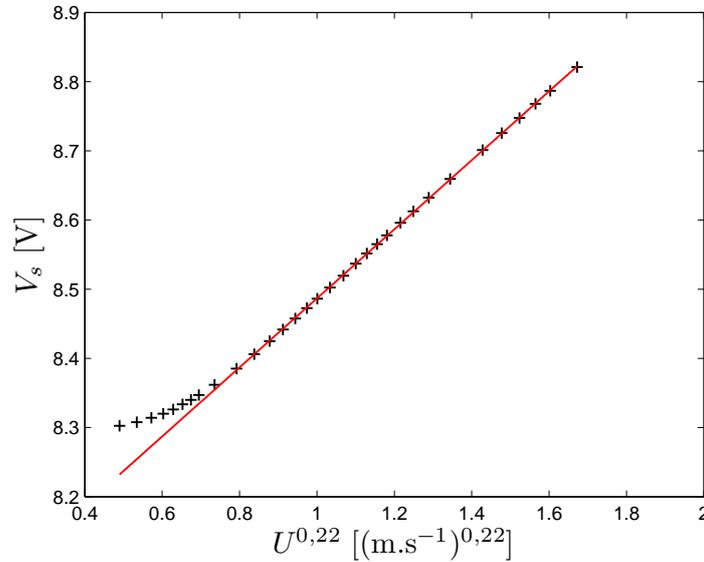


FIG. 3.19 - Exemple de loi d'étalonnage

La valeur de l'exposant  $n$  est ajustée à partir de la gamme de vitesse supérieure à  $40 \text{ cm.s}^{-1}$  (égal à 0.22 dans l'exemple indiqué sur la figure 3.20).

Une fois ces étalonnages effectués à plusieurs niveaux de température  $T_\infty$ , on détermine la dépendance des coefficients  $A_{fc}$  et  $B_{fc}$  en fonction de la température dont les allures typiques sont présentées respectivement sur les figures 3.21 et 3.22. Notons que le développement au second ordre de ces coefficients nécessite un minimum de quatre niveaux de température.

Pour déterminer la sensibilité de l'anémomètre, on se base sur la loi de type  $V_s = A_{fc} + B_{fc}U^n$  explicitée précédemment. Lors d'un étalonnage d'un fil usuel de 500 nanomètres de diamètre, de 0.5 mm de long et à une température d'écoulement de  $38.3^\circ\text{C}$ , on a trouvé  $A_{fc} = 7.9878$ ,  $B_{fc} = 0.4990$  et  $n = 0.22$ .

La différentielle de  $V_s$  s'écrivant  $dV_s = nB_{fc}U^{n-1}dU$ , si on appelle  $dU$  la variation minimale de vitesse détectable par l'anémomètre et si on estime à nouveau le bruit  $dV_s$  à environ  $22\mu\text{V}$  (résultant de l'acquisition/numérisation), alors, on obtient  $dU = \frac{dV_s}{nB_{fc}U^{n-1}}$ , soit  $dU \approx 1 \text{ mm.s}^{-1}$  pour une vitesse  $U$  de  $10 \text{ m.s}^{-1}$ , et  $dU \approx 0.2 \text{ mm.s}^{-1}$  pour  $U = 1 \text{ m.s}^{-1}$ . Cette estimation est en bon accord avec le rapport signal/bruit de la densité spectrale d'énergie cinétique turbulente présentée sur la figure 3.16.

### Comparaison $T_w = \text{Cste}$ vs $E_w = \text{Cste}$

Dans le cas de l'anémomètre à température constante, la puissance cédée à l'écoulement ne dépend que du coefficient d'échange (aux pertes par conduction vers les bords près). Ainsi, d'après la loi ci-dessous proposée par Collis et Williams (1959

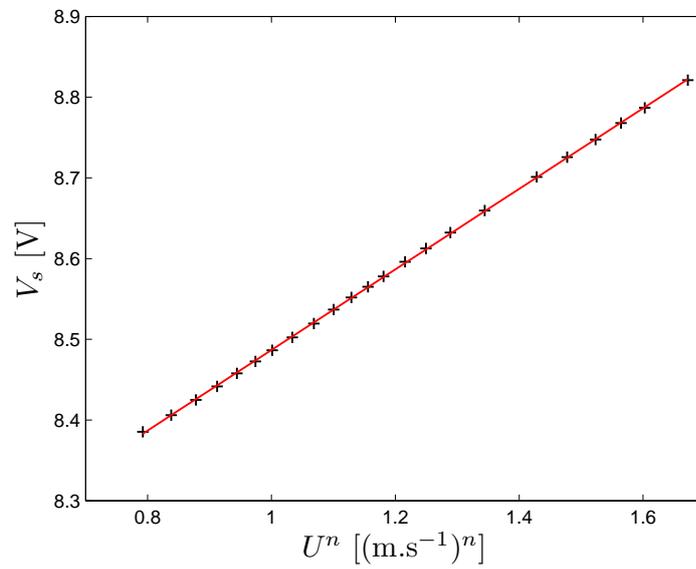


FIG. 3.20 - Exemple d'étalonnage aux vitesses usuelles. + : points expérimentaux, - : régression linéaire.  $0.45 \text{ m.s}^{-1} < U < 10 \text{ m.s}^{-1}$ ,  $T_\infty = 38.3^\circ\text{C}$ ,  $n = 0.22$

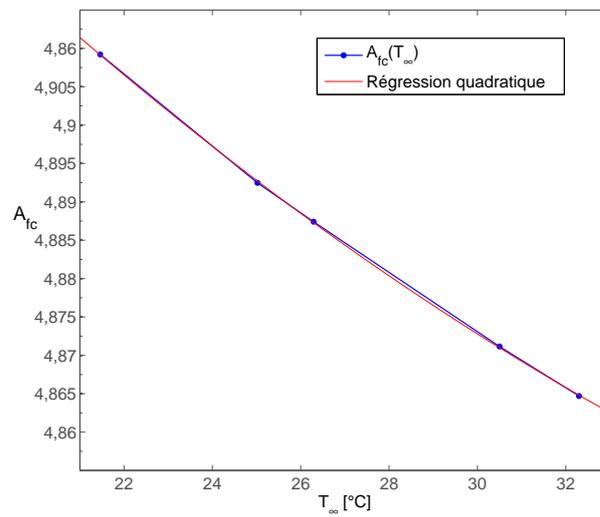


FIG. 3.21 - Evolution du coefficient  $A_{fc}$  en fonction de la température de l'écoulement  $T_\infty$  pour la gamme de vitesse usuelle. Polarisation du fil :  $E_w = 0.625 \text{ V}$ .

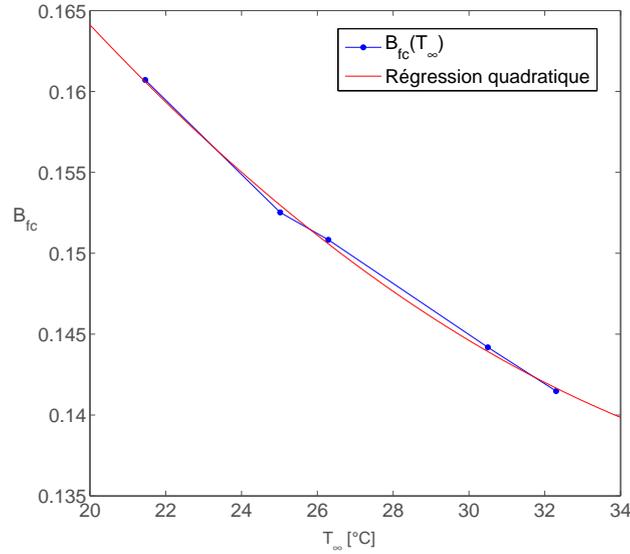


FIG. 3.22 - Evolution du coefficient  $B_{fc}$  en fonction de la température de l'écoulement  $T_\infty$  pour la gamme de vitesse usuelle. Polarisation du fil :  $E_w = 0.625$  V.

[18]), la puissance mesurée doit évoluer en  $U^n$  avec  $n = 0.45$ .

$$\text{Nu}\left(\frac{T_w}{T_0}\right)^{-0.17} = 0.24 + 0.56\text{Re}^{0.45}$$

pour  $0.02 \leq \text{Re}_w \leq 44$ . On peut réécrire cette corrélation en exhibant  $h$  de la façon suivante :

$$h = A + BU^{0.45} \quad (3.12)$$

avec

$$A = \frac{0.24\lambda}{d\left(\frac{T_f}{T_a}\right)^{-0.17}} \quad \text{et} \quad B = \frac{0.56\lambda}{d\left(\frac{T_f}{T_a}\right)^{-0.17}} \left(\frac{d}{\nu}\right)^{0.45}$$

En fonctionnement à tension constante, il en est autrement. En effet, la puissance que l'on mesure évolue avec un exposant  $n$  nettement inférieur à 0.45 (généralement proche de 0.2). Dans la mesure où le coefficient  $h$  rend compte d'un échange global de chaleur entre le fil et l'écoulement, et que la variation des propriétés physiques qui interviennent dans cet échange est relativement faible, cette différence de valeur de  $n$  ne peut s'expliquer que par la variation de température du fil en fonction de la vitesse  $U$ .

Lors des étalonnages, on observe à tension de polarisation et à diamètre de fil constants, que plus la longueur du fil est faible, plus  $n$  est important. Autrement dit, plus la température du fil à vitesse nulle est élevée (ou plus sa résistance est élevée), plus la température du fil a tendance à décroître rapidement avec la vitesse.

Par ailleurs, à longueur active de fil constante, plus la tension de polarisation est importante, plus  $n$  l'est également. Le tableau 3.3 illustre cette observation en donnant les températures de fil pour la sonde considérée à deux niveaux de vitesse pour deux tensions de polarisation différentes. On voit que plus on va chauffer le fil, plus sa résistance (ou sa température) va diminuer fortement avec la vitesse, ce qui confirme la tendance que l'on vient de décrire pour l'exposant  $n$ .

Tension de polarisation	$T_w$ à 45 cm.s <sup>-1</sup>	$T_w$ à 10 m.s <sup>-1</sup>	$\Delta T$ sur la gamme de vitesse
1.25 V	192 °C	134°C	58°C
0.625 V	80°C	57°C	23°C

TAB. 3.3 - Températures de fil pour une sonde de 500nm de diamètre à deux niveaux de vitesse pour deux tensions de polarisation

Le tableau 3.4 recense les valeurs de  $n$  obtenues pour cette gamme de vitesse pour différentes valeurs du rapport  $l_w/d_w$  avec une sonde de diamètre 0.5 $\mu$ m, ce qui est également représenté sur la figure 3.23. Les longueurs actives des fils sont calculées à partir de leurs résistances par la relation  $R_w = \frac{4l_w}{\pi d_w^2} \rho_{Pt-Rh}$  où  $\rho_{Pt-Rh}$  est la résistivité du platine rhodié.

$R_w$ ( $\Omega$ )	$l_w$ ( $\mu$ m)	$l_w/d_w$	$n$
474.4	490	980	0.22
645	665	1330	0.16
789	815	1630	0.13
930.4	960	1920	0.11

TAB. 3.4 - Exposant  $n$  aux vitesses usuelles pour différentes valeurs du rapport  $l_w/d_w$ . Sonde de diamètre 0.5 $\mu$ m

Ces observations effectuées, on peut se demander comment le coefficient d'échange convectif  $h$  évolue en fonction de la vitesse  $U$  afin de vérifier si l'hypothèse que nous avons faite est valide. Lors de nos étalonnages à l'aide d'un anémomètre à tension constante, nous avons accès à la puissance électrique  $\mathcal{P}$  fournie au fil et à la température de ce dernier  $T_w$ . En considérant les pertes par conduction vers les extrémités du fil négligeables en première approximation, on calcule à partir des valeurs de cette puissance en fonction de la vitesse d'écoulement le coefficient d'échange convectif  $h$  :

$$h = \frac{\mathcal{P}}{\pi d_w l_w (T_w - T_0)} \quad (3.13)$$

Nous avons tracé  $h$  en fonction de la vitesse à un exposant  $m$  pour des fils de différentes longueurs et de tensions de polarisation différentes (tensions constantes aux bornes du fil). On a ajusté l'exposant  $m$  afin de faire passer une droite par tous

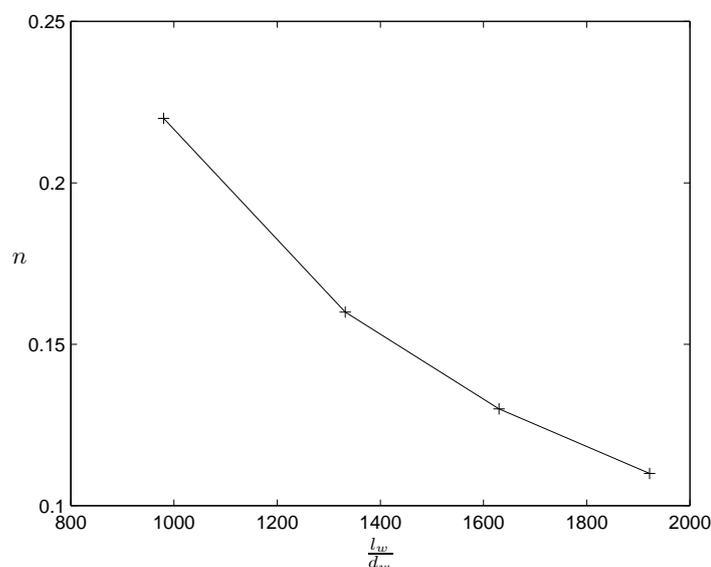


FIG. 3.23 - Exposant  $n$  en fonction de  $l_w/d_w$  aux vitesses usuelles

les points des courbes obtenus. La meilleure regression a été obtenue pour une valeur de l'exposant  $m$  égale à 0.45 comme le montre la figure 3.24 pour un fil de 350 nm de diamètre polarisé sous 1.5 V ; ceci concorde bien avec la loi de Collis et Williams [18] ou avec ce qu'ont observé Ligrani et Bradshaw (1987 [56]) lors de leurs étalonnages. Dans notre cas l'évolution selon  $U^{0.45}$  est valable à partir d'un nombre de Reynolds égal à environ 0.01 (calculé à partir du diamètre du fil égal à 350 nanomètres et de la viscosité cinématique prise à la température de film), valeur à partir de laquelle on se trouve en convection forcée. Collis et Williams exhibent un exposant de 0.45 à partir de  $Re = 0.02$ , et Ligrani et Bradshaw à partir de  $Re = 0.07$ .

En conclusion, la puissance échangée mesurée à l'aide d'un anémomètre à tension constante reflète l'image du transfert de chaleur vers le fluide via le coefficient  $h$  associée à la variation de la résistance de la sonde (ou sa température) en fonction de la vitesse, alors que dans le cas d'un anémomètre à température constante (résistance constante), l'évolution de la puissance mesurée avec la vitesse ne représente que le transfert de puissance convectif  $h$ , sans variation de température. Ceci explique l'écart entre les valeurs usuelles de  $n$  et notre cas dans la loi globale d'échange.

#### Cas des très faibles vitesses ( $0.04 \text{ m.s}^{-1} < U < 0.35 \text{ m.s}^{-1}$ )

Pour cette gamme de vitesse, on constate que l'exposant  $n$  varie qualitativement de la même façon, c'est à dire que l'exposant diminue lorsque la longueur du fil augmente et/ou lorsque que l'on baisse la tension à ses bornes. Cela étant, quantitativement, les valeurs de  $n$  sont significativement plus élevées comme le montre l'exemple de la figure 3.25. Les variations typiques de cet exposant selon le rapport

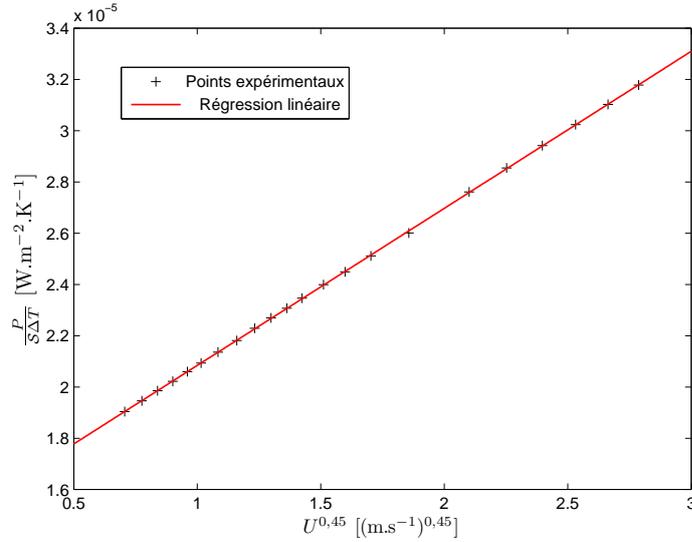


FIG. 3.24 - Evolution du coefficient d'échange  $h$  en fonction de  $U^{0.45}$

d'allongement du fil sont données dans le tableau 3.5 et représentées sur la figure 3.26.

$R_w$ ( $\Omega$ )	$l_w$ ( $\mu\text{m}$ )	$l_w/d_w$	$n$
474.4	490	980	0.865
645	666	1332	0.68
789	815	1630	0.57
930.4	961	1922	0.53

TAB. 3.5 - Exposant  $n$  aux basses vitesses pour différentes valeurs du rapport  $l_w/d_w$ . Sonde de diamètre  $0.5\mu\text{m}$

A titre d'exemple, pour une vitesse très faible de  $4\text{ cm.s}^{-1}$ , le nombre de Reynolds ( $\text{Re}$ ) vaut environ  $8.5 \cdot 10^{-4}$  (calculé à partir de  $d_w = 5 \cdot 10^{-9}\text{m}$  et de la viscosité cinématique prise à température de film), et le nombre de Grashof  $\text{Gr} = \frac{g\beta\Delta T d_w^3}{\nu^2} = 1.7 \cdot 10^{-9}$ . En formant le rapport  $\frac{\text{Gr}}{\text{Re}^2}$  ou nombre de Richardson ( $\text{Ri}$ ), on obtient :

$$\text{Ri} = \frac{\text{Gr}}{\text{Re}^2} = 2.3 \cdot 10^{-3} \ll 1$$

ce qui traduit que les forces de gravité par rapport aux forces cinématiques sont négligeables. Par conséquent, ce ne sont pas des effets de forces de volume de l'écoulement autour du fil chaud qui peuvent expliquer la variation de l'exposant observée sur la figure 3.19.

De plus, lors de nos étalonnages, on constate que plus l'allongement du fil est important plus la zone des "basses vitesses", (déterminée par la cassure précédemment

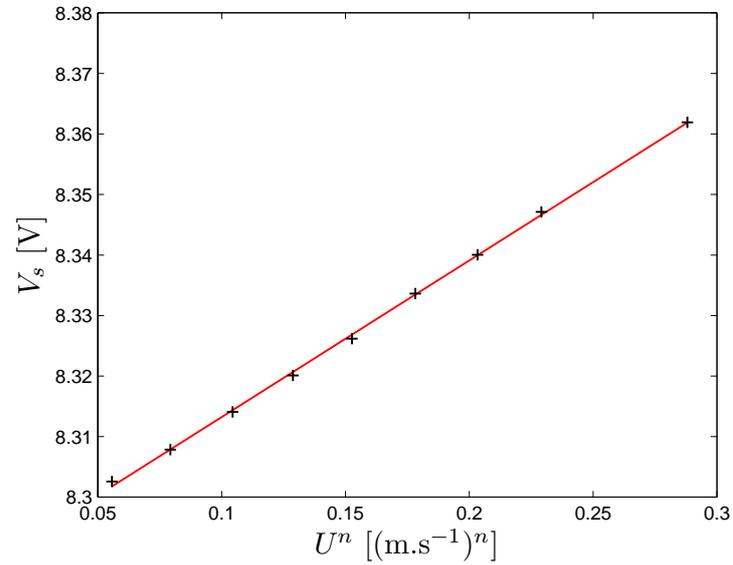


FIG. 3.25 - Exemple d'étalonnage à basses vitesses. + : points expérimentaux, - : régression linéaire.  $0.04 \text{ m.s}^{-1} < U < 0.35 \text{ m.s}^{-1}$ ,  $T_\infty = 38.3^\circ\text{C}$ ,  $n = 0.89$

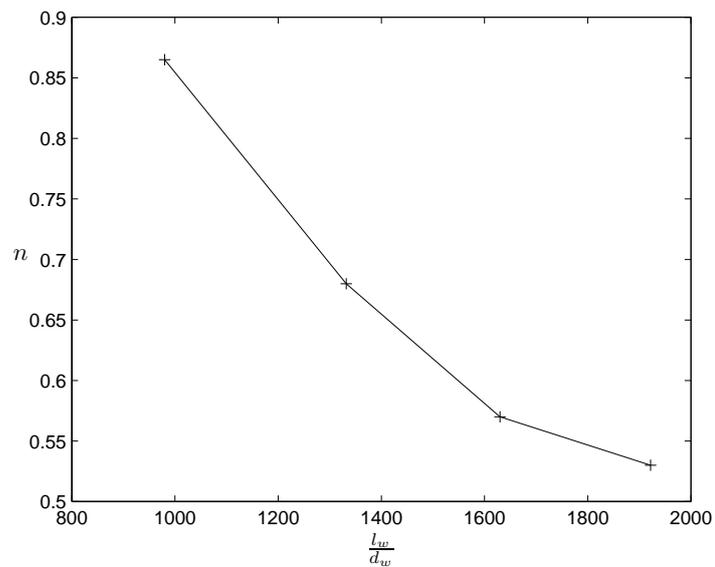


FIG. 3.26 - Exposant  $n$  en fonction de  $l_w/d_w$  aux basses vitesses

observée sur la courbe 3.19), est restreinte. Par exemple, pour un fil de diamètre 500 nanomètres et de longueur 0.78mm, la transition s'effectue autour de  $35 \text{ cm.s}^{-1}$  alors que pour un fil de même diamètre mais de longueur 0.49 mm cette transition est décalée à  $45 \text{ cm.s}^{-1}$  environ. Ainsi, plus le rapport  $l_w/d_w$  du fil est grand, plus cette gamme de vitesse diminue.

Pour expliquer un tel fait expérimental, on peut penser à un phénomène de pontage thermique aux extrémités du fil schématisé sur la figure 3.27.

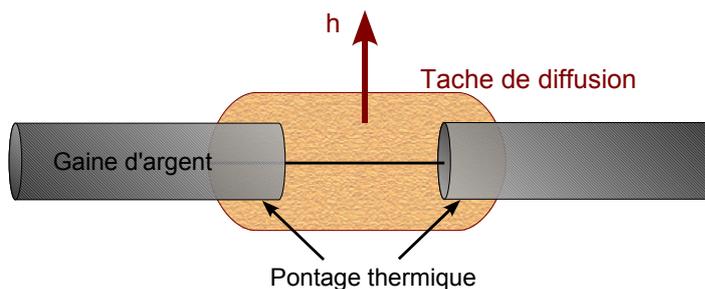


FIG. 3.27 - Schéma du phénomène de pontage thermique autour du fil chaud

La tache thermique de diffusion englobe la gaine d'argent aux extrémités du fil. La gaine vient en fait capter de la chaleur autour du fil, ce qui a pour effet de donner plus de poids au transfert de chaleur par conduction vers les extrémités du fil. On comprend bien alors que pour un même diamètre et un même niveau de température sur le fil, plus la longueur du fil va augmenter, moins ces effets de conduction auront d'importance dans l'évacuation de la puissance fournie par le fil, et la "gamme des basses vitesses" sera alors plus restreinte.

Une illustration de la présence de cette tache de diffusion autour du fil chaud peut être mise en évidence lors de l'étalonnage d'une sonde droite à deux fils (un fil chaud et un fil froid de 350 nanomètres de diamètre) parallèles et séparés d'environ 5 dixièmes de millimètre. La figure 3.28 rapporte l'évolution de la température mesurée par le fil froid en fonction de la vitesse. On constate que pour des faibles vitesses la réponse du capteur est influencée par la présence du fil chaud (porté à environ  $115^\circ\text{C}$  à vitesse nulle) : elle est en effet supérieure au palier représentant la température de l'écoulement. Cette influence est vraiment observable jusqu'à une vitesse d'environ  $50 \text{ cm.s}^{-1}$ , et doit être relativisée. L'amplitude de température supplémentaire vue par le fil froid est dans ce cas d'environ  $3^\circ\text{C}$  à  $4 \text{ cm.s}^{-1}$  et devient nulle à partir de  $60 \text{ cm.s}^{-1}$ . Le fait que l'influence soit si faible est dû au diamètre exceptionnellement petit du fil chaud, malgré le rapprochement serré des fils.

Ceci ouvre des perspectives au niveau de la réalisation de sondes multi-fils : un volume de mesure extrêmement compact renforce l'hypothèse selon laquelle les fils voient la même vitesse, sans qu'il y ait dans ce cas d'interaction entre les fils.

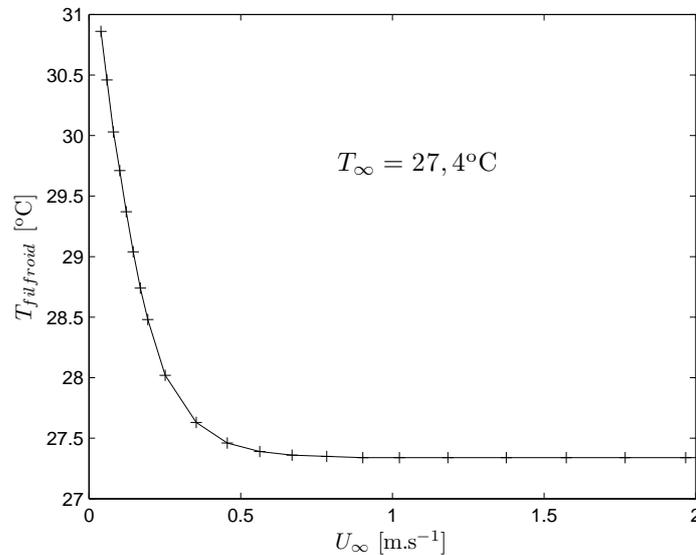


FIG. 3.28 - Température du fil froid en fonction de la vitesse : influence de la tâche thermique du fil chaud sur la réponse du fil froid

### 3.7 Le système d'acquisition

L'acquisition de nos signaux anémométriques est effectuée par une carte PXI NI-4472 de National Instruments placée dans un châssis PXI (ou son équivalent en version PCI). L'acquisition est pilotée à distance par système NI-Daq par une station Dell Precision PWS490 équipée d'un Processeur Xeon 3.2 GHz et de 2 Go de Ram. Le programme dédié, entièrement développé en interne sous environnement LabView, gère également les déplacements sur les trois axes de la veine d'essais TRANSAT et la rotation ainsi que l'enregistrement et le dépouillement des données.

La carte NI-4472 fonctionne sur la technologie d'acquisition basée sur un sur-échantillonnage des données effectué par des convertisseurs delta-sigma. Elle permet des acquisitions simultanées de ses voies à une fréquence maximale de 102.4 kHz et possède un filtre anti-repliement dont la fréquence de coupure est automatiquement adaptée à la fréquence d'acquisition choisie et en vaut la moitié. La plage d'utilisation des 8 voies est fixe, -10 V/+10 V et numérisée sur 24 bits, ce qui amène la résolution à une valeur proche du microvolt.

Cette carte possède quelques défauts que l'on a quantifiés à l'aide d'une source de tension programmable Yokogawa 7651. En effet, d'une part on s'est aperçu que le "gain" (défini comme la valeur mesurée sur la valeur réelle appliquée en entrée) est variable avec la fréquence d'acquisition, croissant jusqu'à atteindre la valeur 1 à 51.2 kHz, puis chutant brusquement pour croître à nouveau jusqu'à la valeur 1 obtenue pour la fréquence maximale d'acquisition, 102.4 kHz. Ce gain est également, à une fréquence d'acquisition donnée, dépendant du niveau de tension appliqué en

entrée ; plus ce niveau est élevé en valeur absolue (c'est-à-dire plus on se rapproche des extrémités de la plage d'utilisation), plus l'écart entre la mesure fournie et le niveau appliqué est grand. A titre d'exemple, dans le cas très défavorable d'une tension d'environ 10V acquise à une fréquence de 10kHz, l'écart relevé était proche de 25 mV. Celui-ci s'avère très pénalisant car il représente pour nous typiquement 1°C après conversion de la tension de sortie de notre thermomètre en information de température. Si le niveau de tension est de 2 V, l'écart tombe à 5 mV, ce qui constitue un argument supplémentaire en faveur du fait de centrer le niveau du signal de sortie du thermomètre sur 0. Dans le cas favorable d'un niveau de tension à 2 V à une fréquence d'acquisition de 50 kHz, l'écart chute à environ 50μV.

D'autre part, le taux de sur-échantillonnage change pour une fréquence d'acquisition supérieure à la fréquence médiane d'utilisation de la carte (51.2 kHz), passant de 128 fois avant cette fréquence à 64 après. Il s'avère que ce changement de valeur s'accompagne d'une augmentation substantielle du bruit de la voie, qui est multiplié par 3. Afin de calculer ce bruit, on utilise la densité spectrale de bruit de la carte fournie dans les caractéristiques techniques (figure 3.29), que l'on intègre sur toute la bande de fréquence :

$$\sigma_b = \int_{0\text{Hz}}^{25.6\text{kHz}} \hat{B}(f)df$$

où  $\hat{B}(f)$  est la densité spectrale de bruit tracée sur la figure ( $V \cdot \sqrt{\text{Hz}}$ ). Ce calcul nous donne un écart-type de bruit  $\sigma_b$  de l'ordre de 22μV, valeur en accord avec nos mesures (qui donnent également un écart-type de bruit de l'ordre de 70μV pour une fréquence d'acquisition supérieure à 51.2 kHz).

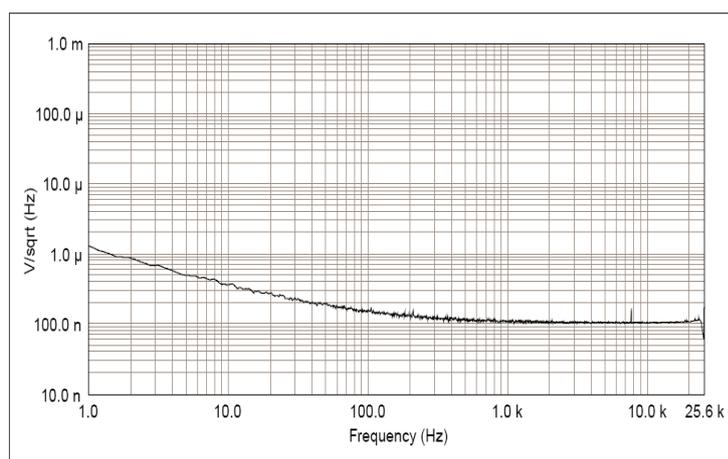


FIG. 3.29 - Densité de bruit des voies de la carte d'acquisition NI-4472 dans le cas d'un suréchantillonnage à 128 fois avec bouchon court-circuit de 50 Ω.

Il est important de connaître cette valeur lorsque l'on souhaite évaluer le bruit électronique de nos thermo-anémomètres, car ce dernier peut être inférieur. Ces

raisons nous ont poussé à choisir pour toutes les acquisitions un échantillonnage à une fréquence de 50 kHz : cette fréquence est celle pour laquelle la mesure est la plus proche de la tension réelle appliquée, tout en gardant un écart-type de bruit minimal pour cette carte. Elles nous encouragent également à avoir le plus possible un signal de sortie centré sur 0 (ce qui est surtout vrai pour le thermomètre). Enfin, ces constatations nous sensibilisent à la nécessité absolue d'effectuer les étalonnages et les mesures in situ à la même fréquence d'acquisition ; cette contrainte n'en est en réalité pas une car dans notre cas l'ensemble de la chaîne d'acquisition étalonnée est strictement identique à celle qui effectue les mesures.



# ÉTUDE QUALITATIVE GLOBALE

---

## Sommaire

<b>4.1</b>	<b>Protocole expérimental</b>	<b>98</b>
4.1.1	Matériel utilisé	98
4.1.2	Réglages	98
<b>4.2</b>	<b>Conventions</b>	<b>98</b>
<b>4.3</b>	<b>Visualisations en sortie de jet</b>	<b>99</b>
<b>4.4</b>	<b>Coupes horizontales <math>(X, Y)</math></b>	<b>101</b>
4.4.1	Plan médian horizontal $Z/L_j = 0$	101
4.4.2	Coupe horizontale en $Z/L_j = -0.5$	106
4.4.3	Coupe horizontale en $Z/L_j = -1.125$	107
<b>4.5</b>	<b>Développement du jet</b>	<b>111</b>
4.5.1	Section verticale du jet en $Y/L_j = 0.625$	111
4.5.2	Section verticale du jet en $Y/L_j = 1.25$	111
4.5.3	Section verticale du jet en $Y/L_j = 2.5$	114
<b>4.6</b>	<b>Effet de confinement 3D</b>	<b>116</b>
4.6.1	Sections verticales $(Y, Z)$ perpendiculaires à l'axe X de la veine	116
4.6.2	Coupe horizontale en $Z/L_j = -1.75$	121
4.6.3	Sections verticales $(X, Z)$ parallèles à l'axe X de la veine	123
<b>4.7</b>	<b>Etude de l'impact</b>	<b>127</b>
4.7.1	Plans verticaux $(X, Z)$ perpendiculaires à l'axe du jet	127
4.7.2	Plans $(Y, Z)$ au centre des tourbillons de recirculation	130
<b>4.8</b>	<b>Ligne centrale et enveloppe du jet</b>	<b>133</b>
4.8.1	Ligne centrale	133
4.8.2	Enveloppes amont et aval	140
4.8.3	Résumé	143
4.8.4	Comparaison avec les mesures de température	143

---

Ce chapitre présente les visualisations qualitatives qui ont été conduites dans le but de mettre en évidence la dynamique globale de cette configuration d'écoulement. Dans cette optique, les observations ont été effectuées selon des plans situés perpendiculairement aux trois axes. Les résultats sont présentés en suivant l'évolution spatiale du jet.

## 4.1 Protocole expérimental

### 4.1.1 Matériel utilisé

Les acquisitions d'images sont réalisées avec une caméra rapide Photron FAST-CAM SA1.1 Modèle 675K-M2 associée à un objectif Nikkor 28 mm f2.8D AF de Nikon, ce qui nous permet d'obtenir un champ compatible avec les visualisations que l'on souhaite effectuer.

La source lumineuse est un spot HFB 3601 de 2 x 1000 W, et dans chaque cas les "plans" lumineux sont créés par des fentes d'environ 2 à 3 mm découpées dans des feuilles de papier opaque noir. Cette valeur a été choisie afin de créer un éclairage le plus plan possible tout en évitant les effets de diffraction. Cependant, et c'est là la principale limitation de nos prises de vue, ce plan lumineux diffuse et son épaisseur passe d'environ 3 mm à l'endroit où il est émis (très proche d'une paroi) à environ 4 cm sur la paroi opposée. Les effets de la divergence du plan lumineux sur les visualisations seront précisés au cas par cas.

Le jet estensemencé par une machine à fumée Antari alpha F-80Z remplie de liquide à fumée haute densité Contest. Les particules de fumée sont microniques et ne diffusent pas ; elles suivent donc en théorie le champ cinématique de l'écoulement (on devrait ainsi pouvoir avoir accès à la trajectoire, définie comme le lieu des maxima de vitesse). Mais dans la mesure où l'on ne dispose pas de valeurs quantitatives, notamment en raison des biais évoqués concernant le plan lumineux, on préfère comme l'évoque Barre [9] parler de *ligne centrale* du jet, que l'on définit comme le maximum de concentration, traduit par le maximum des niveaux de gris observés.

### 4.1.2 Réglages

Après différents essais de réglages pour le rendu de l'image, on choisit d'effectuer les acquisitions à 125 images par seconde, ce qui constitue un bon compromis entre les informations disponibles, la luminosité nécessaire à une prise de vue correcte et la place prise par les données numérisées.

Les images sont enregistrées au format .tiff 16 bits afin de pouvoir afficher dans les cas de faible luminosité les bits de poids faible, ce qui améliore sensiblement le contraste tout en introduisant un bruit raisonnable. On enregistre 10 secondes d'acquisition dans chaque cas, ce qui représente environ 2.5 Go de données pour des images en 1024 x 1024.

## 4.2 Conventions

A l'aide de mesures expérimentales dans différents cas, on a par intégration numérique déterminé la relation entre la vitesse maximale du jet mesurée en son

centre  $U_{j_{max}}$  (valeurs données dans la partie 2.4.2) et la vitesse débitante  $U_{j_{deb}}$ , correspondante au débit volumique d'air divisé par la section du jet :  $U_{j_{max}} = 1.18 \cdot U_{j_{deb}}$ . On a choisi par convention et par rapport à la littérature de considérer les valeurs de vitesse débitante du jet, qui seront notées  $U_j$ , et de calculer les nombres de Reynolds et les rapports de vitesse en fonction de ces valeurs.

Les visualisations ont été effectuées pour différents rapports de vitesse (notés  $r$ ) des deux écoulements : 3.3, 5.4, 7.3, 8, 9.4 et 11. Les rapports  $r$  de 3.3 et 9.4 correspondent aux configurations d'écoulements choisies pour les simulations numériques pour lesquelles TRANSAT est l'expérience de référence. Ensuite, on choisit d'observer les rapports 5.4 à 8 pour essayer de déterminer un régime critique d'interaction et d'impact. Enfin, le rapport 11 a été retenu pour observer la structure de l'écoulement lors d'un impact plus franc.

Les conditions de fonctionnement sont consignées dans le tableau 4.1. Excepté pour le rapport 3.3, le nombre de Reynolds de l'écoulement principal est gardé sensiblement constant ( $Re \approx 21000$ ) et l'on augmente la valeur du rapport  $r$  en augmentant la vitesse débitante du jet. Pour le rapport  $r = 3.3$ , le nombre de Reynolds est environ quatre fois plus élevé (cette valeur ayant été choisie en accord avec les équipes en charge des simulations numériques).

Rapport $r$	$U$ (m/s)	$U_j$ (m/s)	$Re$	$Re_j$
3.3	2.1	7	77000	28500
5.4	0.57	3.05	20700	12500
7.3	0.58	4.25	21100	17400
8	0.59	4.75	21500	19500
9.4	0.59	5.55	21500	22800
11	0.58	6.4	21100	26200

TAB. 4.1 - Résumé des conditions de fonctionnement correspondantes aux rapports de vitesse choisis pour les acquisitions. Les nombres de Reynolds sont basés sur le diamètre hydraulique de chaque conduite

### 4.3 Visualisations en sortie de jet

En premier lieu, il a semblé intéressant d'observer l'écoulement juste à la sortie du jet en ensemençant à l'aide d'un tube coudé la couche limite de l'écoulement principal. C'est le seul cas dans l'ensemble de ce chapitre où ce n'est pas le jet qui est ensemenché globalement, mais seulement une ligne de courant de l'écoulement principal. La fumée est injectée environ 20 cm avant l'arrivée du jet dans la veine principale, au niveau de son plan médian ( $Z = 0$ ). Dans un cas le tube servant à l'injection est collé à la paroi tandis que dans le second cas il en est écarté d'environ 1 cm. La localisation de cette visualisation est schématisée sur la figure 4.1 et une image instantanée de chacun des cas d'injection est présentée sur la figure 4.2.

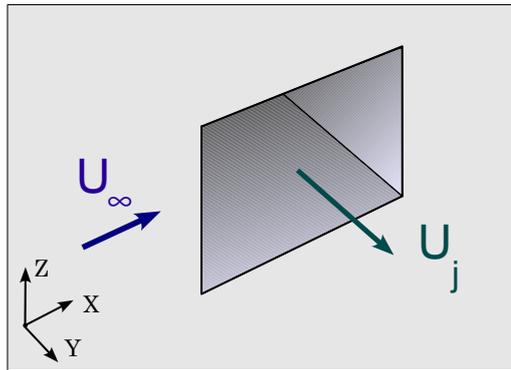


FIG. 4.1 - Localisation de la visualisation

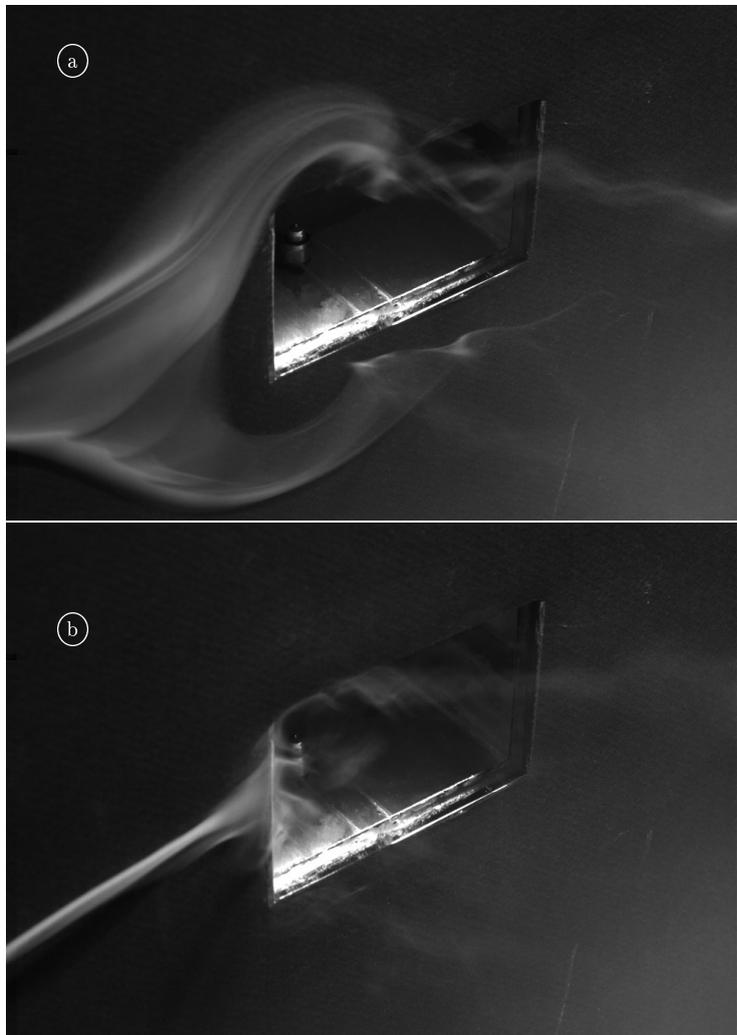


FIG. 4.2 - Visualisation de l'écoulement en sortie de jet. la fumée est injectée en  $Z/L_j = 0$  et  $X/L_j = -2.5$ , (a) : au niveau de la paroi ( $Y/L_j = 0$ ), et (b) : à 1 cm de celle-ci ( $Y/L_j = 0.125$ )

Quand on ensemence au ras de la paroi ((a)), on observe que la ligne de courant s'écarte pour contourner l'obstacle créé par le jet. Plusieurs phénomènes sont alors mis en évidence par la visualisation. Tout d'abord on observe une zone non ensemencée à l'amont du jet qui correspond à la présence du tourbillon en fer à cheval comme décrit par Kelso et Smits [47] notamment. Le fait que cette zone ne soit pas ensemencée pourrait faire penser que le fluide impliqué n'est pas issu de la couche limite de l'écoulement principal. C'est pourtant le cas, mais il semble que le temps de renouvellement du fluide dans cette zone soit supérieur au temps choisi pour la visualisation. La forme arrondie associée à l'enroulement visible de la ligne de courant issue de la couche limite, en haut de la photo, indique d'une part la contribution des tourbillons de coin en sortie de jet et d'autre part la mise en rotation très rapide du fluide à cet endroit, qui constitue l'ébauche des futurs tourbillons contrarotatifs (CVP). Enfin, près du bord inférieur du jet, le fluide ensemencé met en évidence les instabilités présentes à l'aval du tourbillon en fer à cheval.

Sur la figure (b), où la ligne de courant ensemencée est située à 1 cm de la paroi, on observe un comportement différent : celle-ci ne s'écarte pas pour éviter le jet mais passe au-dessus du tourbillon en fer à cheval précédemment mis en évidence (en restant dans le plan médian  $Z = 0$ ). Elle vient ensuite impacter sur le bord amont du jet et se répartit le long de ce dernier pour alimenter la couche de mélange. On observe encore, de manière plus diffuse, l'enroulement au niveau des coins. Ces visualisations, montrant que la fumée ne se retrouve pas à l'aval dans un pseudo sillage où l'on observerait des lâchers de tourbillon, confortent les travaux de la littérature qui différencient cette configuration d'un écoulement autour d'un obstacle solide équivalent (Kelso et Smits, 1995 [47] par exemple).

## 4.4 Coupes horizontales ( $X, Y$ )

### 4.4.1 Plan médian horizontal $Z/L_j = 0$

Afin d'obtenir une vue globale de la courbure du jet sous l'effet de l'écoulement principal en fonction du rapport  $r$ , nous avons placé le plan lumineux en  $Z/L_j = 0$  comme indiqué sur la figure 4.3. La caméra est placée sur une potence, ce qui amène l'objectif à une distance verticale de 64 cm de la plaque supérieure de la veine d'essais, soit 90 cm du plan filmé. Le réglage optique a été fait au préalable grâce à une mire située dans ce plan.

Une image caractéristique de chaque acquisition pour les différents rapports  $r$  est représentée sur les figures 4.4 (a) à (f). Les distances sont adimensionnalisées par la largeur du jet,  $L_j = 8$  cm. L'origine des axes est fixée au centre du jet (représenté par une croix + sur les figures). Par ailleurs, les parois solides  $Y/L_j = 0$  et  $Y/L_j = 7.5$  (paroi opposée) sont représentées en trait plein, et l'échelle de gauche représente les distances  $Y/L_j$ .

Pour l'ensemble de ss vues, on observe tout d'abord un comportement similaire

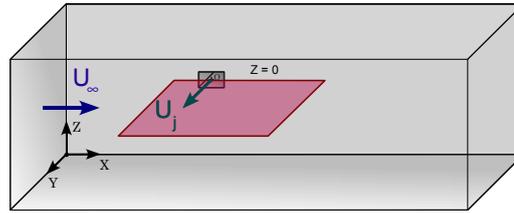


FIG. 4.3 - Localisation du plan de mesure ( $X, Y$ ) en  $Z/L_j = 0$

dans le champ proche du jet, quels que soient le rapport  $r$  et les valeurs du nombre de Reynolds. Au niveau de l'interaction des deux écoulements, se forment les structures de Kelvin Helmholtz qui se développent pour donner les tourbillons présents dans la couche de mélange entre le jet et l'écoulement principal, particulièrement visible sur l'ensemble des vues.

On observe également que plus le rapport  $r$  est important, moins le jet est défléchi, et plus l'éventuel impact au niveau de la paroi opposée est franc. Dans le champ disponible ( $X/L_j \leq 5$ ), on n'observe pas a priori d'interaction avec la paroi opposée pour les rapports 3.3 et 5.4. Concernant les rapports 8, 9.4 et 11, on observe clairement que le jet impacte la paroi. A cet impact est associé de manière permanente un tourbillon de recirculation, remontant à l'aval d'autant plus que l'impact est franc. Le centre de ce tourbillon est situé environ à  $X = 0.8L_j$ ,  $-0.8L_j$  et  $-1.6L_j$  pour les rapports  $r$  de 8, 9.4 et 11 respectivement et oscille assez peu autour de cette valeur. Pour le rapport 7.3, l'interaction avec la paroi est claire, mais on ne peut cependant pas parler d'impact, même si pour ce rapport apparaît de manière sporadique une recirculation au niveau de l'interaction (pour  $2 \leq L_j \leq 3$  à l'aval).

Cette classification peut être précisée grâce aux séquences d'images moyennes (figure 4.5), obtenues en moyennant les niveaux de gris des 1250 images dont sont constituées chacune des 10 s d'acquisition d'images.

Ces vues permettent de mettre en évidence l'enveloppe du jet, en particulier le fait que son expansion plus marquée à l'aval qu'à l'amont, comme l'évoquent Barre [9] ou Smith et Mungal [85]. Cependant, il est important de préciser que la zone située "sous le vent" (à l'aval, où les niveaux de gris sont plus faibles), et séparée du jet à proprement parler par une zone plus sombre (initiée par exemple entre  $Y/L_j = 2$  et 3 pour le rapport 7.3 figure 4.5 ©), ne doit pas être interprétée comme une stricte expansion du jet. En effet, à cause de la diffusion du plan lumineux, cette zone est en réalité la trace du tourbillon contrarotatif inférieur. Ceci permet de constater que l'initialisation de ce tourbillon contrarotatif est très précoce car cette zone apparaît en moyenne entre  $Y/L_j = 0.25$  pour le rapport 3.3 et environ  $Y/L_j = 3.5$  pour le rapport 11, ce qui sera confirmé par les autres angles de vue.

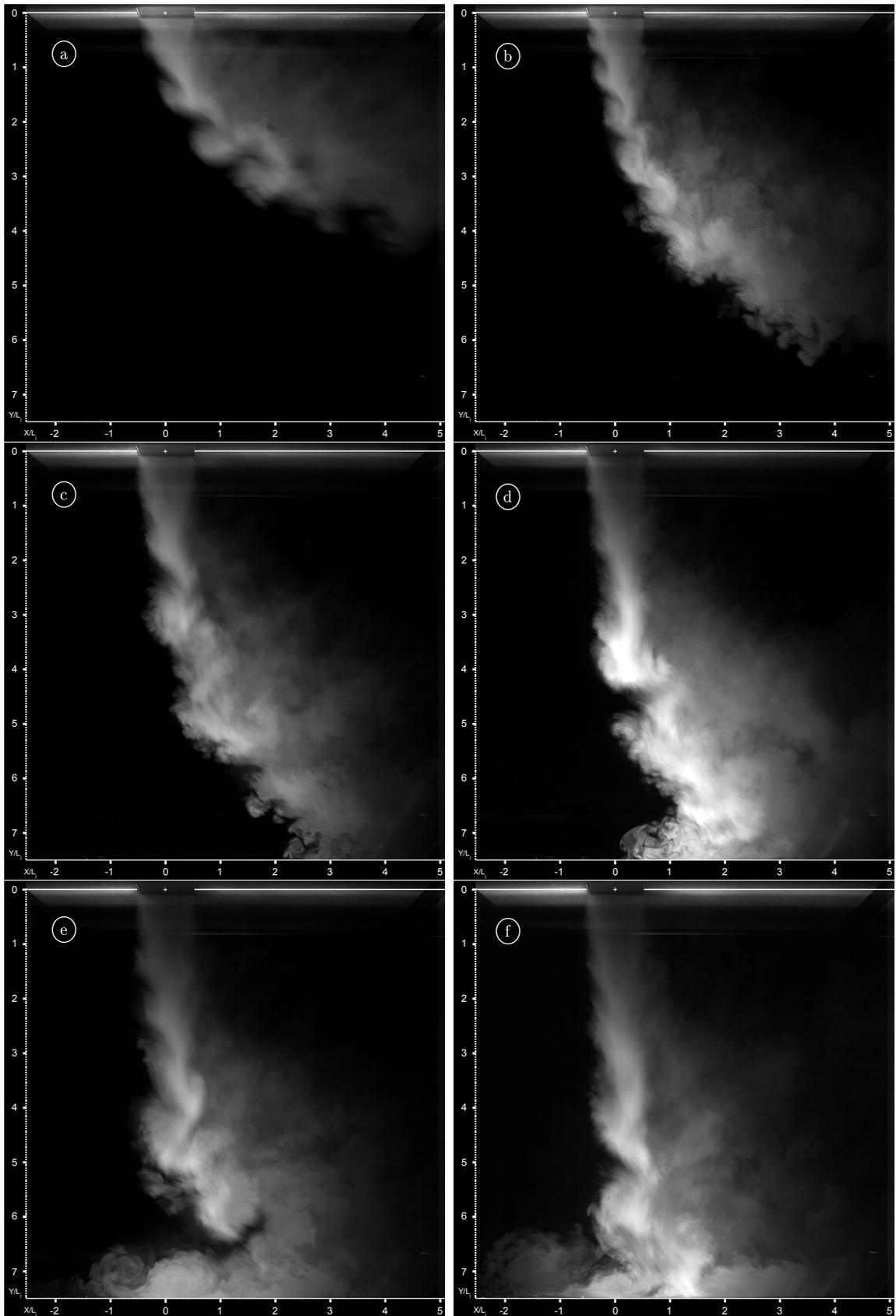


FIG. 4.4 - Vues instantanées  $(X, Y)$  en  $Z = 0$ . (a)  $r = 3.3$ ; (b)  $r = 5.4$ ; (c)  $r = 7.3$ ; (d)  $r = 8$ ; (e)  $r = 9.4$ ; (f)  $r = 11$

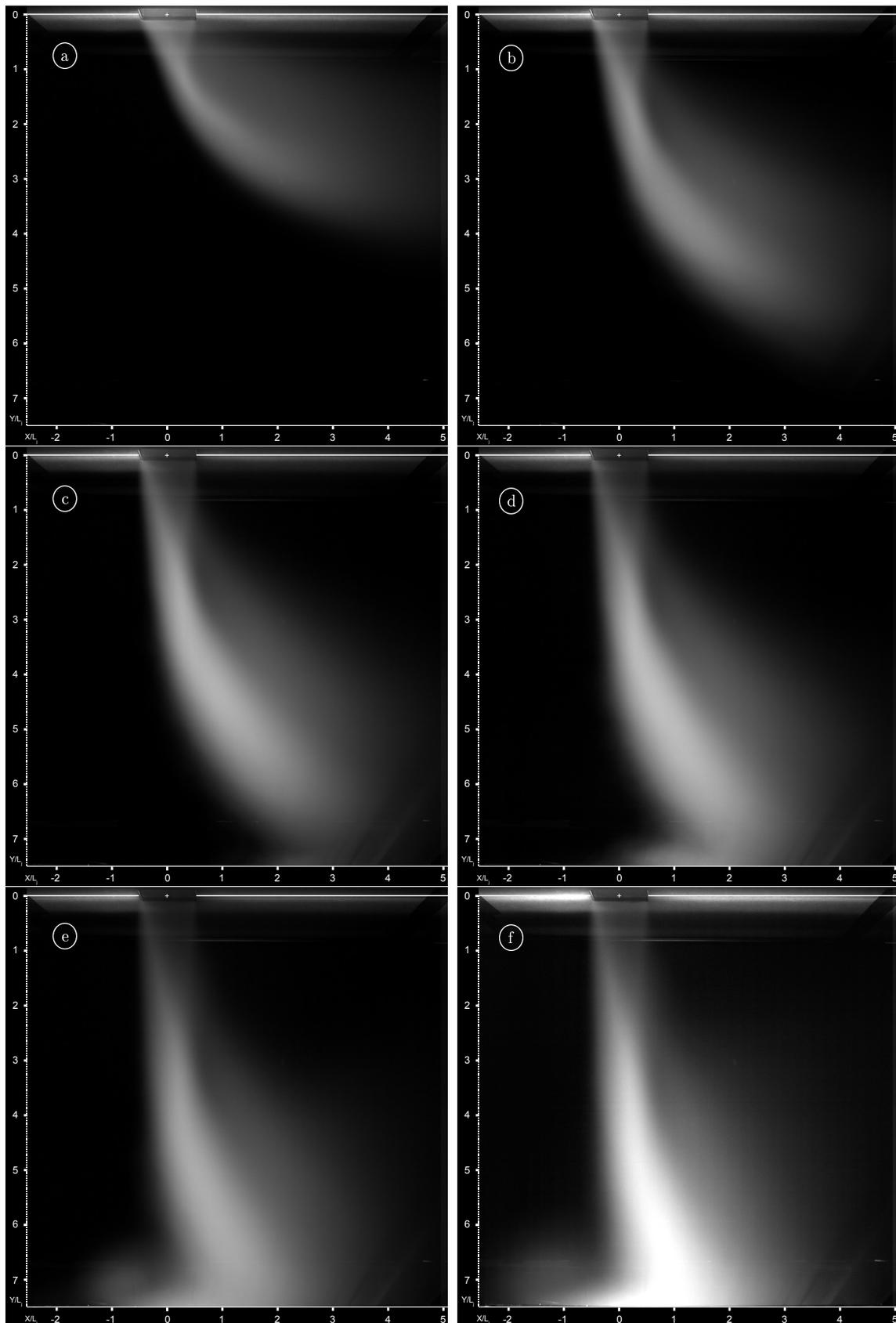


FIG. 4.5 - Vues moyennées ( $X, Y$ ) en  $Z = 0$ . (a)  $r = 3.3$ ; (b)  $r = 5.4$ ; (c)  $r = 7.3$ ; (d)  $r = 8$ ; (e)  $r = 9.4$ ; (f)  $r = 11$

On a appliqué à ces vues moyennes un algorithme permettant de trouver le lieu des maxima des niveaux de gris, défini d'après la littérature comme la *ligne centrale* du jet, en partant de la sortie du jet jusqu'à la paroi opposée. Les lignes ainsi obtenues sont présentées sur la figure 4.6.

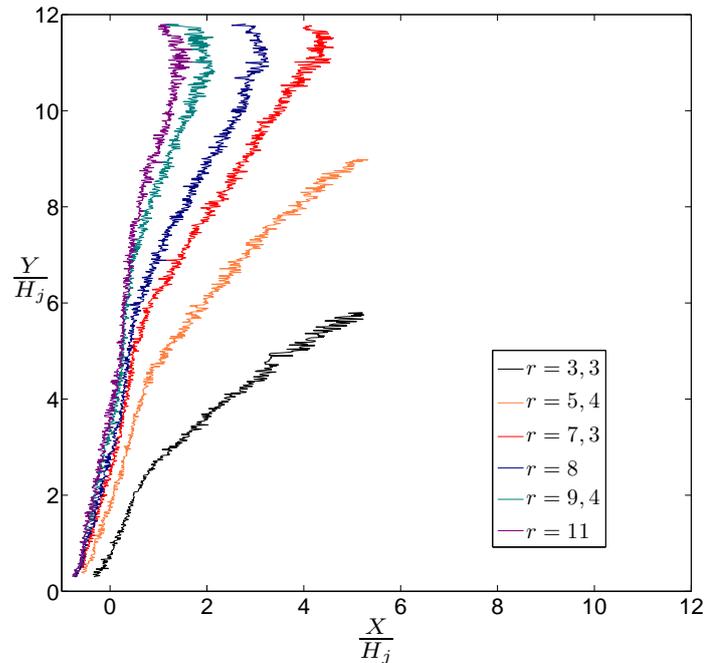


FIG. 4.6 - Localisation des maxima de niveaux de gris dans le plan médian horizontal du jet ( $Z/L_j = 0$ ). La paroi d'impact est située à  $Y/H_j = 12$

Grâce à ces lignes, il est possible de distinguer précisément trois régimes d'écoulement. En considérant la hauteur du jet  $H_j$  comme longueur de référence (car c'est cette dimension qui caractérise l'obstacle que crée le jet vis-à-vis de l'écoulement principal), il est naturel d'utiliser la largeur de la veine ( $L_c/H_j = 12$ ) pour définir une zone caractérisant l'effet de confinement du jet par la paroi opposée. Sachant que le rapport d'aspect de la veine principale est  $L_c/H_c = 1.2$ , on a choisi la zone carrée  $0 \leq X/H_j \leq 12$ ,  $0 \leq Y/H_j \leq 12$  comme zone d'interaction, c'est-à-dire que si la ligne atteint la paroi opposée avant l'abscisse limite  $X/H_j = 12$ , alors le jet sera dit "en interaction" avec la paroi. Sur la figure 4.6, il est clair qu'une extrapolation raisonnable de la courbe correspondant à  $r = 3.3$  montre que selon le critère choisi, il n'y a pas interaction. En revanche, il semble que la ligne correspondante au rapport 5.4 atteigne la paroi avant la limite  $X/H_j = 12$  que l'on s'est imposée. Le rapport critique est légèrement inférieur ; on choisit de le fixer à  $r \approx 5$ .

Pour séparer le régime d'interaction du régime d'impact, on a choisi de se baser sur l'apparition d'un tourbillon de recirculation en moyenne. Sur la figure précédente, cela se traduit par un changement de direction de la ligne des maxima de niveaux de gris aux abords de la paroi d'impact ( $Y/H_j \geq 11$ ), correspondant à la présence d'un

tourbillon. Pour le rapport  $r = 7.3$ , la ligne des maxima atteint la paroi normalement à celle-ci, alors que pour les rapports  $r$  supérieurs, les lignes remontent “à contre-courant”. En s'appuyant sur la figure 4.5 (c), on observe l'ébauche d'un tourbillon, sans que celui-ci ne soit vraiment visible comparé aux rapports 8, 9.4 et 11 (figures 4.5 (d) à (f)). En ce sens, on peut considérer que dans le cas  $r = 7.3$  l'impact n'est pas avéré. C'est donc pour le rapport  $r = 8$  que l'on choisit de situer le début du régime “avec impact”. Le schéma figure 4.7 illustre la classification de ces trois régimes d'écoulement.

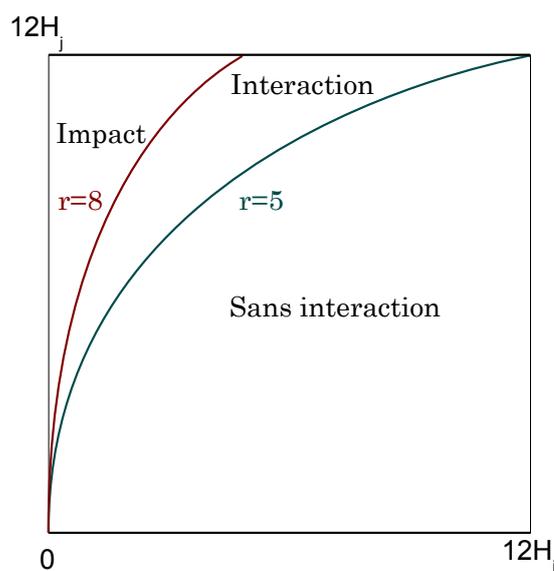


FIG. 4.7 - Résumé des régimes d'écoulement et des rapports de vitesse critiques

#### 4.4.2 Coupe horizontale en $Z/L_j = -0.5$

La fente lumineuse est située à  $Z/L_j = -0.5$ . Les réglages sont les mêmes que précédemment, à ceci près que le point a été fait sur le plan concerné. Une image caractéristique de chaque acquisition pour les différents rapports  $r$  (sauf  $r = 3.3$ ) est représentée sur les figures 4.8 (a) à (e).

Ces vues sont assez semblables à celles du plan médian du jet. On peut cependant remarquer que, dans l'ensemble, la zone à l'aval de la ligne centrale est plus large que dans le plan médian du jet, ce qui témoigne de l'enroulement du jet par les vortex contrarotatifs, plus amplement éclairés dans cette configuration ( $Z/L_j \neq 0$ ).

Les vues moyennées correspondantes sont représentées sur la figure 4.9. Elles confirment les phénomènes relatifs aux maxima de gris dans le plan médian, notamment en ce qui concerne l'apparition d'un tourbillon en paroi, et la classification des régimes que l'on a effectuée.

Cela étant, la comparaison pour un rapport  $r$  fixé entre les vues moyennées à  $Z/L_j = 0$  (figure 4.5) et  $Z/L_j = -0.5$  (figure 4.9) montre clairement que l'épaisseur du jet "en amont" de la ligne centrale est inchangée alors que celle de la "partie avale" est environ deux fois plus large, ce qui donne une estimation de l'envergure des tourbillons contrarotatifs.

### 4.4.3 Coupe horizontale en $Z/L_j = -1.125$

La fente lumineuse est située à  $Z/L_j = -1.125$ . Une image caractéristique de chaque acquisition pour différents rapports  $r$  est représentée sur les figures 4.10 (a) à (f).

L'ensemble des vues révèle une pénétration du jet moins importante dans l'écoulement principal. Ceci apparaît logique dans la mesure où le plan observé est situé en dehors du plan médian du jet : l'enveloppe amont que l'on observe sur cette coupe à  $Z/L_j = -1.125$  est significativement plus en aval par rapport à son homologue du plan médian. Pour le rapport 3.3 on peut discerner des oscillations qui témoignent des instabilités sur l'enveloppe externe du jet. Les images pour les rapports 9.4 et 11 laissent deviner la présence de fumée en dehors de l'enveloppe stricte du jet. Ceci correspond à des structures de recirculation dues au confinement qui seront mises en évidence sur les images de la partie 4.6.

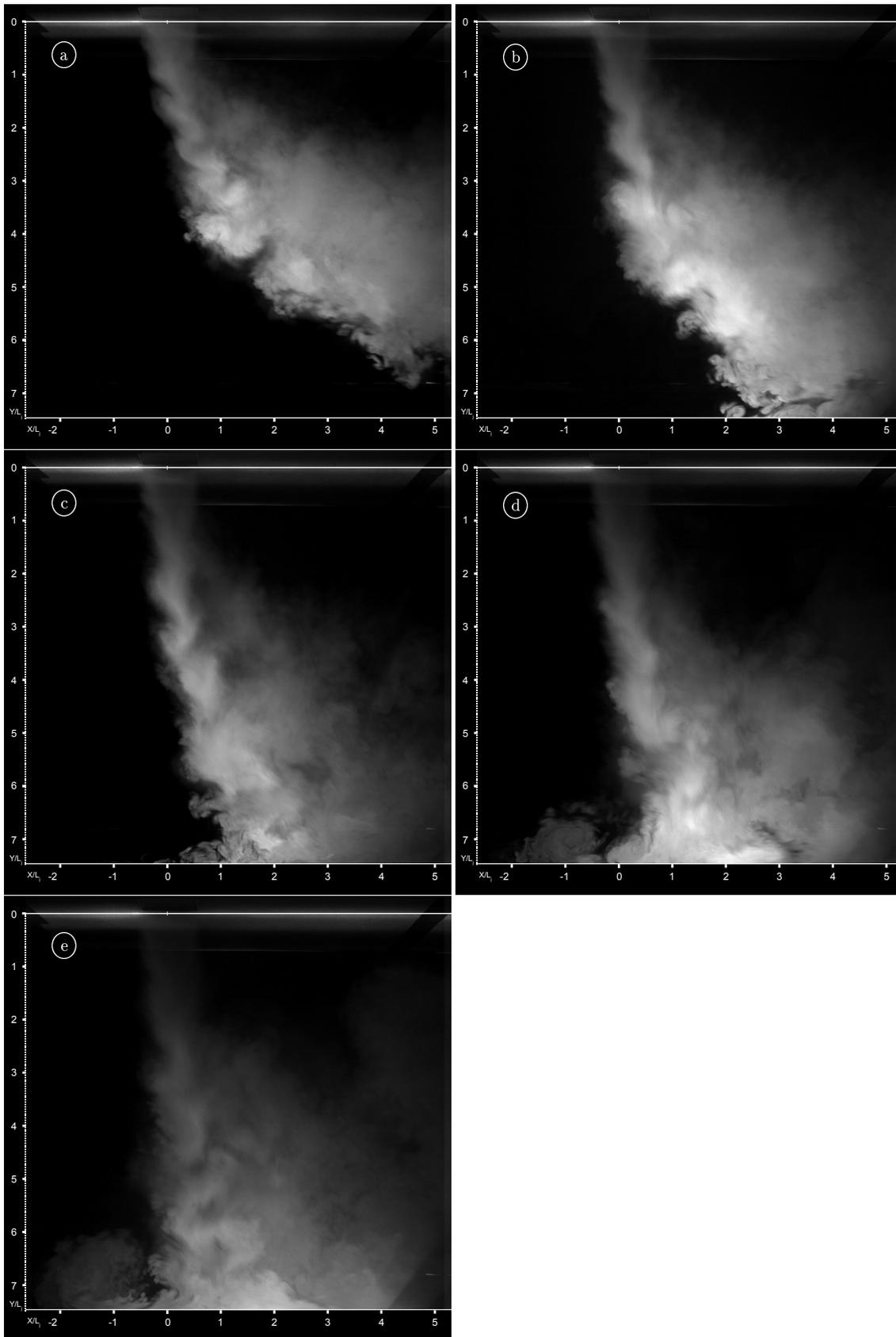


FIG. 4.8 - Vues instantanées ( $X, Y$ ) en  $Z/L_j = -0.5$ . Régime d'interaction : (a)  $r = 5.4$ ; (b)  $r = 7.3$ ; Régime d'impact : (c)  $r = 8$ ; (d)  $r = 9.4$ ; (e)  $r = 11$

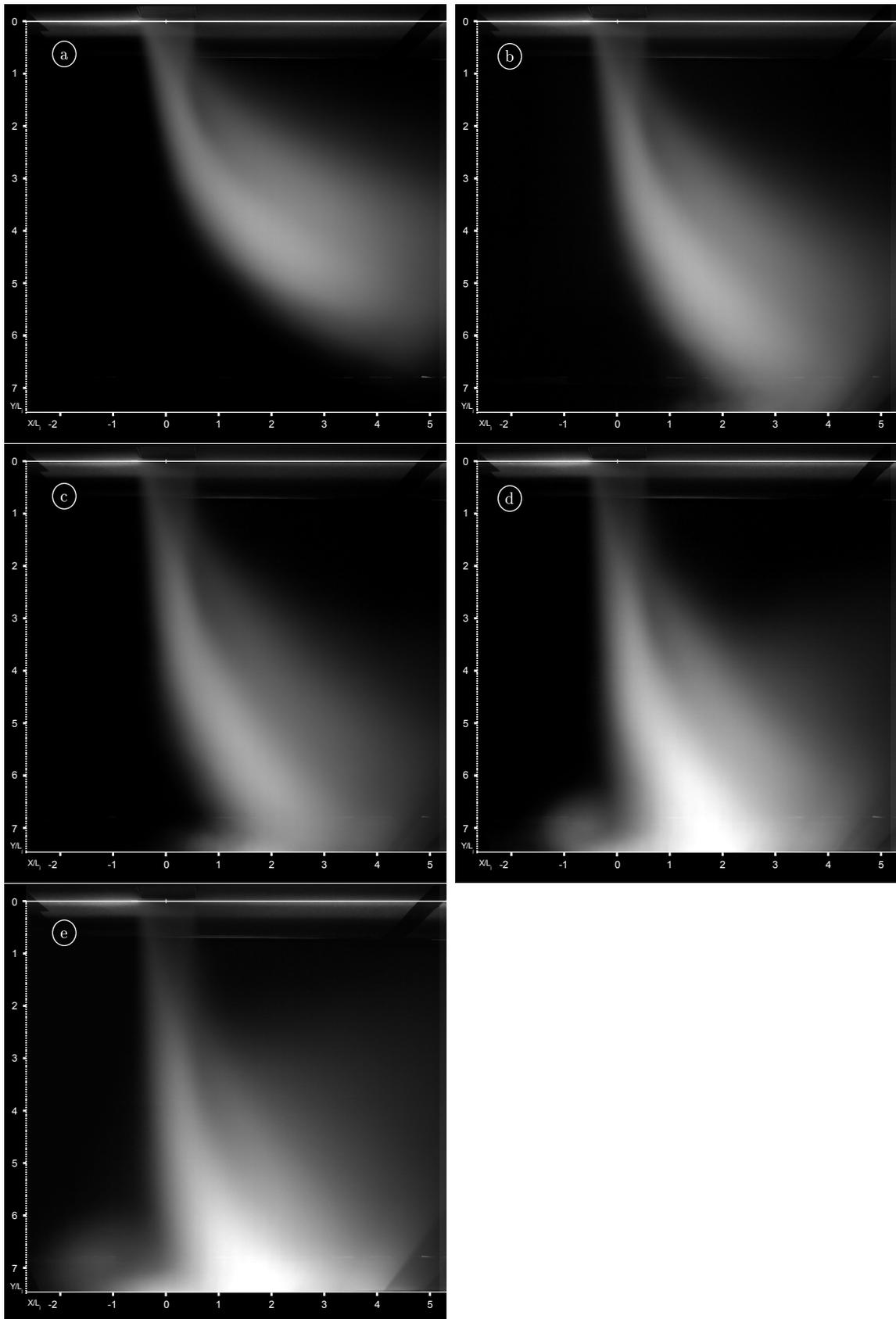


FIG. 4.9 - Vues moyennées  $(X, Y)$  en  $Z/L_j = -0.5$ . Régime d'interaction : (a)  $r = 5.4$ ; (b)  $r = 7.3$ ; Régime d'impact : (c)  $r = 8$ ; (d)  $r = 9.4$ ; (e)  $r = 11$

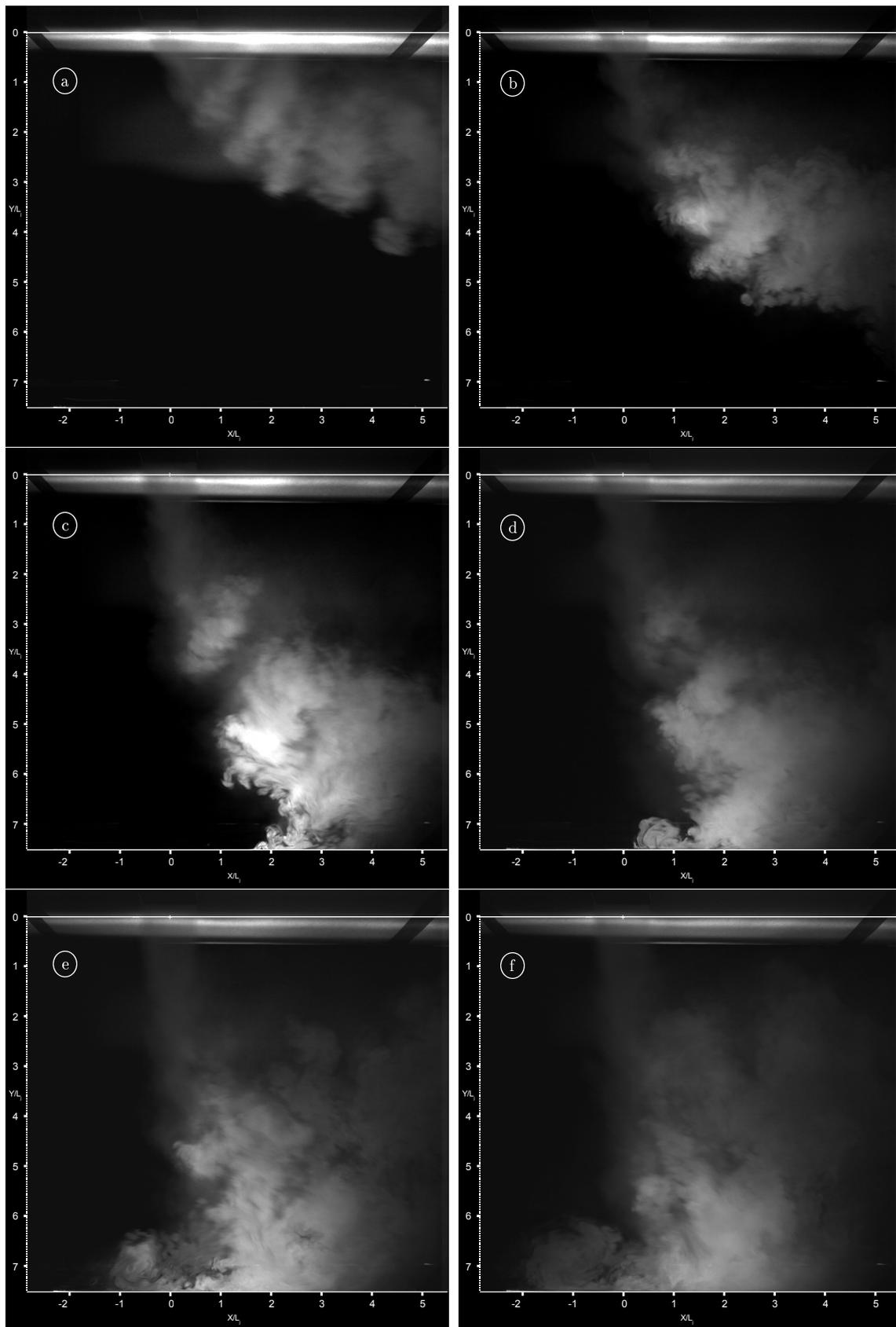


FIG. 4.10 - Vues instantanées ( $X, Y$ ) en  $Z/L_j = -1.125$ . Sans interaction : (a)  $r = 3.3$ ; Régime d'interaction : (b)  $r = 5.4$ ; (c)  $r = 7.3$ ; Régime d'impact : (d)  $r = 8$ ; (e)  $r = 9.4$ ; (f)  $r = 11$

## 4.5 Développement du jet

Dans le but de visualiser les conditions de développement du jet, le plan lumineux est cette fois parallèle à l'axe de la veine principale et engendré par une fente située sur le haut de la veine. Le plan filmé par la caméra est donc perpendiculaire à l'axe du jet, comme indiqué sur la figure 4.11.

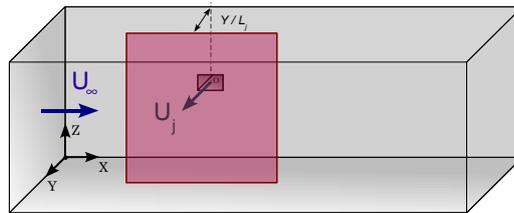


FIG. 4.11 - Localisation des plans de mesure (X,Z) à différents  $Y/L_j$

### 4.5.1 Section verticale du jet en $Y/L_j = 0.625$ (55 cm de la paroi opposée)

Dans ce plan d'observation, les images obtenues pour les rapports 8 à 11 sont tout à fait similaires (figure 4.12 (b) à (d)). On peut principalement observer la géométrie rectangulaire du jet ainsi que la mise en rotation de ce dernier, principalement au niveau des deux coins du bord amont, comment on avait pu le voir sur la première vue en sortie de jet.

Pour le rapport 3.3 (vue (a)), bien que l'on puisse encore deviner la trace du conduit du jet, la vue présente une coupe d'un jet déjà très altéré par l'écoulement principal. Le bord amont présente une forte rotation, et l'on peut également observer une mise en rotation au niveau des coins du bord aval du jet ( $X/L_j = 0.5$ ). À ce propos, la visualisation de la séquence d'images complète montre une prédominance d'un des enroulements sur l'autre, et un basculement de l'enroulement dominant d'une manière quasi-périodique.

### 4.5.2 Section verticale du jet en $Y/L_j = 1.25$ (50 cm de la paroi opposée)

A cet endroit les vues pour les rapports 8, 9.4 et 11 présentent un aspect quasi-identique (figure 4.13 (b) à (d)). On peut aisément deviner la signature géométrique rectangulaire du conduit du jet, et la seule différence réside dans la mise en rotation du front amont du jet, d'autant plus importante que le rapport est faible.

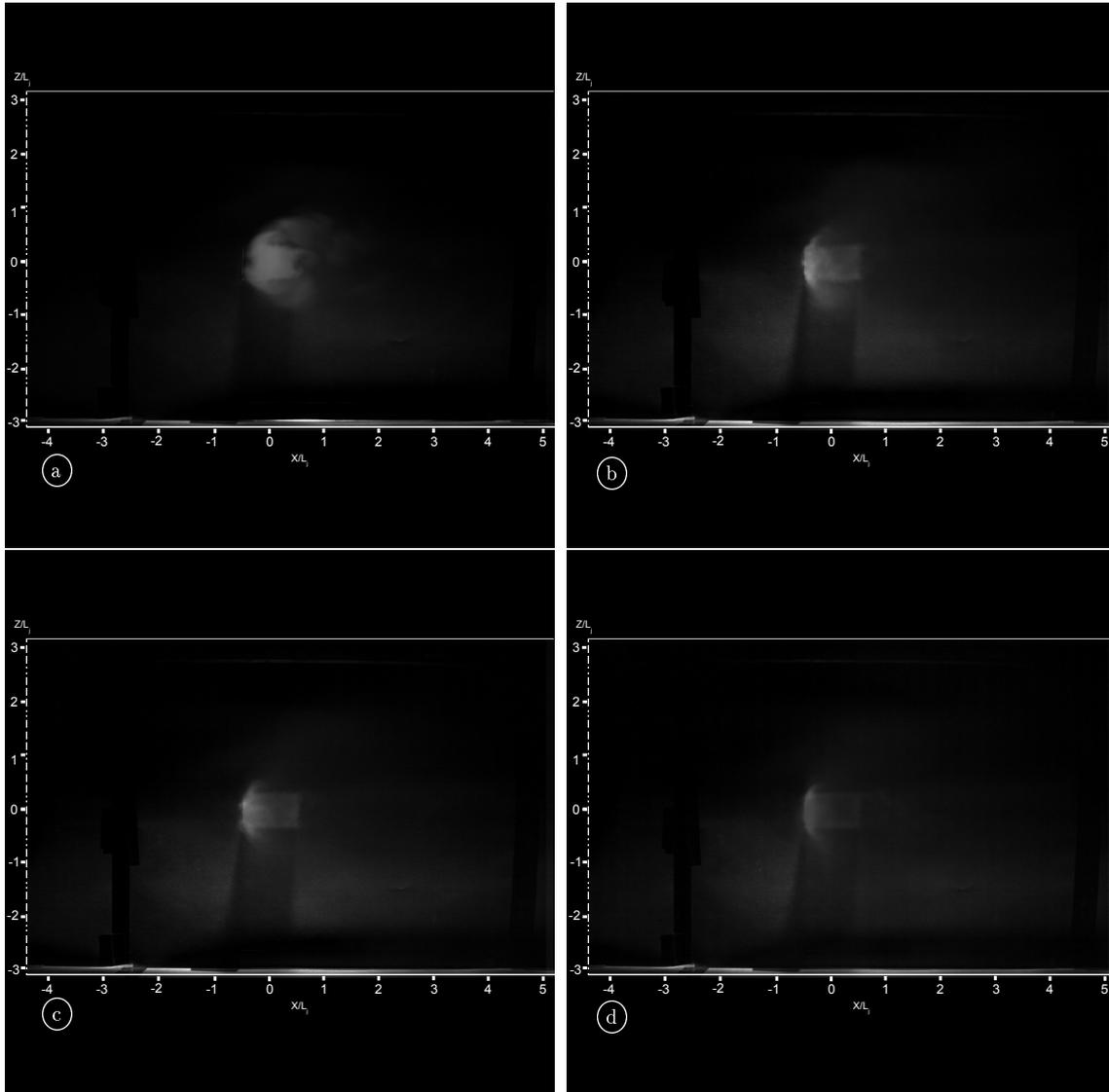


FIG. 4.12 - Vues instantanées  $(X, Z)$  en  $Y/L_j = 0.625$ . Régime sans interaction : (a)  $r = 3.3$ ; Régime d'impact : (b)  $r = 8$ ; (c)  $r = 9.4$ ; (d)  $r = 11$

La vue concernant le rapport 3.3 (vue (a)) présente quant à elle une configuration différente. On peut voir d'une part une forme en "croissant" vers l'amont témoignant de la mise en rotation du jet par l'écoulement principal, qu'on pourra voir pour les autres rapports de vitesse en s'éloignant de la sortie du jet (suivant l'axe Y). D'autre part, à l'aval de  $X/L_j \geq 1$ , des structures bien définies peuvent être observées, qui sont, de fait, la coupe dans ce plan des tourbillons contrarotatifs. En effet, dans cette visualisation, l'épaisseur de la tranche lumineuse ( $\approx 2$  cm) permet d'observer à la fois la mise en rotation par l'écoulement principal (forme arrondie sur le bord le plus amont du jet,  $X/L_j \approx 0$ ), et la trace après déflexion du jet des deux tourbillons contrarotatifs séparés par une zone nonensemencée dans le plan médian ( $1 \leq X/L_j \leq 3$ ).

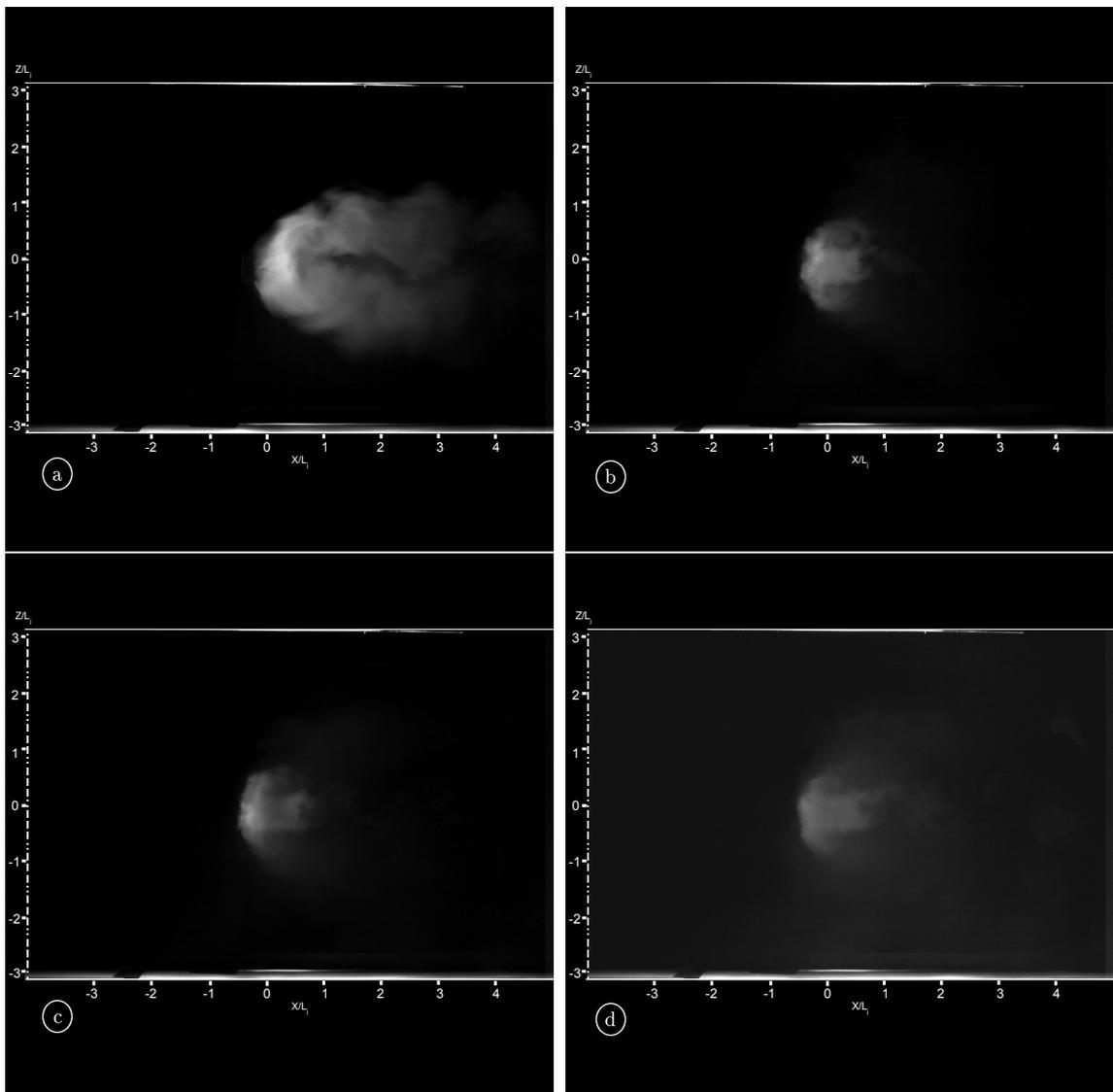


FIG. 4.13 - Vues instantanées  $(X, Z)$  en  $Y/L_j = 1.25$ . Régime sans interaction : (a)  $r = 3.3$ ; Régime d'impact : (b)  $r = 8$ ; (c)  $r = 9.4$ ; (d)  $r = 11$

### 4.5.3 Section verticale du jet en $Y/L_j = 2.5$ (40 cm de la paroi opposée)

A 20 cm de l'embouchure du jet (soit un peu plus de trois diamètres hydrauliques  $D_j$ ) les phénomènes observés sont très différents suivant le rapport de vitesse (figure 4.14). Tandis que pour le rapport 8 (b) le jet est déjà très enroulé, le rapport 9.4 (c) montre un état de transition entre l'enroulement du jet et la trace de l'embouchure rectangulaire du jet. Quant au rapport 11 (d) on peut presque encore deviner la forme rectangulaire du jet, dont seule la partie amont serait enroulée sous l'action de l'écoulement principal. Les zones de fluide ensemençé visibles à proximité des parois horizontales supérieure et inférieure sont dues à des structures engendrées par l'effet de confinement qui sera discuté au paragraphe 4.6. Enfin, la vue pour le rapport 3.3 (a), indique que le jet est déjà très déflécté par l'écoulement principal (rappelons que c'est un cas sans interaction) puisqu'elle montre la trace des structures de la frontière "amont" du jet, caractérisées par une alternance entre fluide ensemençé et zone sombre de manière régulière. En ce sens, l'observation est conforme à celle faite sur la figure 4.10 (a).

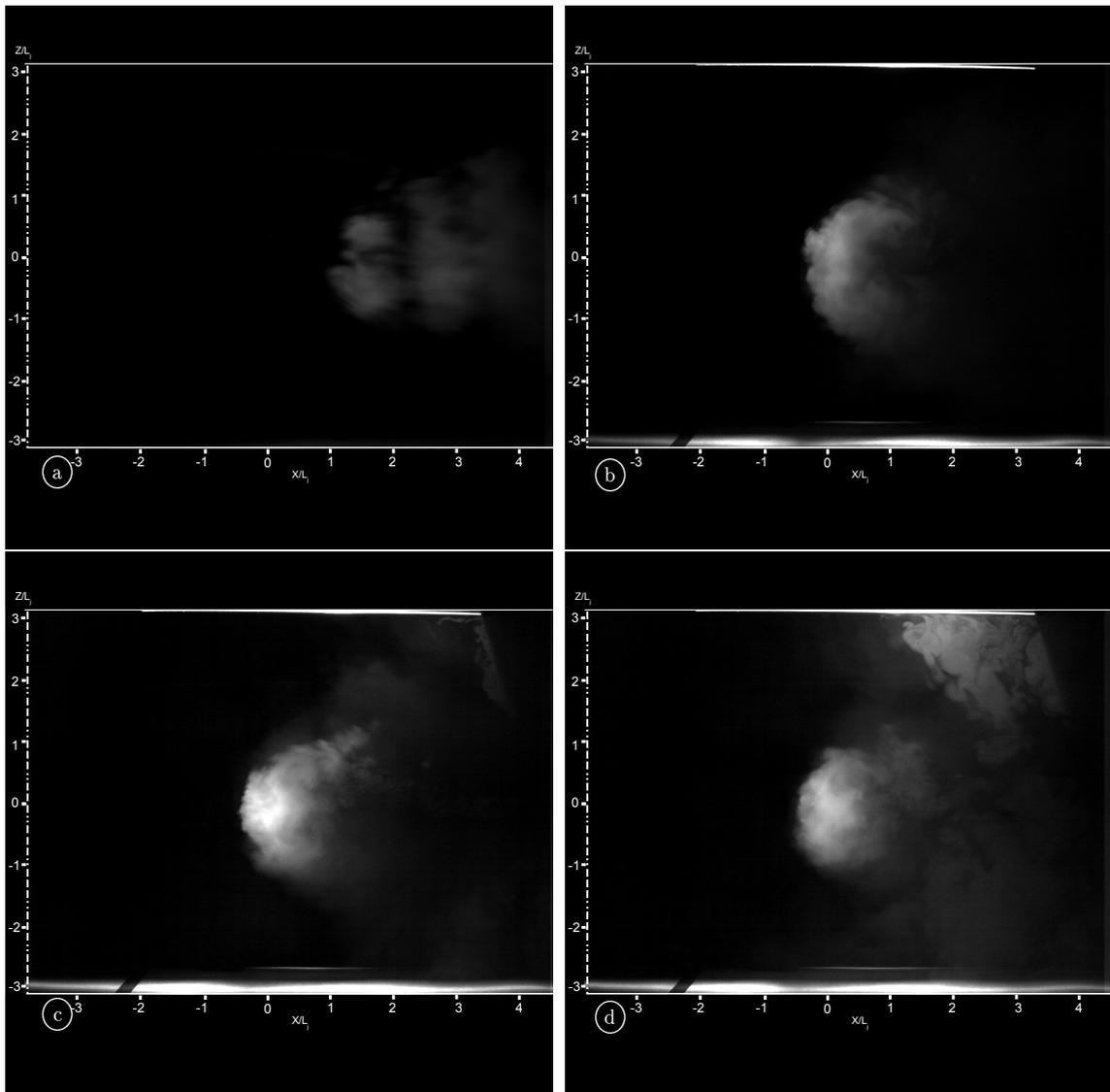


FIG. 4.14 - Vues instantanées  $(X, Z)$  en  $Y/L_j = 2.5$ . Régime sans interaction : (a)  $r = 3.3$  ; Régime d'impact : (b)  $r = 8$  ; (c)  $r = 9.4$  ; (d)  $r = 11$

## 4.6 Effet de confinement 3D

Une des particularités de notre étude est d'une part le rapport non négligeable entre la taille du jet et la dimension transversale de la veine principale ( $H_j/L_c \approx 0.08$ ) et d'autre part le rapport d'aspect de cette dernière ( $L_c/H_c = 1.2$ ). Ces caractéristiques sont la cause d'effets de confinement tridimensionnels significatifs que l'on a tenté d'observer par des visualisations de sections droites de l'écoulement principal.

### 4.6.1 Sections verticales ( $Y, Z$ ) perpendiculaires à l'axe $X$ de la veine

La localisation de ces plans de visualisation est schématisée sur la figure 4.15.

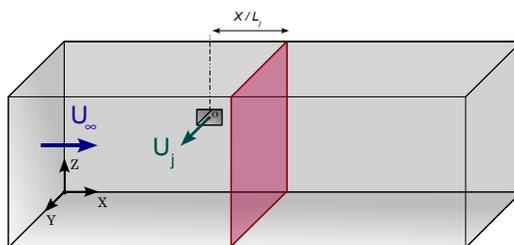


FIG. 4.15 - Localisation des plans de mesure ( $Y, Z$ ) à différents  $X/L_j$

Sur le plan du traitement de l'image, les figures suivantes ont, pour certaines, été retouchées en niveaux de gris afin de mieux mettre en évidence les différents phénomènes. Ces dernières présentent une résolution de 896 x 640 pixels. L'échelle de l'axe vertical  $Z$  présente une légère déformation à cause de l'angle de la caméra adopté pour ces visualisations. En effet, il n'était pas possible d'insérer la caméra dans la veine de mesures, et des difficultés techniques et temporelles ne nous ont pas permis de mettre en place un dispositif optique avec lequel on aurait pu obtenir des plans réellement verticaux.

#### Coupe dans le plan vertical médian du jet ( $X/L_j = 0$ )

La vue (a) pour le rapport 5.4 (figure 4.16), bien que limitée, a l'avantage de montrer clairement les structures tourbillonnaires de la couche de mélange issues des instabilités de Kelvin-Helmholtz. On voit nettement les alternances des rouleaux de fluide ensemençé, issu du jet, et des zones sombres de fluide de l'écoulement principal.

Ces mêmes structures sont également visibles sur la vue (b) concernant le rapport 9.4 (autour de  $Y/L_j = 3$ ). Au delà de  $Y/L_j \approx 4.5$ , la zone sombre (présence de fluide de l'écoulement principal) indique que le jet est déjà suffisamment défléchi

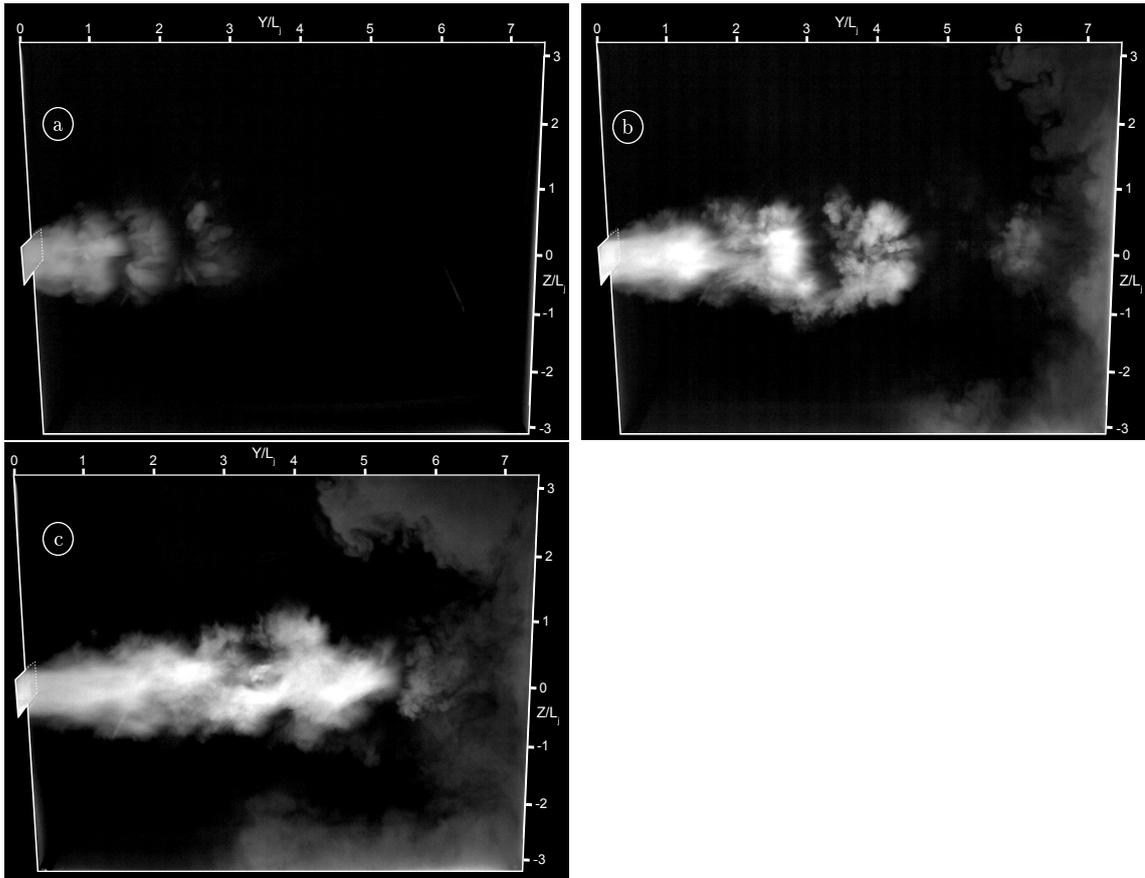


FIG. 4.16 - Vues instantanées ( $Y, Z$ ) en  $X/L_j = 0$ . Régime d'interaction : (a)  $r = 5.4$  ; Régime d'impact : (b)  $r = 9.4$  ; (c)  $r = 11$

pour ne plus être éclairé. Près de la paroi, on note la présence de fumée qui est la trace de l'impact.

Pour le rapport 11 (vue (c)), les observations sont identiques, à ceci près que le jet reste presque totalement éclairé jusqu'à son impact. De plus, on observe aux deux coins de la veine principale ( $Y/L_j = 7.25$ ,  $Z/L_j = \pm 3$ ) qu'une partie du fluide qui a impacté subi une recirculation le long des parois horizontales et verticales du canal principal, et revient vers le centre de ce dernier (jusqu'à  $Y/L_j \approx 4$ ).

#### Coupes aux “points d'interaction” des rapports 7.3, 8, 9.4 et 11.

Afin d'examiner au mieux la signature de l'interaction du jet avec la paroi opposée (avec ou sans impact), nous avons choisi pour chacun des rapports  $r$  correspondants la section droite située à l'abscisse déterminée par l'intersection de la ligne centrale avec la paroi (cf. figure 4.6) Le tableau 4.2 résume pour chaque rapport de vitesse considéré l'abscisse du plan de visualisation observé, adimensionnée par  $L_j$  (et non  $H_j$  comme sur la figure 4.6).

Rapport $r$	Impact	Distance $d$ (cm)	Distance adimensionnée $X/L_j$
7.3	Non	28	3.5
8	Oui	18	2.25
9.4	Oui	10	1.25
11	Oui	7	0.875

TAB. 4.2 - Localisation des “points d’interaction” du jet en paroi opposée pour chaque rapport de vitesse.

Il convient d’être prudent quant à l’observation de ces images. En effet, ce que nous montrent ces coupes diffère suivant le régime d’écoulement. C’est ce qui est schématisé sur la figure 4.17 : si l’on se trouve dans le régime d’interaction sans impact ( $r = 7.3$ ), le jet a déjà été défléchi et on observe la trace “en rein” caractéristique des vortex contrarotatifs perpendiculairement à celle-ci (figure de gauche). En revanche, si l’on se trouve dans le régime avec impact (figure de droite), le jet n’est que partiellement défléchi et le plan d’observation est cette fois quasi-perpendiculaire à celui des vortex, dont le mouvement est dirigé en direction de l’observateur.

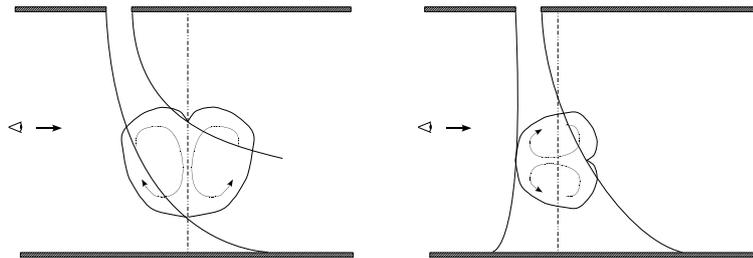


FIG. 4.17 - Schématisation du phénomène observé suivant le régime : régime d’interaction (gauche) et régime d’impact (droite). Le plan d’observation est représenté en pointillés et la coupe “en rein” est celle observée dans ce plan.

Cette remarque effectuée, on constate en premier lieu (figure 4.18) que plus le rapport de vitesse est important et plus l’expansion latérale du jet proprement dit est petite. Pour les rapports 7.3 et 8 (a) et (b)) on peut observer la trace des tourbillons contrarotatifs dont la rotation est de ce point de vue dans le sens anti-horaire pour le tourbillon situé dans la partie supérieure de la veine ( $Z/L_j \geq 0$ ) et horaire dans la partie inférieure ( $Z/L_j \leq 0$ ). Pour les rapports 9.4 et 11 (c) et (d)), la dynamique propre des tourbillons contrarotatifs est observée plutôt sous l’angle schématisé par la figure 4.17 de droite.

De plus, une recirculation globale du fluide après impact, imposée par les parois horizontales supérieure et inférieure, est visible. La trace de cette recirculation due au confinement est également perceptible pour le rapport 8. En revanche, celle-ci n’existe pas dans le cas du rapport  $r = 7.3$  ce qui confirme que l’on ne peut pas ici proprement parler d’“impact” mais seulement d’interaction. De fait, on constate sur

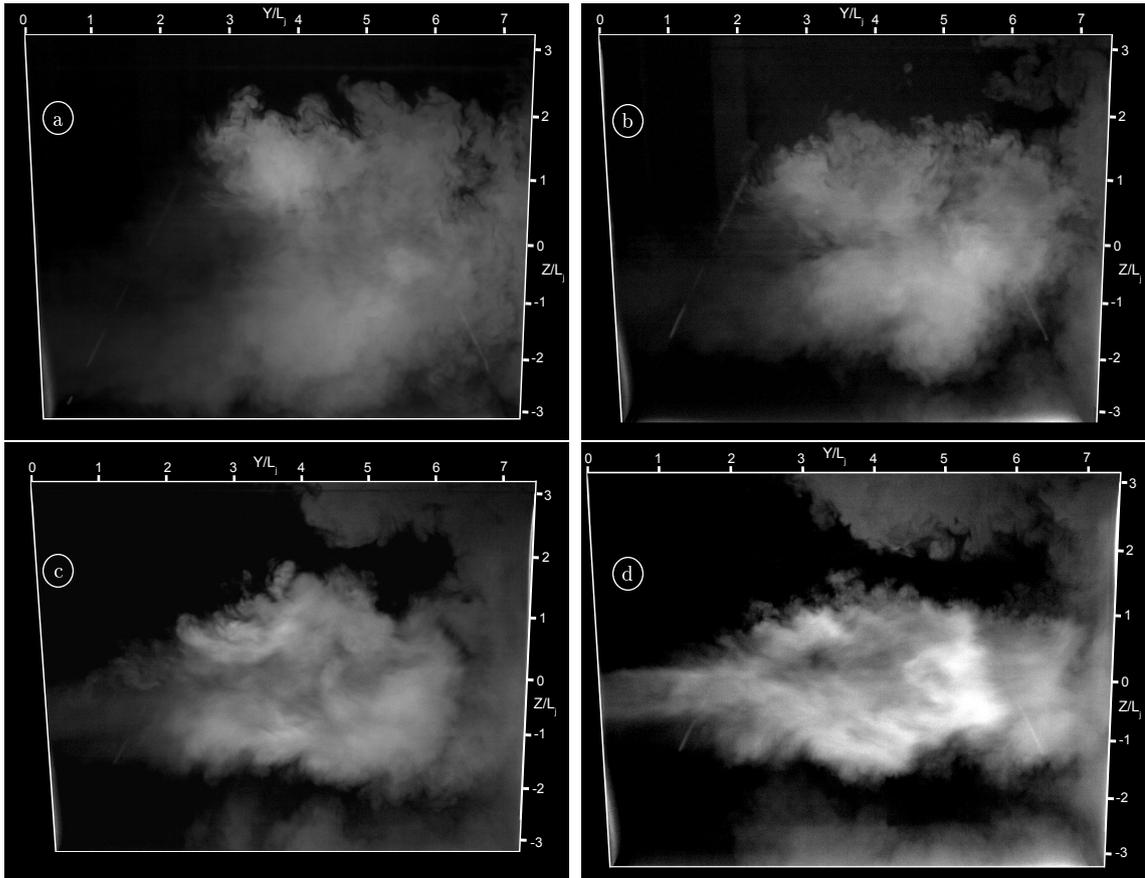


FIG. 4.18 - Vues instantanées ( $Y, Z$ ) aux “points d’impact”. Régime d’interaction : (a)  $r = 7.3$ ,  $X/L_j = 3.5$ ; Régime d’impact : (b)  $r = 8$ ,  $X/L_j = 2.25$ ; (c)  $r = 9.4$ ,  $X/L_j = 1.25$ ; (d)  $r = 11$ ,  $X/L_j = 0.875$

la figure 4.18 (a) que le jet est non seulement en interaction avec la paroi opposée mais se trouve également très proche des parois supérieures et inférieures. Ceci est dû au rapport d’aspect proche de 1 de la veine principale ( $L_j/H_j = 1.2$ ) dont l’effet est d’imposer une interaction 3D marquée avec les trois parois simultanément, à une distance relativement faible à l’aval (environ  $3.5L_j$ ). En outre, pour les deux rapports les plus importants ( $r = 9.4$  et  $11$ ) cette proximité des structures recirculées le long des parois horizontales induit une interaction avec le jet initial, laquelle peut produire une réalimentation de ce dernier.

#### Plan vertical en $X/L_j = 2.5$

Enfin, on a choisi de se placer en  $X/L_j = 2.5$  (c’est-à-dire à l’aval du point d’impact quel que soit le rapport  $r$ ) afin d’observer les différences de comportement, en fonction du rapport de vitesse (à l’exception de 5.4) et du régime d’écoulement. Les vues instantanées à cette abscisse sont représentées sur la figure 4.19

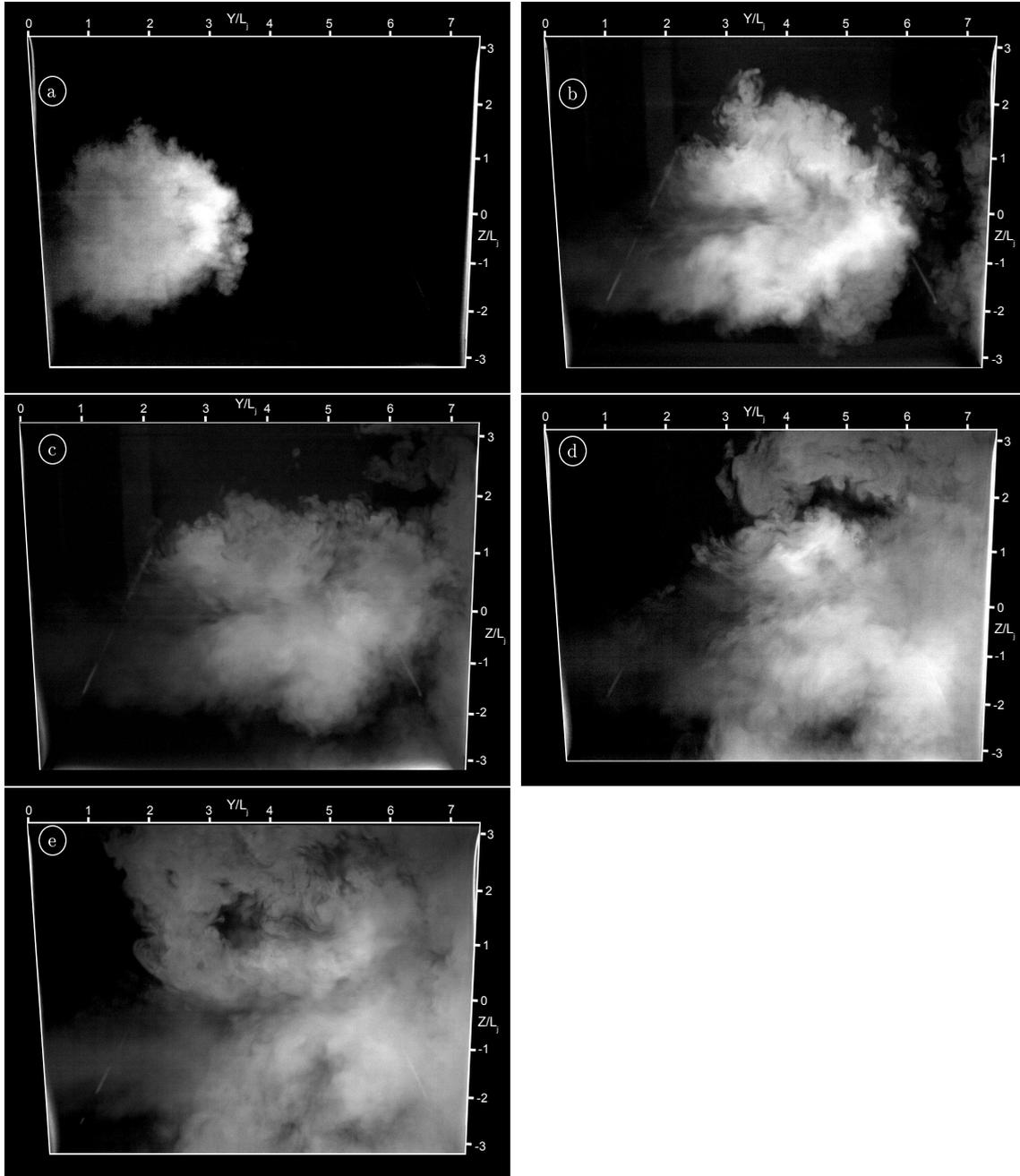


FIG. 4.19 - Vues instantanées  $(Y, Z)$  en  $X/L_j = 2.5$ . Régime sans interaction : (a)  $r = 3.3$ , Régime d'interaction : (b)  $r = 7.3$ , Régime d'impact : (c)  $r = 8$ , (d)  $r = 9.4$ , (e)  $r = 11$

Sur la vue correspondant au rapport 7.3 (b), on observe la forme “en rein” caractéristique des tourbillons contrarotatifs. Elle présente une pénétration dans l’écoulement principale et une expansion marquée, comme celle relative au rapport 8 (c), à ceci près qu’on observe sur cette dernière l’impact et la recirculation du jet par les parois horizontales. Cette forme “en rein” est également visible sur la vue du rapport 3.3 (a), moins distinctement. Néanmoins cette affirmation est confortée par la forme typique du champ thermique à cet endroit, présentée au chapitre 5. Dans aucun de ces cas on n’observe de traces des structures de sillage reliant la paroi d’où est issu le jet à ce dernier, dans la mesure où ces structures seraient issues d’un décollement et d’un enroulement de la couche limite de l’écoulement principal. Cependant, Smith et Mungal [85] par exemple observent, outre la même forme globale caractéristique, la présence de leur traceur (acétone) à cet endroit pour un rapport  $r = 10$ , mais pas pour un rapport  $r = 20$ . Il est donc possible qu’il existe une valeur de rapport critique pour laquelle du fluide issu du jet (car marqué) puisse se retrouver dans ces structures de sillage. Dans notre étude, nous n’avons pas observé ce phénomène, ou la concentration de fumée dans ces structures était trop faible pour être détectée.

Les deux vues pour le rapport 9.4 et 11 (d) et (e) sont quant à elles complètement différentes. S’il est encore possible de discerner la dynamique propre des tourbillons contrarotatifs au centre, c’est la recirculation globale et contrainte par les parois horizontales qui prédomine largement. Cet enroulement dû au confinement est en fait associé à la convection de l’écoulement principal de sorte que les lignes de courant ont une forme d’hélice. Cette structure est clairement visible, avec au centre une zone sombre nonensemencée qui suggère que le fluide de l’écoulement principal suivrait également des lignes de courant en hélice, complémentaires de celles du jet. Le fait que le fluide recirculant (après l’impact sur la paroi de droite sur les images) revienne ainsi presque jusqu’à la paroi d’origine (à gauche) jusqu’à  $Y/L_j = 1.5$  environ pour le rapport 11, fait qu’à une distance à l’aval assez faible, le “jet” en rotation est en interaction avec les quatre parois simultanément. Ainsi, la fumée “envahit” rapidement l’ensemble de la veine principale, ce qui explique pourquoi les visualisations faites à des sections plus en aval sont très délicates à décrire et interpréter, et ne sont pas présentées.

#### 4.6.2 Coupe horizontale en $Z/L_j = -1.75$

Pour tenter de mieux observer la recirculation 3D du jet suite à son impact sur la paroi, on a effectué des visualisations horizontales (loin du plan médian) à des altitudes  $Z$  propices à illuminer ce courant de recirculation pariétal. Nous présentons ici un exemple typique où la fente lumineuse est située horizontalement à  $Z/L_j = -1.75$ . Une image caractéristique de chaque acquisition est représentée sur les figures 4.20 (a) à (c) pour les trois seuls rapports impactants  $r = 8, 9.4$  et 11.

Ces visualisations complémentaires permettent d’appréhender la dynamique de la recirculation due à la paroi horizontale inférieure (il a été vérifié qu’il en était

de même pour la paroi supérieure). Ces vues révèlent la présence près de la paroi d'impact (en bas) d'une colonne de vorticité verticale (zone de forte concentration) qui résulte après impact de la partie du fluide remontant à contre-courant le long de cette paroi. On constate que l'interaction de cette colonne de fluide avec la paroi inférieure engendre une structure tourbillonnaire qui, soumise à la déflection de la veine principale, crée un écoulement de retour hélicoïdal venant réalimenter le jet jusqu'en milieu de veine. La trace de la colonne vortex situ e en bas de la veine est visible sur les trois figures, et particulièrement sur la figure 4.20 (c) concernant le rapport 11. Ces observations confirment ce que l'on a observé ci-avant, notamment en ce qui concerne la distance très importante que parcourt le fluide après impact pour revenir vers la paroi dont il est issu (en haut sur ces images). Cette distance est d'autant plus importante que le rapport  $r$  est grand.

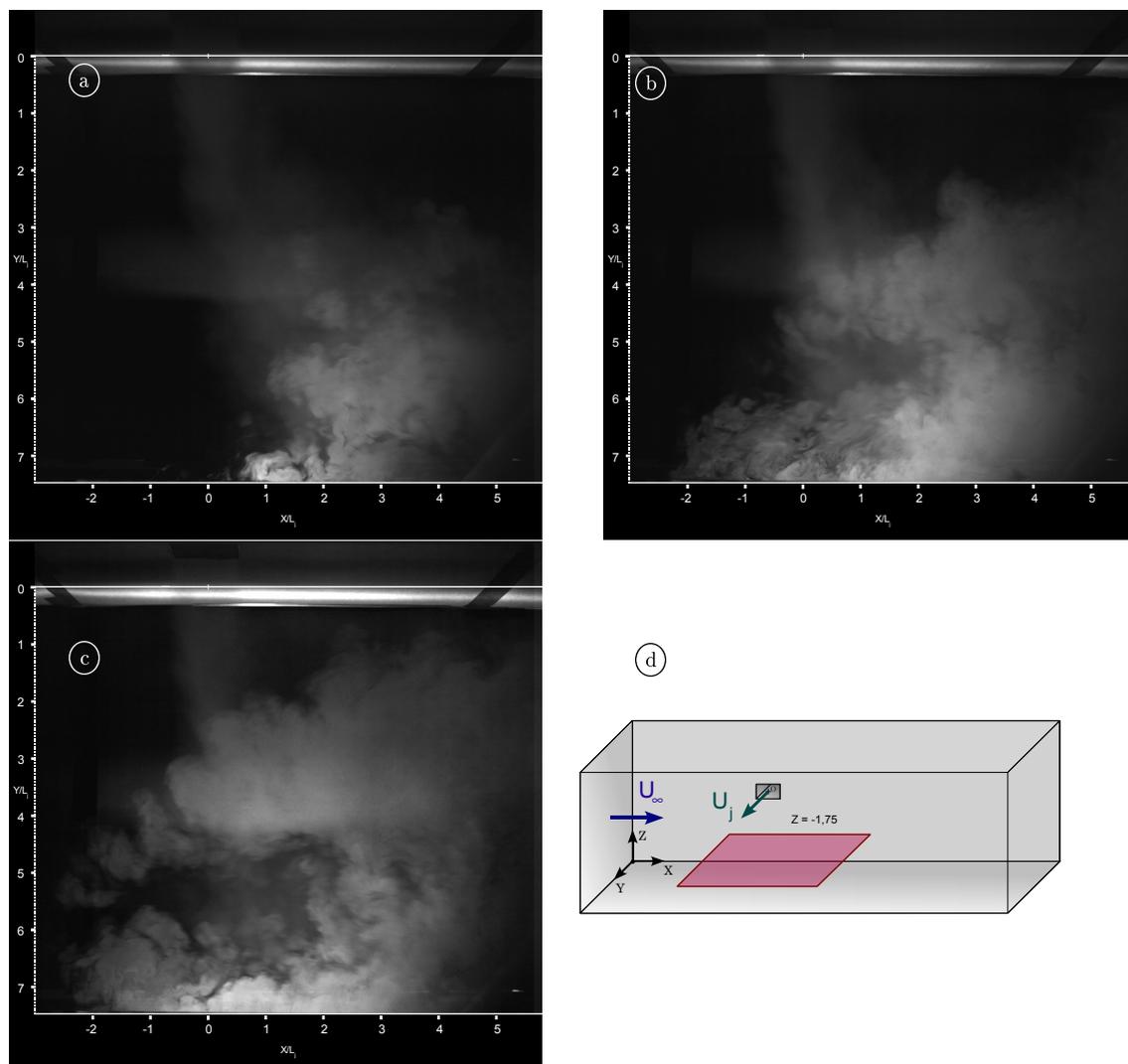


FIG. 4.20 - Vues instantanées  $(X, Y)$  en  $Z/L_j = -1.75$ . Régime d'impact : (a)  $r = 8$ ; (b)  $r = 9.4$ ; (c)  $r = 11$ . (d) : Rappel de la localisation du plan d'observation

### 4.6.3 Sections verticales ( $X, Z$ ) parallèles à l'axe X de la veine

Pour corroborer l'analyse qualitative précédente (relative à la recirculation due au confinement 3D), des visualisations supplémentaires ont été effectuées dans des plans verticaux parallèles à l'écoulement principal, à différentes distances de la paroi d'impact, où la recirculation vient réalimenter le jet ( $3.5 \leq Y/L_j \leq 6.5$ ).

#### **Plan vertical $Y/L_j = 3.75$ (30 cm de la paroi d'impact, milieu de la veine)**

Ces plans de coupe verticaux se situent en milieu de veine (figure 4.21). On n'observe quasiment pas la trace des structures hélicoïdales à proximité des parois horizontales supérieure et inférieure pour le rapport 9.4; ces structures sont cependant bien visibles pour le rapport 11 (notamment sur la partie supérieure). La position de la source de lumière implique que la nappe de lumière s'élargit vers le bas; c'est pourquoi le contraste est plus faible en bas des figures présentées. En ce sens, la dissymétrie observée n'est donc pas le fait de l'écoulement.

#### **Plan vertical $Y/L_j = 5$ (20 cm de l'impact en paroi)**

A cette ordonnée  $Y$  (20 cm de la paroi d'impact, figure 4.22), on observe à nouveau ces structures hélicoïdales dont la position est située plus à l'amont que sur les vues précédentes (conformément à ce qu'on a pu observer sur les plans horizontaux précédents, figures 4.20). De plus, on devine la forme "en rein" caractéristique des vortex contrarotatifs (dont l'occurrence est confortée par l'observation d'une moyenne de la série d'images et, surtout, du champ thermique à cet endroit), ce qui confirme que leur plan de rotation est bien parallèle à l'axe de la veine.

#### **Plan vertical $Y/L_j = 6.25$ (10 cm de la paroi d'impact)**

Ces prises de vues sont situées à 10 cm de la paroi (figure 4.23). On peut là encore clairement observer, particulièrement pour les rapports de 9.4 et 11, au-dessus et en dessous de l'enveloppe du jet la trace des structures hélicoïdales de recirculation, contraintes par les parois horizontales supérieure et inférieure. Enfin, il se confirme que ces deux structures sont situées d'autant plus en amont que le rapport  $r$  est important.

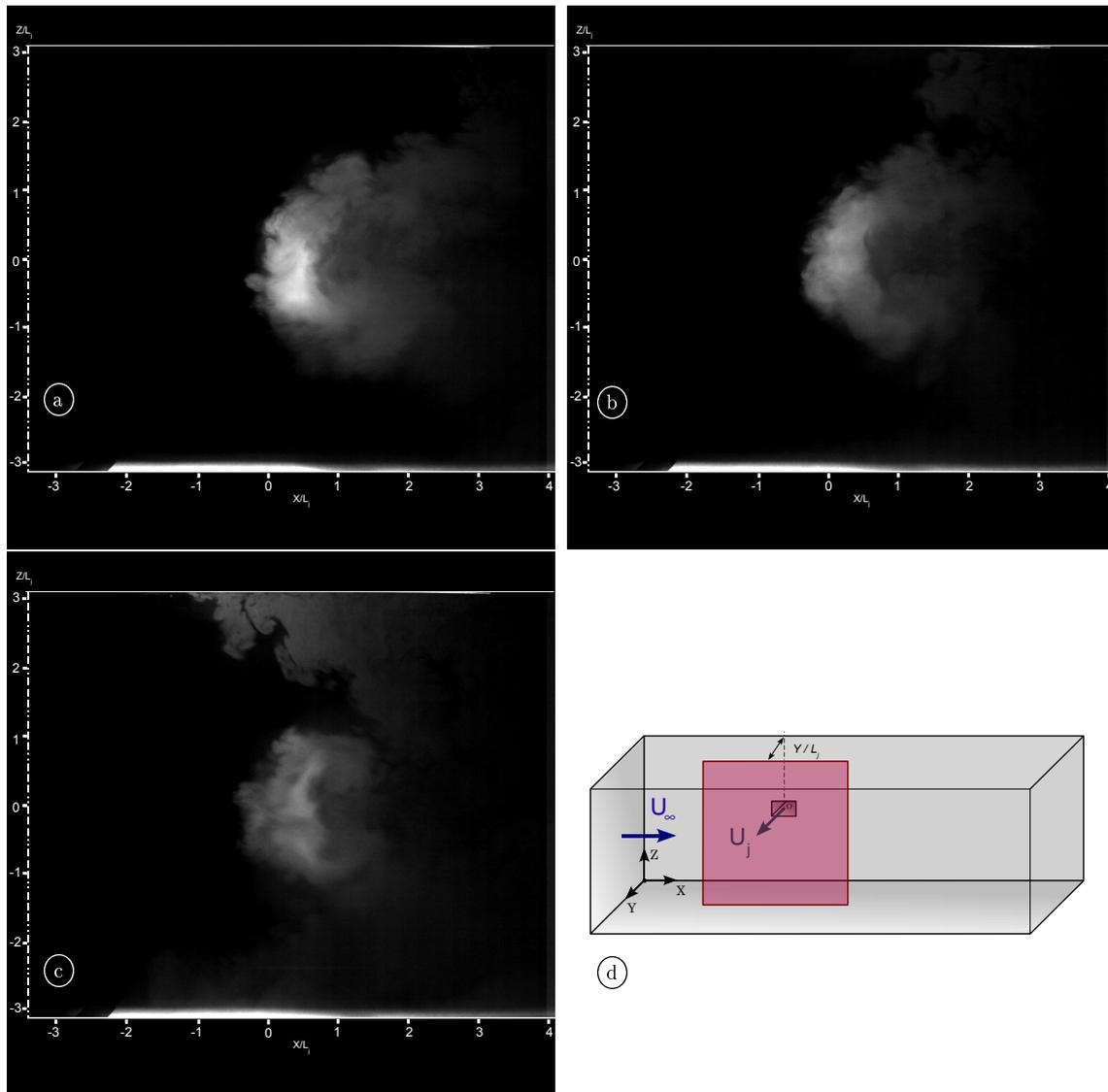


FIG. 4.21 - Vues instantanées  $(X, Z)$  en  $Y/L_j = 3.75$ . Régime d'impact : (a)  $r = 8$ ; (b)  $r = 9.4$ ; (c)  $r = 11$ . (d) : Rappel de la localisation du plan d'observation

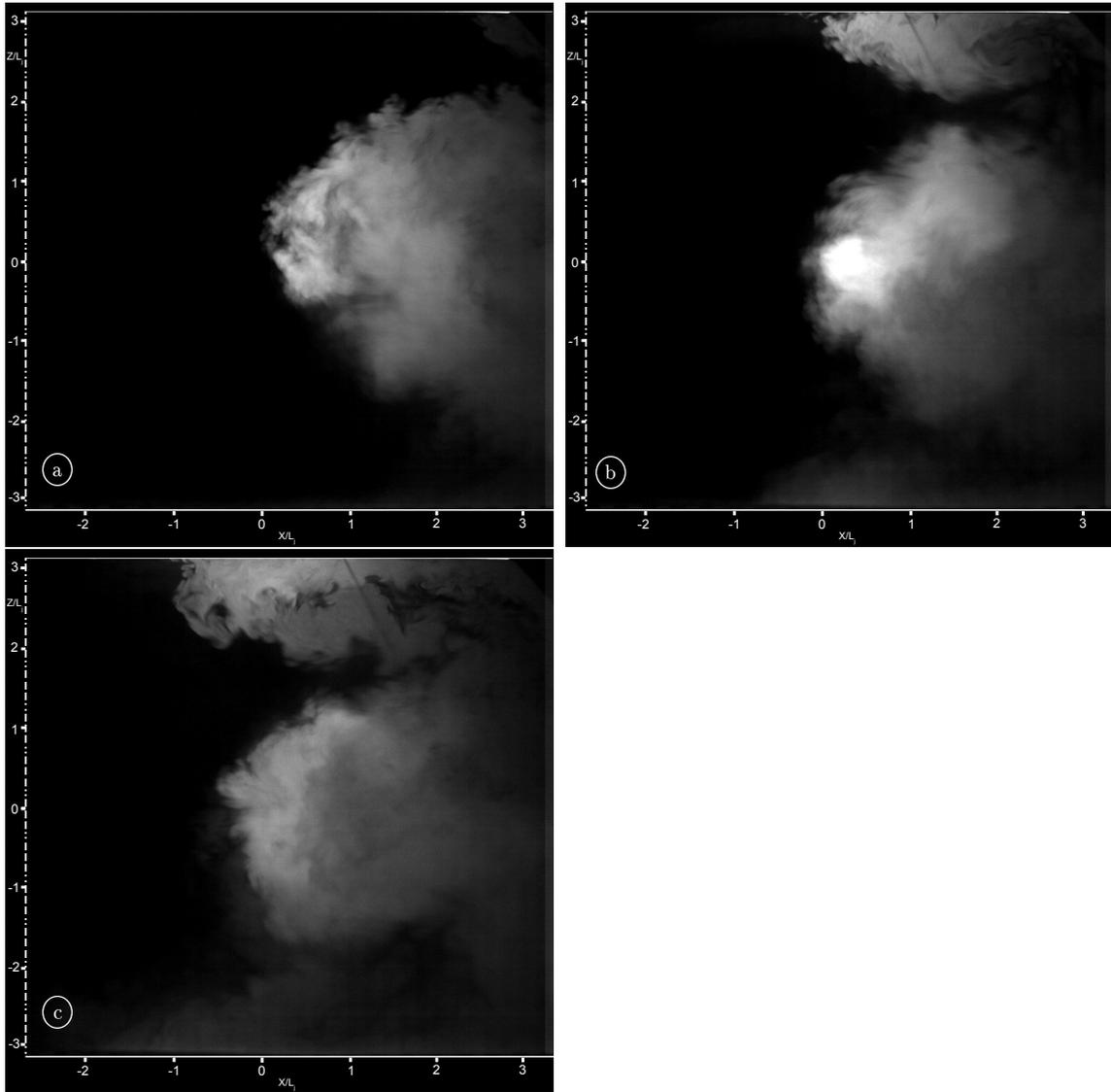


FIG. 4.22 - Vues instantanées ( $X, Z$ ) en  $Y/L_j = 5$ . Régime d'impact : (a)  $r = 8$ ; (b)  $r = 9.4$ ; (c)  $r = 11$

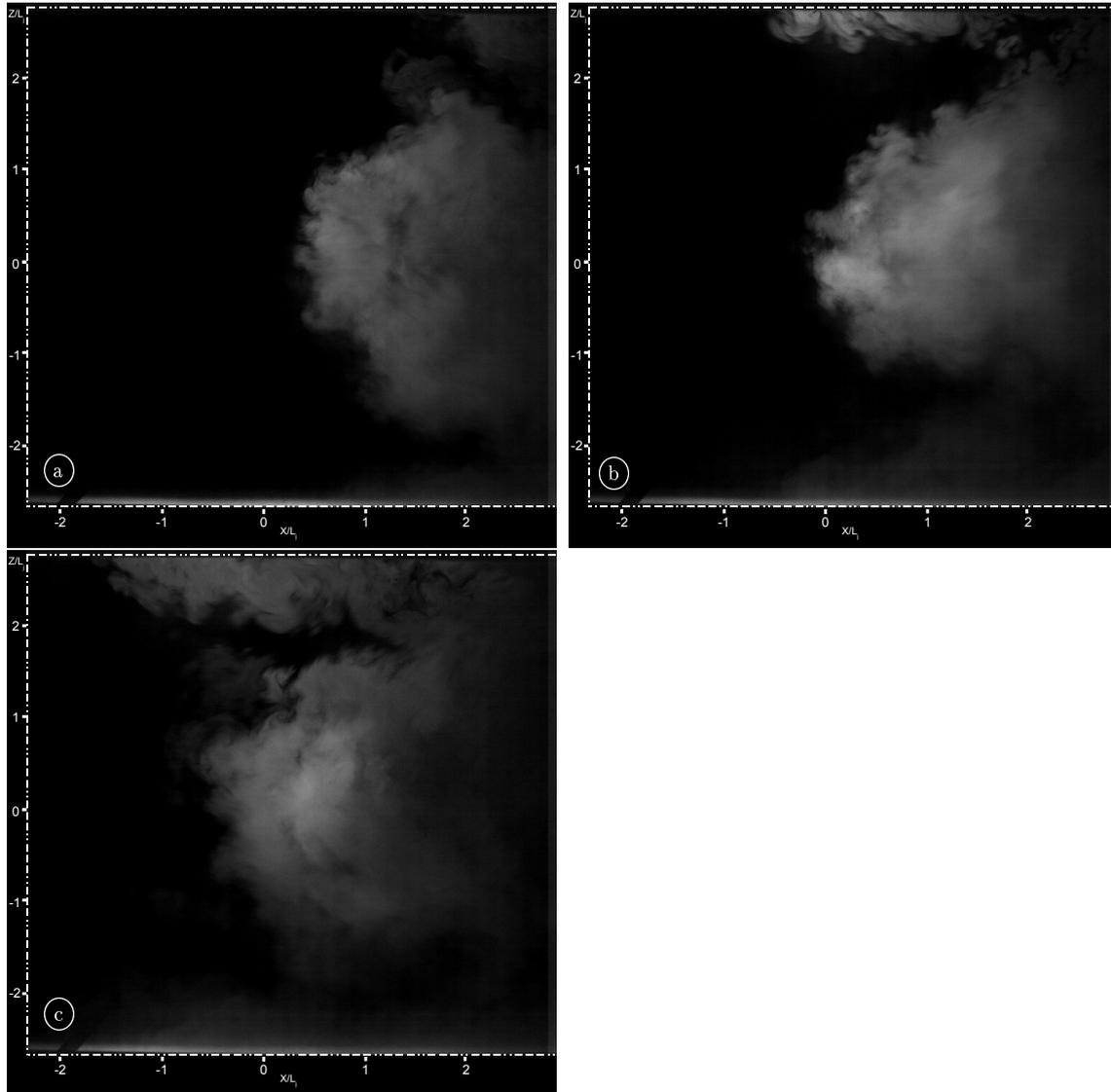


FIG. 4.23 - Vues instantanées  $(X, Z)$  en  $Y/L_j = 6.25$ . Régime d'impact : (a)  $r = 8$ ; (b)  $r = 9.4$ ; (c)  $r = 11$

## 4.7 Etude de l'impact

Les vues présentées ci-dessous sont destinées à préciser la dynamique propre à l'impact, qui constitue l'originalité de notre étude en regard des travaux majoritairement effectués sur les jets en milieu semi-infini.

### 4.7.1 Plans verticaux $(X, Z)$ perpendiculaires à l'axe du jet

L'orientation de ces coupes est identique à celles présentées au paragraphe précédent, mais situées proches de la paroi d'impact.

#### Plan vertical $Y/L_j = 7.375$ (1 cm de la paroi d'impact)

Une image instantanée caractéristique de chaque acquisition pour les trois rapports impactants  $r = 8, 9.4$  et  $11$  est représentée sur les figures 4.24 (a) à (c). Les pointillés discontinus délimitent le champ mais ne représentent pas les parois supérieures et inférieures, non visibles à cette distance.

On peut observer que l'impact est clairement multidirectionnel (voire isotrope dans le cas  $r = 11$ ). Le sens de l'écoulement principal n'est de fait guère discernable sur ces images. Celles-ci ont été choisies spécialement lors d'une phase d'impact marquée. En effet, il est important de noter qu'il s'agit d'impacts instationnaires dus à des bouffées de fluides, issues des instabilités en sortie de jet, et non d'un impact continu. De plus, le point d'impact n'a pas une position fixe (horizontalement et verticalement); cependant plus l'impact est franc ( $r = 11$ ), moins la position de ce point est variable. Pour le rapport  $11$ , on observe une remontée de la fumée à l'amont du champ vertical (qu'on peut apercevoir sur la gauche des images) jusqu'à environ  $30$  cm en amont du centre du jet (soit jusqu'à  $X = -3.75L_j$  environ).

#### Plan vertical $Y/L_j = 7.125$ (3 cm de la paroi d'impact)

Sur ces images (figure 4.25), possédant la même dissymétrie de contrastes que précédemment, cf. paragraphe 4.6.3) on observe dans les trois cas la présence d'un tube de recirculation. Notons que sa trace dans le plan médian horizontal ( $Z = 0$ ) est le tourbillon de recirculation qui a servi de critère pour qualifier le régime avec impact. Ce tube courbé s'enroule dans chaque cas au tour de la géométrie circulaire de l'impact. Il apparaît particulièrement nettement sur ces vues dans la mesure où le plan d'éclairage le coupe en son milieu. Sa taille et sa courbure semblent d'autant plus importants que le rapport de vitesse  $r$  est élevé.

Sa position est également dépendante de ce paramètre : il est ainsi situé d'autant plus en amont de l'écoulement que le rapport de vitesse est élevé. L'observation de la séquence complète d'images montre que sa position est stationnaire quels que soient les aléas du point d'impact correspondant.

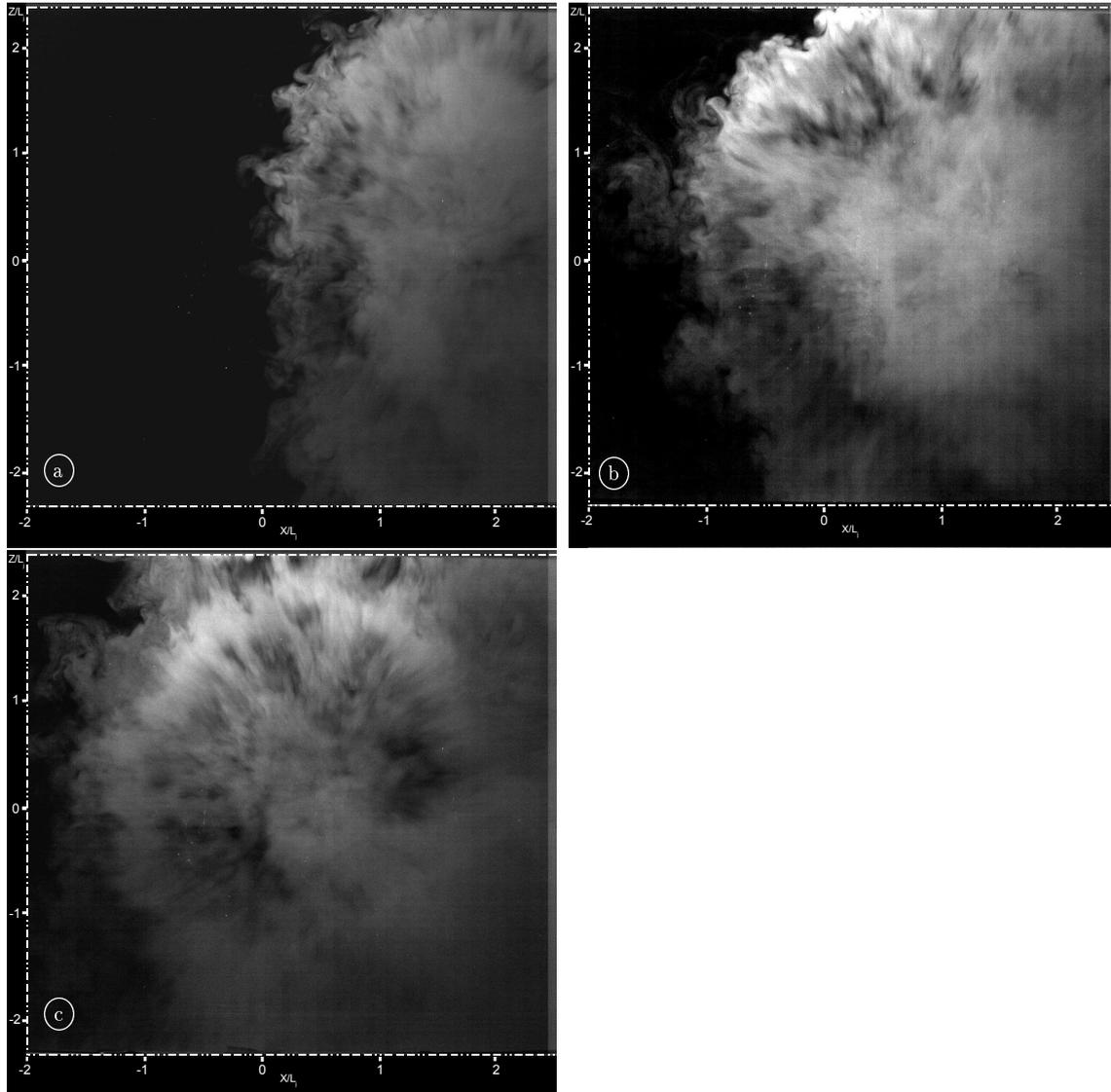


FIG. 4.24 - Vues instantanées  $(X, Z)$  en  $Y/L_j = 7.375$ . Régime d'impact : (a)  $r = 8$ ; (b)  $r = 9.4$ ; (c)  $r = 11$

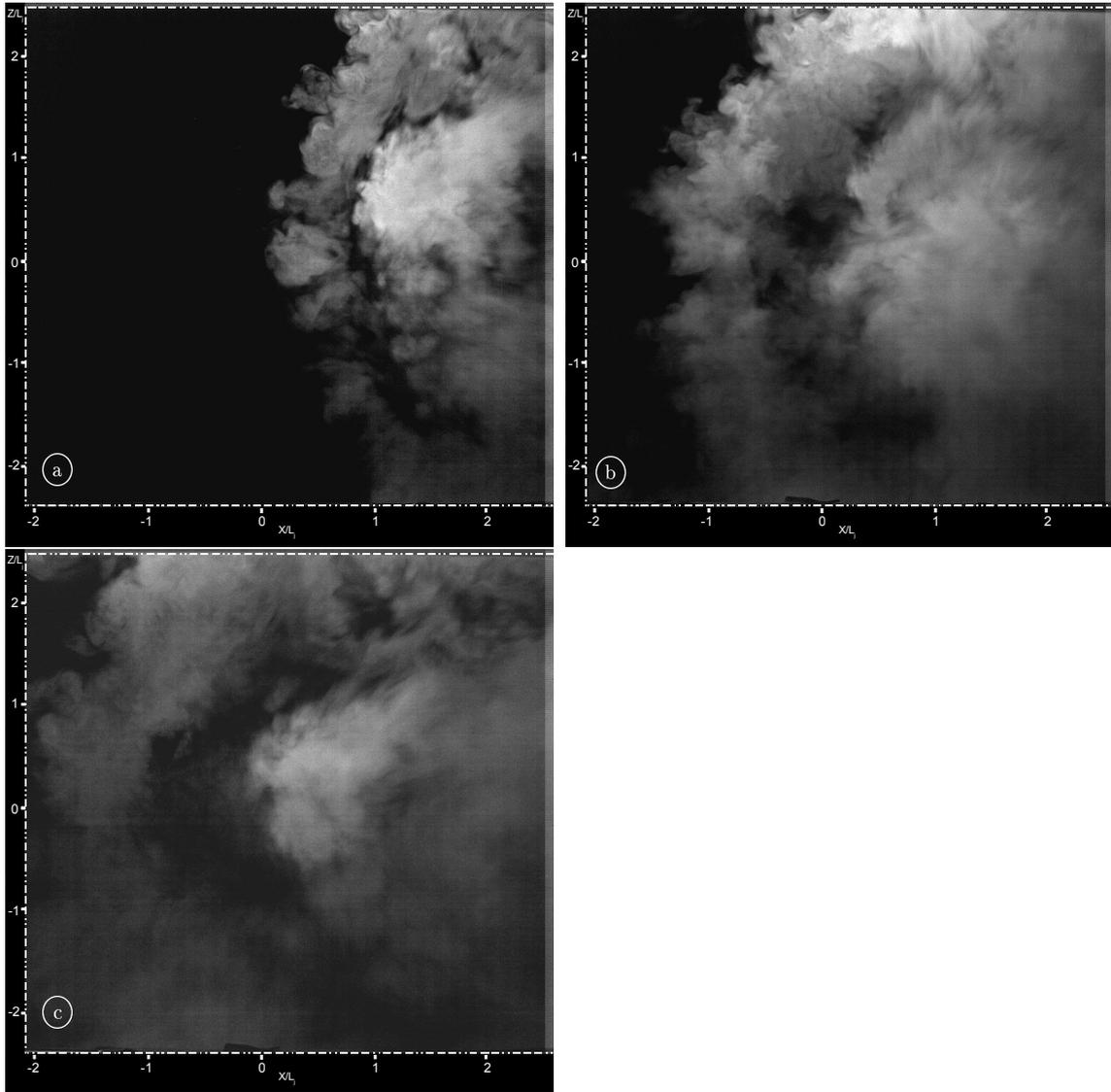


FIG. 4.25 - Vues instantanées  $(X, Z)$  en  $Y/L_j = 7.125$ . Régime d'impact : (a)  $r = 8$ ; (b)  $r = 9.4$ ; (c)  $r = 11$

Pour les trois rapports on peut observer entre la zone d'impact et ce tube une zone sombre, traduisant la présence de fluide provenant de l'écoulement principal non ensemencé. Ceci indique que ce tube de recirculation est une structure clairement distincte de celle formée par l'impact proprement dit. De plus, on note que l'écart entre le tube de recirculation et la zone d'impact augmente avec le rapport de vitesse. Ce tube est engendré par le fluide qui, après impact sur la paroi, est mis en rotation soit par les contraintes géométriques imposées par les parois horizontales, soit par l'écoulement principal.

Par ailleurs, on observe sur ces vues que plus le rapport de vitesse est important, moins la zone chaude du jet juste avant impact est étalée. En effet, plus la quantité de mouvement du jet est importante, moins celui-ci subit d'expansion dans la veine avant l'impact, et plus sa section est localisée au niveau de ce dernier.

#### Plan vertical $Y/L_j = 6.875$ (5 cm de la paroi d'impact)

En s'éloignant à 5 cm de la paroi (figure 4.26) on observe que le tube de recirculation pour le rapport  $r = 8$  n'est plus visible. Il est toujours assez présent sur l'image concernant le rapport 9.4 et complètement visible pour le rapport 11. Ceci suggère que le "diamètre" du tube de recirculation, inférieur à 5 cm pour le rapport 8, est plus important pour les rapports 9.4 et 11. Ceci est cohérent avec les observations effectuées dans le plan médian du jet qui montraient une valeur d'environ 6 et 8 cm respectivement. Sur ces vues, l'écart entre la trace du jet avant impact et le tube de recirculation, mettant en évidence la distinction entre ces deux structures, est encore plus nettement observable.

#### 4.7.2 Plans $(Y, Z)$ perpendiculaires à l'axe de la veine, au centre des tourbillons de recirculation des rapports 8, 9.4 et 11.

A partir des figures 4.4 (d) à (f) (cf. partie 4.4.1), il a été possible de choisir des plans d'observation traversant les tourbillons de recirculation en leur milieu, dont les localisations sont rapportées dans tableau 4.3 pour les rapports 8, 9.4 et 11.

Rapport $r$	Distance $d$ (cm)	Distance adimensionnée $X/L_j$
8	7	0.875
9.4	-6	-0.75
11	-12	-1.5

TAB. 4.3 - Localisation des plans aux centres des tourbillons de recirculation lors de l'impact du jet en paroi, pour chaque rapport de vitesse.

Ces différentes vues (figure 4.27) confirment l'analyse des phénomènes en jeu dans l'écoulement, et permettent de quantifier le diamètre du tube de recirculation et son augmentation selon le rapport de vitesse est élevé.

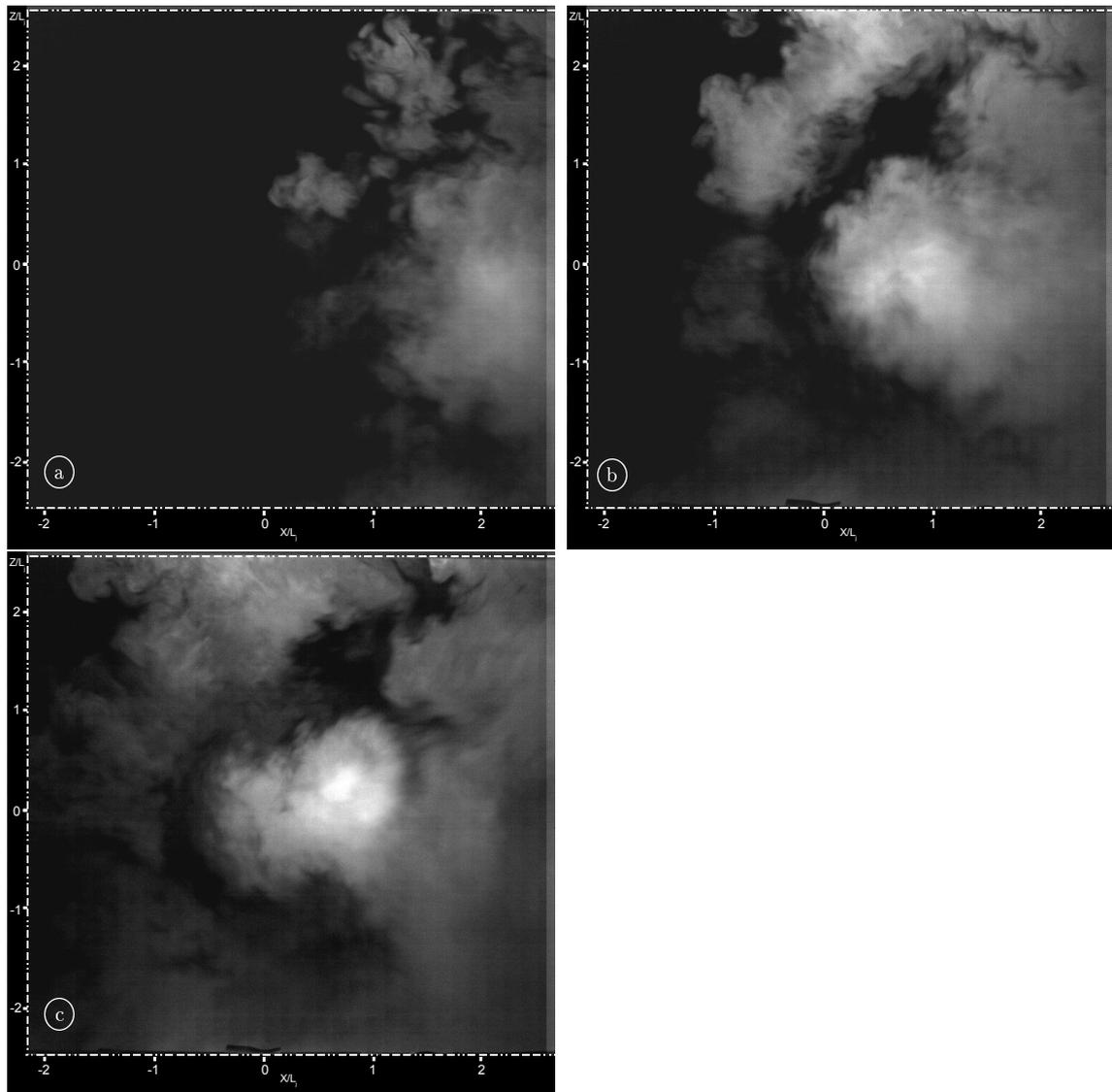


FIG. 4.26 - Vues instantanées  $(X, Z)$  en  $Y/L_j = 6.875$ . Régime d'impact : (a)  $r = 8$ ; (b)  $r = 9.4$ ; (c)  $r = 11$

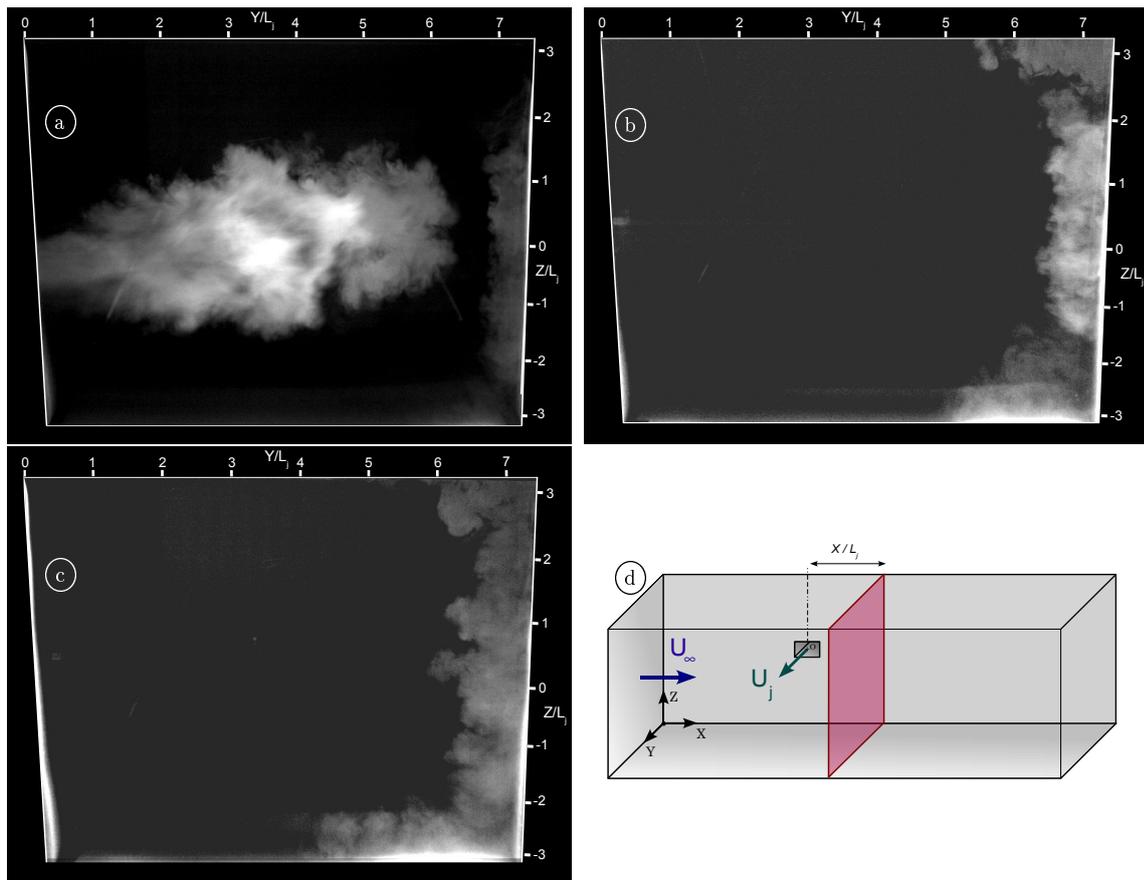


FIG. 4.27 - Vues instantanées  $(Y, Z)$  aux "points de recirculation". Régime d'impact : (a)  $r = 8$ ,  $X/L_j = 0.875$ ; (b)  $r = 9.4$ ,  $X/L_j = -0.75$ ; (c)  $r = 11$ ,  $X/L_j = -1.5$ . (d) : Rappel de la localisation du plan d'observation

Ce point d'observation vient compléter ce qui avait été observé sur les plans horizontaux et verticaux (perpendiculaires à l'axe du jet) pour suggérer une cohérence entre ces deux phénomènes : le fluide de recirculation, mis en rotation par l'écoulement infini, réalimente le tube d'une part, et s'échappe d'autre part en suivant les lignes de courant imposées par l'enroulement du fluide éjecté verticalement au niveau de l'impact. Il contourne ainsi ce dernier puis est convecté par l'écoulement principal et contraint par les parois horizontales supérieure et inférieure. On obtient ainsi des structures en hélice, comparables à celles décrites par Barata et al. [8]<sup>1</sup>.

## 4.8 Ligne centrale et enveloppe du jet

### 4.8.1 Ligne centrale

A partir des lignes des maxima des niveaux de gris extraites des images moyennées dans le plan médian horizontal du jet, on peut déterminer les coefficients d'une corrélation pour la ligne centrale (on rappelle que celle-ci est d'une manière générale définie comme le lieu où la concentration d'un scalaire passif est maximale). On a donc sur chaque ligne constituant l'image, en partant de la sortie du jet, déterminé le point correspondant au maximum d'intensité lumineuse, ce qui nous a permis d'obtenir les lignes de maxima présentées sur la figure 4.28 (aucun filtrage n'a été utilisé, ce qui explique le caractère "bruité" de ces dernières). Comme on l'a vu dans le paragraphe 1.2, les auteurs utilisent plusieurs grandeurs pour l'adimensionnalisation des coordonnées :  $D_j$  (le diamètre du jet), ou  $rD_j$ , ou  $r^2D_j$ . Ainsi, on peut citer deux corrélations de référence, basées sur des considérations de similitude et mettant en jeu une loi de type puissance. Tout d'abord Kamotani et Greber [45] qui utilisent le diamètre du jet  $D_j$  comme grandeur de référence :

$$\frac{Y}{D_j} = a \cdot r^b \left( \frac{X}{D_j} \right)^c \quad (4.1)$$

avec  $a = 0.73$ ,  $b = 1.04$  et  $c = 0.29$ . La seconde, utilisée par Smith et Mungal [85] d'après les travaux théoriques de Broadwell et Breidenthal [12], utilise  $rD_j$  comme grandeur de référence dans le cadre d'un jet en écoulement infini :

$$\frac{Y}{rD_j} = a \left( \frac{X}{rD_j} \right)^m \quad (4.2)$$

avec  $a = 2.05$  et  $m = 0.28$ . Cette seconde possibilité est plus restrictive dans la mesure où elle impose l'exposant du rapport de vitesse à être égal à celui de la coordonnée réduite. Dans la mesure où nous sommes dans un cas de confinement voire d'impact, on choisit de garder la possibilité que les exposants  $b$  et  $c$  soient

<sup>1</sup>cf. paragraphe 5.2.3

différents en adoptant la corrélation de Kamotani et Greber (équation 4.1). De plus, afin de pouvoir se comparer aux résultats de la littérature, on adopte comme taille caractéristique de notre jet rectangulaire son diamètre hydraulique  $D_j$ .

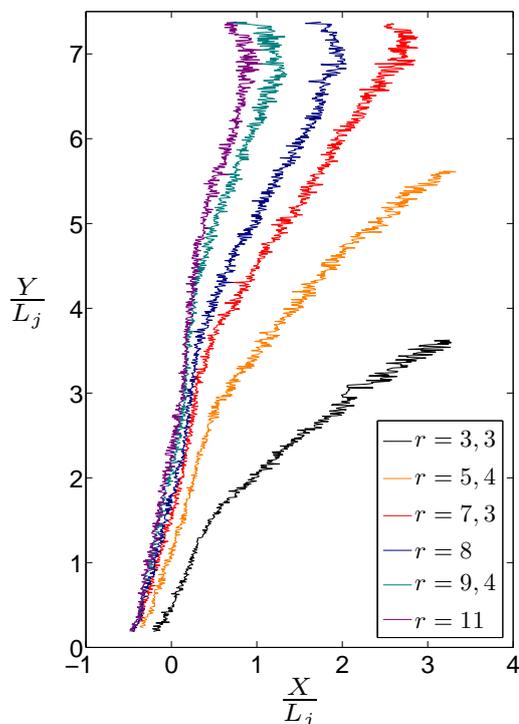


FIG. 4.28 - Localisation des maxima de niveaux de gris.  $Z/L_j = 0$

### Choix des points expérimentaux

La détermination de cette corrélation nécessite de faire un choix parmi les points déterminés grâce aux images. La figure 4.28, qui est l'équivalent de la figure 4.6 mais où les abscisses  $X$  sont adimensionnées avec la largeur du jet  $L_j$ , montre clairement que les lignes de maxima des niveaux de gris "démarrent" du bord amont du jet ( $X/L_j = -0.5$ ) et non de son centre, excepté pour le rapport 3.3 pour lequel la ligne débute plus proche du centre du jet. Ceci indique que le niveau de gris maximal, autrement dit la concentration maximale de fumée, est situé proche du bord amont du jet. A titre d'illustration, la figure 4.29 représente dans un plan vertical perpendiculaire au jet (en  $Y/L_j = 1.25$ ) la grandeur  $\zeta^* = \frac{\langle \zeta \rangle - \zeta_{min}}{\zeta_{max} - \zeta_{min}}$  extraite de la série d'image moyennée pour le rapport  $r = 9.4$ ,  $\zeta$  étant le niveau de gris et  $\zeta_{max}$  la valeur maximale de ce niveau.

Visuellement, il se confirme que le niveau maximum est bien situé vers le bord amont du jet, tout au moins à une faible distance après sa sortie. Cette constatation, valable pour les autres rapports de vitesses, est identique si l'on considère le maximum de température, comme nous le verrons ultérieurement.

Une autre particularité de l'ensemble des lignes visibles sur la figure 4.28 est qu'elles peuvent être divisées en deux parties distinctes. De l'origine jusqu'à une certaine abscisse, le jet est très pénétrant et les lignes sont assez regroupées (sauf pour les faibles rapports  $r$ ). Au-delà, il apparaît une rupture de pente et chaque ligne suit une évolution particulière selon le rapport  $r$ . Ces observations rappellent celles faites par Humber et al. [42] qui, dans le cas d'un jet rectangulaire de rapport d'aspect 10 (de type "blunt", la grande dimension étant perpendiculaire à l'écoulement principal), observent une zone de pénétration unique pour les différents rapports de vitesses étudiés, suivie d'un changement dans la loi d'évolution de la ligne centrale, simultanément à l'apparition d'une forme circulaire du jet.

On a observé, dans notre cas, que le comportement initial des lignes correspondait également à une zone où la trace du jet est encore influencée par la géométrie rectangulaire de son orifice d'injection. De ce fait, on a vérifié que la disparition de cette signature pour adopter une forme "en croissant", comparable à celle des jets circulaires, correspondait bien aux changements de pente des lignes. La figure 4.30 illustre ce constat. Elle représente la même grandeur que la figure précédente, dans les deux plans perpendiculaires à l'axe du jet situés respectivement à  $Y/L_j = 2.5$  (gauche) et  $Y/L_j = 3.75$  (droite). Sur la figure de gauche, les lignes d'isos-valeurs laissent encore deviner la géométrie déformée de l'orifice d'injection même si le jet a déjà subi un enroulement important. Sur la figure de droite la signature rectangulaire initiale a totalement disparu. Or, la figure 4.28 indique que c'est justement autour de  $Y/L_j = 3.75$  que la ligne pour le rapport 9.4 change d'allure.

L'observation est identique si l'on considère par exemple le rapport 3.3 : sur la vue 4.12 (a) ( $Y/L_j = 0.625$ ) on devine encore la trace rectangulaire tandis que sur la vue 4.13 (a) ( $Y/L_j = 1.25$ ) celle-ci a disparu, ce qui est en accord avec la figure 4.28 où la ligne correspondant à ce rapport change d'allure dans l'intervalle  $1 \leq Y/L_j \leq 2$ . Il en est de même pour le rapport 8, où le point de transition est situé à environ  $Y/L_j = 3.5$ , conformément aux vues 4.14 et 4.21 (b). dans l'ensemble, l'évolution des lignes de maxima est cohérent avec ce qu'ont observé Humber et al. [42]

Au vu de ces constatations, nous avons décidé de ne considérer que les points situés au-delà de cette zone "de pénétration" pour déterminer expérimentalement la corrélation 4.1, qui rappelons-le a été établie sur la base d'un jet a priori circulaire se développant dans des conditions de self-similarité parfaites. Les points considérés sont ceux situés au delà de la limite du changement de pente (visible sur la figure 4.28), donnée pour chaque rapport  $r$  par le tableau 4.4. On a également choisi l'origine des lignes moyennes au niveau du bord amont du jet comme le suggèrent les données expérimentales. Ainsi, sur les figures suivantes, le point d'origine est en fait situé en  $X/L_j = -0.5$  pour tous les rapports, excepté pour le rapport 3.3. Dans ce dernier cas, l'origine a été fixée à  $X/L_j = -0.25$  ; ce décalage d'origine pourrait être imputé à l'effet du nombre de Reynolds de l'écoulement, qui est quatre fois plus important dans ce cas que dans les autres.

Enfin, on élimine pour les rapports correspondants au régime d'impact avec

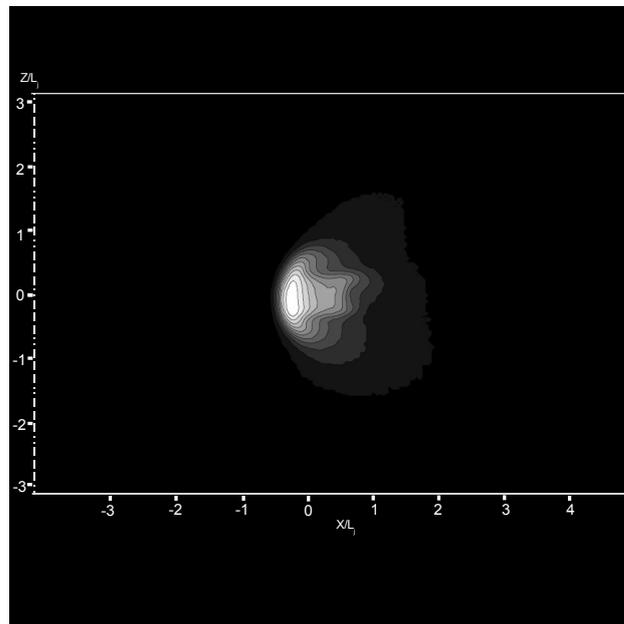


FIG. 4.29 - Isos-valeurs de niveaux de gris adimensionnalisés ( $\zeta^*$ ) en  $Y/L_j = 1.25$ .  $r = 9.4$ . Chaque ligne d'iso-valeur vaut 0.1 de 0 (noir) à 1 (blanc)

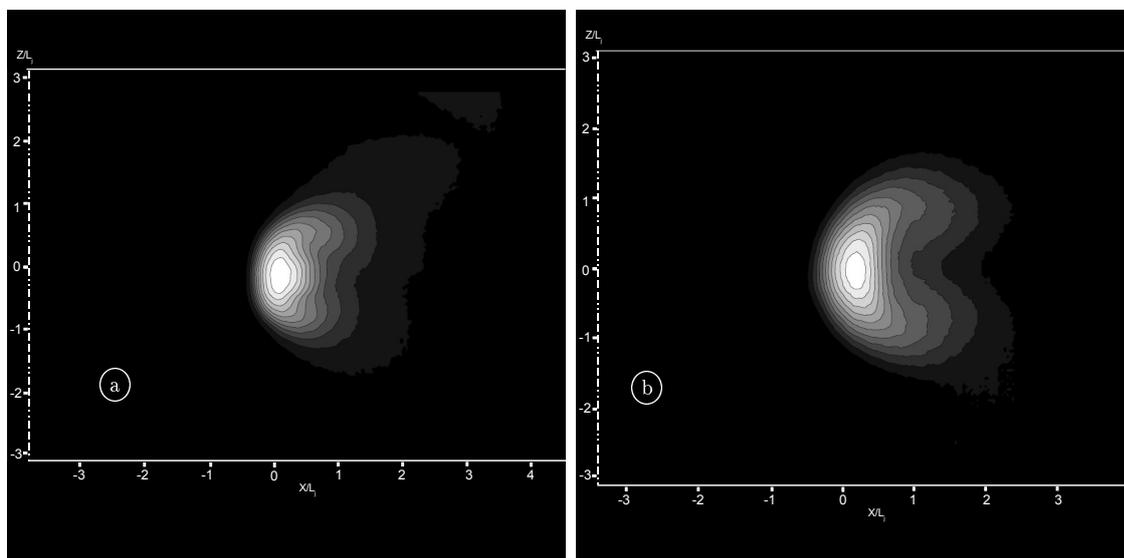


FIG. 4.30 - Isos-valeurs de niveaux de gris adimensionnalisés ( $\zeta^*$ ) en  $Y/L_j = 2.5$  (a) et  $Y/L_j = 3.75$  (b).  $r = 9.4$ . Chaque ligne d'iso-valeur vaut 0.1 de 0 (noir) à 1 (blanc)

Rapport $r$	Position $Y/L_j$ du changement de pente
3.3	1.5
5.4	3
7.3	3.3
8	3.5
9.4	4.6
11	5

TAB. 4.4 - Points des changements de pente des lignes centrales déduites des maxima de niveaux de gris pour les différents rapports de vitesses. Seuls les points situés au delà de cette limite ont été considérés dans les corrélations appliquées

$r$	<b>a</b>	<b>b</b>	<b>c</b>	<b>a</b>	<b>b</b>	<b>c</b>
3.3	0.62	1	0.56	0.60	1	0.54
5.4	0.61	1	0.52	0.59	1	0.54
7.3	0.56	1	0.56	0.56	1	0.54
8	0.58	1	0.54	0.58	1	0.54
9.4	0.59	1	0.53	0.60	1	0.54
11	0.56	1	0.54	0.56	1	0.54

TAB. 4.5 - Coefficients des corrélations associées aux lignes centrales déduites des maxima de niveaux de gris pour les différents rapports de vitesses. Gauche : premier triplet de coefficients avec l'exposant  $b$  fixé à 1 (seul), droite : deuxième triplet avec de plus l'exposant  $c$  fixé à 0.54

la paroi les points situés proches de cette dernière qui, comme on l'a déjà évoqué, présentent un changement de direction dû au tourbillon de recirculation.

### Application de la corrélation

Compte tenu du caractère très qualitatif de nos visualisations, la précision atteinte pour les exposants  $b$  et  $c$  de la corrélation appliquée par Kamotani & Greber nous est apparue irréaliste dans notre étude. Le fait d'induire une corrélation avec trois paramètres libres peut conduire à des résultats très dispersés. En ce sens, on a choisi d'initialiser l'exposant  $b$  à la valeur 1, proche de celle donnée par par Kamotani & Greber, et de se focaliser sur la détermination des paramètres importants de la loi d'échelle, le préfacteur  $a$  et l'exposant  $c$ . Le tableau 4.5 dans sa partie gauche présente un résumé des coefficients ainsi obtenus.

Devant les valeurs extrêmement proches de l'exposant  $c$ , on a choisi d'effectuer une nouvelle régression en fixant ce paramètre égale à sa valeur moyennée sur tous les rapports de vitesses, soit 0.54. Les coefficients  $a$  ainsi obtenus sont donnés dans la partie droite du tableau 4.5 où il apparaît que les écarts entre les différentes valeurs sont vraisemblablement inférieurs à la précision de l'ajustement. En fixant de manière analogue à l'exposant  $c$  la valeur du préfacteur  $a$  à sa valeur moyennée

(soit 0.59), on obtient finalement une corrélation unique pour la ligne centrale du jet dont l'équation est :

$$\frac{Y}{D_j} = 0.59 \cdot r \left( \frac{X}{D_j} \right)^{0.54} \quad (4.3)$$

Les données expérimentales sélectionnées pour chaque rapport et la corrélation 4.3 associée sont tracés sur la figure 4.31. L'accord entre les deux est bon, l'écart maximum entre les coefficients trouvés et la moyenne n'étant au maximum que de 5%. Cette corrélation confirme en outre la classification que nous avons faites concernant les régimes d'écoulement suivants les critères qualitatifs exposés au paragraphe 4.4.1. En particulier, la corrélation pour le rapport  $r = 5.4$  conduit à  $Y/D_j = 9.75$  (ou  $Y/H_j = 12$  sur la figure 4.6) pour  $X/D_j = 8$  (soit  $X/H_j = 9.8 < 12$ ). Ce calcul confirme, a posteriori, que le rapport 5.4 se classe bien dans le régime d'interaction (sans impact) tel que nous l'avons défini.

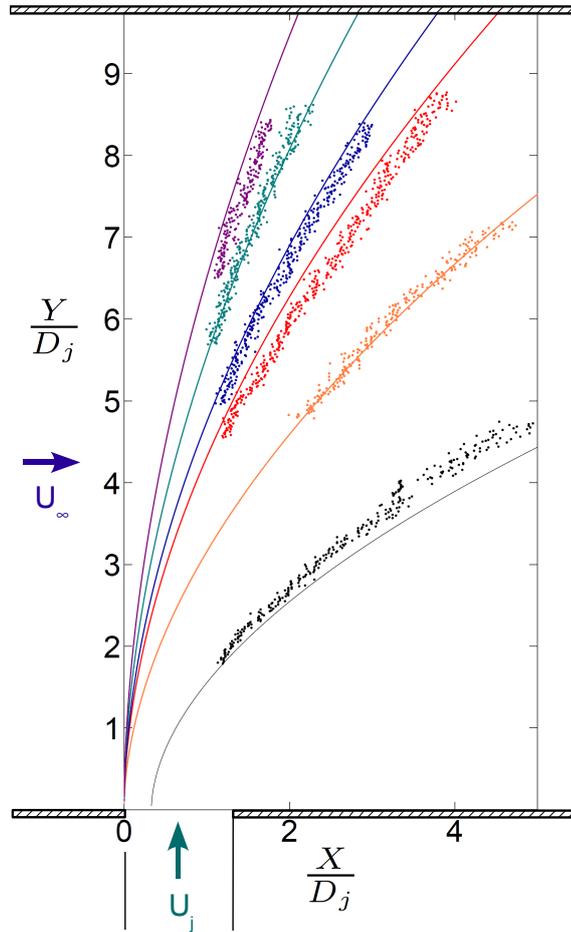


FIG. 4.31 - Ligne moyennes tirées des niveaux de gris (●) et corrélation associée (—) pour les différents rapports de vitesses. Les parois sont représentées par des lignes hachurées (la paroi d'impact est située à  $Y/D_j = 9.75$ ). Régime sans interaction : noir :  $r = 3.3$ ; Régimes d'interaction : orange :  $r = 5.4$ , rouge :  $r = 7.3$ ; Régimes d'impact : bleu :  $r = 8$ , vert :  $r = 9.4$ , violet :  $r = 11$

De manière générale, on trouve une valeur de préfacteur  $a = 0.59$  plus faible que Kamotani et Greber (0.73) et que celle exhibée par Barre. Ce dernier voit en effet varier la valeur de  $a$  entre 0.83 et 0.62 selon que l'orifice d'injection de son jet est circulaire ou rectangulaire et présente une contraction brusque ou progressive avant l'entrée dans la veine principale. La principale différence porte cependant sur la valeur de l'exposant  $c$  pour lequel on trouve une valeur (0.54) plus importante que celles des auteurs précédemment cités (0.29 et 0.36 respectivement).

Sur la figure 4.32 sont représentées les lignes centrales issues des mesures de vitesse et de température effectuée par Kamotani et Greber [45], auxquelles on a ajouté notre corrélation pour la ligne centrale (en rouge) dont l'origine est située au bord amont du jet, contrairement aux auteurs (origine en 0) dont les données sont rassemblées par Margason [62]. On constate que notre corrélation rentre dans

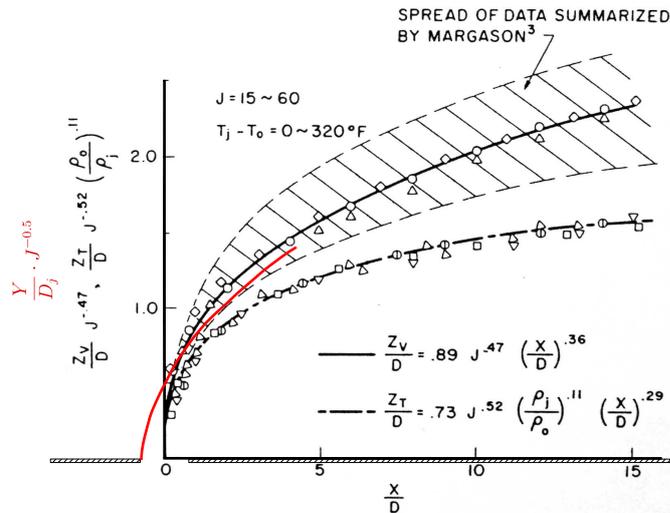


FIG. 4.32 - Données sur les lignes moyennes de Kamotani (trait plein : vitesse, trait interrompu mixte : température, reproduit de [45]) et comparaison avec notre corrélation (en rouge). La paroi dont est issue le jet a été ajoutée (rectangle hachuré)

la zone hachurée qui correspond aux lignes moyennes établies à partir du champ de vitesse. Or dans notre cas, il s'agit d'une concentration maximum de fumée, et dans la mesure où la diffusion moléculaire est négligeable en regard de la diffusion turbulente, c'est plutôt aux lignes centrales issues des mesures de température que l'on doit se comparer (la comparaison avec nos mesures scalaires au paragraphe 4.8.4 allant dans ce sens). De ce point de vue, notre corrélation pénètre beaucoup plus dans l'écoulement principal que celle retenue par Kamotani (trait interrompu mixte). Ceci peut s'expliquer d'une part par la géométrie rectangulaire de l'orifice de sortie de notre jet qui engendre une mise en rotation plus importante au sein du jet et, d'autre part, par la taille de cet orifice (relativement au canal principal). En effet, contrairement à la majorité des études où le rapport de section entre la sortie du jet (généralement de type "nozzle") et la section de l'écoulement principal est négligeable, on apporte dans notre cas une quantité de mouvement sensiblement plus importante, qu'il faut prendre en considération. C'est peut-être la cause de la pénétration accrue que l'on observe.

## 4.8.2 Enveloppes amont et aval

Aux images moyennées précédemment exploitées pour déterminer la ligne centrale, on applique le même type de traitement afin de déterminer les enveloppes amont et aval du jet. Après quelques essais, le critère qui a été retenu est un niveau de gris adimensionné  $\zeta^*$  supérieur à 0.25, ce qui s'est avéré visuellement satisfaisant par superposition avec les images.

Cependant, comme pour la ligne centrale, il a fallu sélectionner les points.

Concernant l'enveloppe amont, on a observé le même type de transition des lignes que précédemment (“zone de pénétration” puis “zone de développement”), sans doute imputable là encore à la signature rectangulaire du jet. On a donc conservé les seuls points de la zone dévolution selon une loi “puissance”. Les points trop proches de la paroi (d'impact) ont également été éliminés pour les rapports du régime d'impact, dans la mesure où ils dessinaient le contour du tourbillon de recirculation.

Pour l'enveloppe aval, c'est le défaut d'éclairage qui a été le facteur limitant. Il a même rendu impossible la détermination de points pour le rapport 3.3 à cause d'une réflexion sur la paroi (dont est issu le jet) et de l'épaisseur de la nappe lumineuse. Pour les autres valeurs de  $r$ , ces défauts ont seulement imposé de considérer les points situés à  $X/L_j \geq 1.5$  en éliminant ceux loin en aval, qui étaient faussés à cause du manque de luminosité (l'enveloppe présentait alors un point d'inflexion non naturel).

Pour ce qui concerne la ligne de l'enveloppe avale, on a appliqué une procédure analogue à celle de la ligne centrale. En fixant l'exposant  $b$  à 1, on a obtenu des valeurs de  $c$  très peu différentes pour l'ensemble des lignes avales. En effectuant un nouvel ajustement avec la valeur moyenne de  $c$  (0.39), on a exhibé des valeurs du préfacteur  $a$  également très proches les unes des autres. Ainsi, à l'instar de la ligne centrale, on a choisi de ne garder qu'une corrélation unique pour l'ensemble des enveloppes aval du jet pour les différents rapports de vitesses :

$$\frac{Y}{D_j} = 0.39 \cdot r \left( \frac{X - X_{0_{aval}}}{D_j} \right)^{0.39} \quad (4.4)$$

$X_{0_{aval}}$  étant le point de départ des corrélations, i.e. le bord aval ( $X_{0_{aval}}/L_j = 1$ ).

Concernant la ligne amont, l'application de cette même procédure n'a pas permis d'obtenir une corrélation unique. En revanche, en gardant l'exposant  $b = 1$ , il est apparu après plusieurs essais que l'on obtenait de bons ajustements (à l'exception du rapport  $r = 9.4$ ) en considérant une expression spécifique du couple des valeurs ( $a, c$ ) pour chacun des régimes que nous avons défini précédemment (sans interaction, avec interaction, et avec impact).

L'ensemble des coefficients retenus pour les corrélations concernant l'enveloppe amont suivant le régime d'interaction est présenté dans le tableau 4.6. Ces dernières, ainsi que les données expérimentales issues des images que nous avons utilisées, sont tracées sur la figure 4.33.

Ainsi, il semble qu'à la fois l'impulsion du jet (représentée par le préfacteur  $a$ ) et sa courbure (représentée par l'exposant  $c$ ) soient sensibles à l'effet de pression qu'engendre la paroi. Cette constatation est comparable à celle effectuée par Smith et Mungal [85], qui eux aussi n'observaient pas de comportement auto-similaire, bien que leur jet soit supposé se développer en milieu semi-infini. Dans notre étude,

Régime	a	b	c
Sans interaction ( $r = 3.3$ )	0.77	1	0.56
Interaction ( $r = 5.4$ et $7.3$ )	0.86	1	0.39
Impact ( $r = 8, 9.4$ et $11$ )	0.92	1	0.32

TAB. 4.6 - Coefficients des corrélations associées aux enveloppes amont pour les différents rapports de vitesses

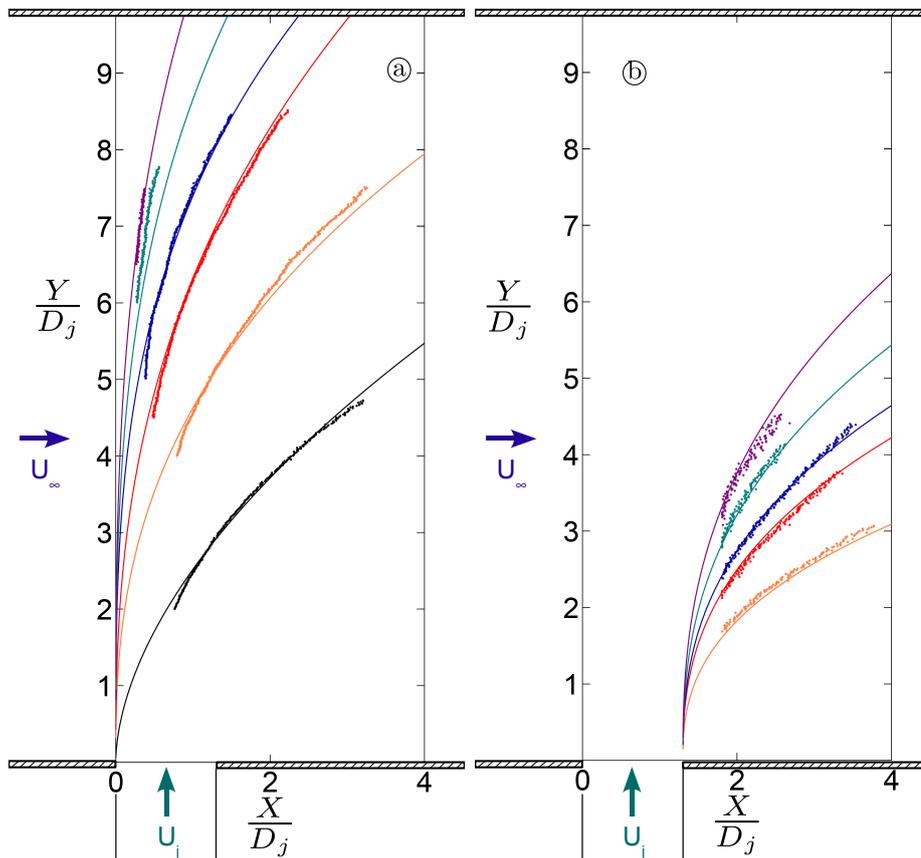


FIG. 4.33 - Enveloppes amont ((a)) et aval ((b)) du jet tirées des niveaux de gris (•) et corrélations associées (—) pour les différents rapports de vitesses. Régime sans interaction : noir :  $r = 3.3$ ; Régimes d'interaction : orange :  $r = 5.4$ , rouge :  $r = 7.3$ ; Régimes d'impact : bleu :  $r = 8$ , vert :  $r = 9.4$ , violet :  $r = 11$

où même le jet “sans interaction” est clairement confiné, il n’est pas surprenant que l’on ne puisse pas “unifier” les trois différents régimes, notamment en ce qui concerne l’enveloppe amont, qui est par continuité fortement influencée par l’interaction éventuelle avec la paroi.

### 4.8.3 Résumé

Le tableau 4.7 présente un résumé des corrélations que nous avons estimées pour la ligne centrale et les enveloppes amont et aval du jet.

Amont	Ligne centrale	Aval
Sans interaction ( $r = 3.3$ ) $\frac{Y}{D_j} = 0.77 \cdot r \left( \frac{X}{D_j} \right)^{0.56}$		
Interaction ( $r = 5.4$ et $7.3$ ) $\frac{Y}{D_j} = 0.86 \cdot r \left( \frac{X}{D_j} \right)^{0.39}$	$\frac{Y}{D_j} = 0.59 \cdot r \left( \frac{X}{D_j} \right)^{0.54}$	$\frac{Y}{D_j} = 0.39 \cdot r \left( \frac{X - X_{0_{aval}}}{D_j} \right)^{0.39}$
Impact ( $r = 8, 9.4$ et $11$ ) $\frac{Y}{D_j} = 0.92 \cdot r \left( \frac{X}{D_j} \right)^{0.32}$		

TAB. 4.7 - Corrélations associées aux lignes caractéristiques du jet

La figure 4.34 montre pour chaque régime d’écoulement le tracé de cette ligne centrale et de son enveloppe associée. L’enveloppe aval n’est pas disponible pour le rapport 3.3 car comme on l’a évoqué il n’a pas été possible de déterminer les points caractéristiques à partir de l’image correspondante. Sur ces figures, on peut constater que la distance entre la ligne centrale et la ligne amont ne semble pas dépendre du rapport de vitesses  $r$ , mais que plus ce dernier est élevé, et moins l’expansion du jet est importante.

### 4.8.4 Comparaison avec les mesures de température

Comme cela a été évoqué, il est intéressant de comparer la localisation des mesures de température (qui seront présentées au chapitre 5) aux lignes caractéristiques de niveaux de gris que nous venons de déterminer à partir des images. Concernant la ligne moyenne, on a donc sélectionné de la même manière qu’on l’a évoqué précédemment les points des maxima de température. Ceux-ci présentent les mêmes caractéristiques concernant leur localisation vers le bord amont du jet et la “zone de pénétration” dans le champ proche.

Pour ce qui est des enveloppes amont et aval du jet, on s’est basé sur la température adimensionnée  $T^* = \frac{\langle T \rangle - T_{min}}{T_{max} - T_{min}}$ . On a choisi la valeur de  $T^* = 0.1$  qui

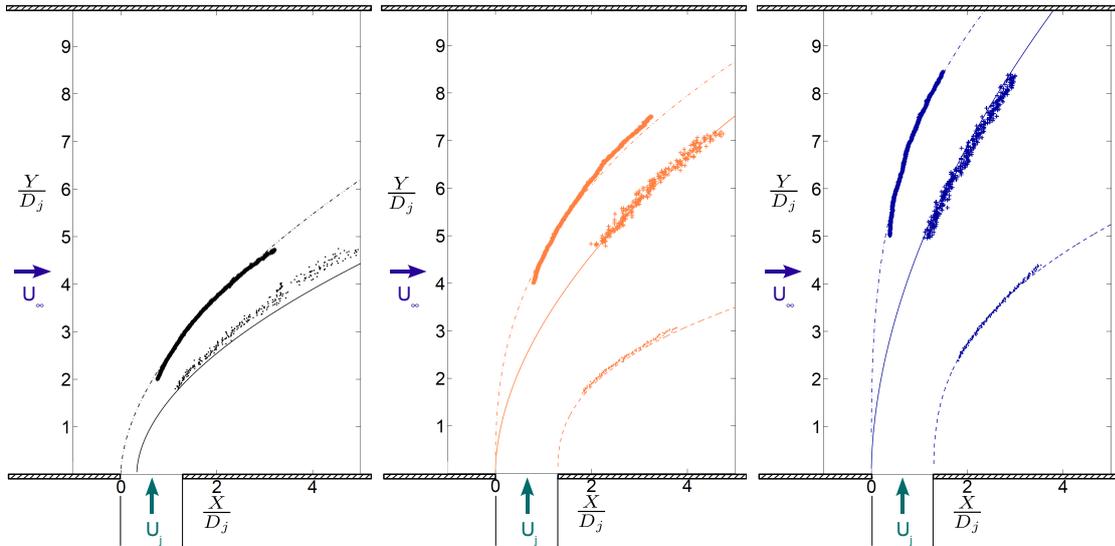


FIG. 4.34 - Comparaison des lignes caractéristiques du jet pour les trois régimes d'écoulement. Régime sans interaction : noir :  $r = 3.3$ ; Régime d'interaction : orange :  $r = 5.4$ ; Régime d'impact : bleu :  $r = 8$

Symboles	Bord amont	Ligne moyenne	Bord aval
Points issus des images	*	+	•
Corrélations retenues	- · -	-	--

est visuellement apparue la plus adaptée aux contours tels qu'ils ont été envisagés sur les visualisations avec le seuil de  $\zeta^* = 0.25$ . L'ensemble des points des lignes caractéristiques du jet issu des images et des mesures de température, ainsi que les corrélations qui ont été retenues pour ces lignes sont représentés sur la figure 4.35 pour les rapports 3.3 et 9.4. Ce sont en effet les deux seuls rapports pour lesquels nous disposons des mesures scalaires à cet endroit.

La première constatation est l'excellent accord entre les points issus des mesures de température et ceux déterminés à partir des images à la fois pour le bord amont et pour la ligne centrale du jet dans les deux cas. Concernant le rapport  $r = 9.4$ , les mesures de température dans la zone de pénétration confirment d'une part que la ligne centrale démarre au bord amont du jet (respectivement entre le bord amont et le centre du jet pour le rapport  $r = 3.3$ ), et sont en accord avec les points que l'on a retenus pour la zone de développement (jusqu'à  $Y/L_j = 6$  environ). Ce tracé montre que les corrélations retenues sont donc également valables pour les lignes issues des mesures de température.

Concernant le bord aval, en revanche, l'écart entre les points est plus important, ce qui est uniquement visible pour le rapport 9.4. Pour la détermination de l'enveloppe avale à partir des images, nous avons inclus la trace des tourbillons contrarotatifs, visibles sur l'image, notamment de par l'épaisseur du plan lumineux. Pour les mesures de température, situées strictement dans le plan médian  $Z/L_j = 0$ ,

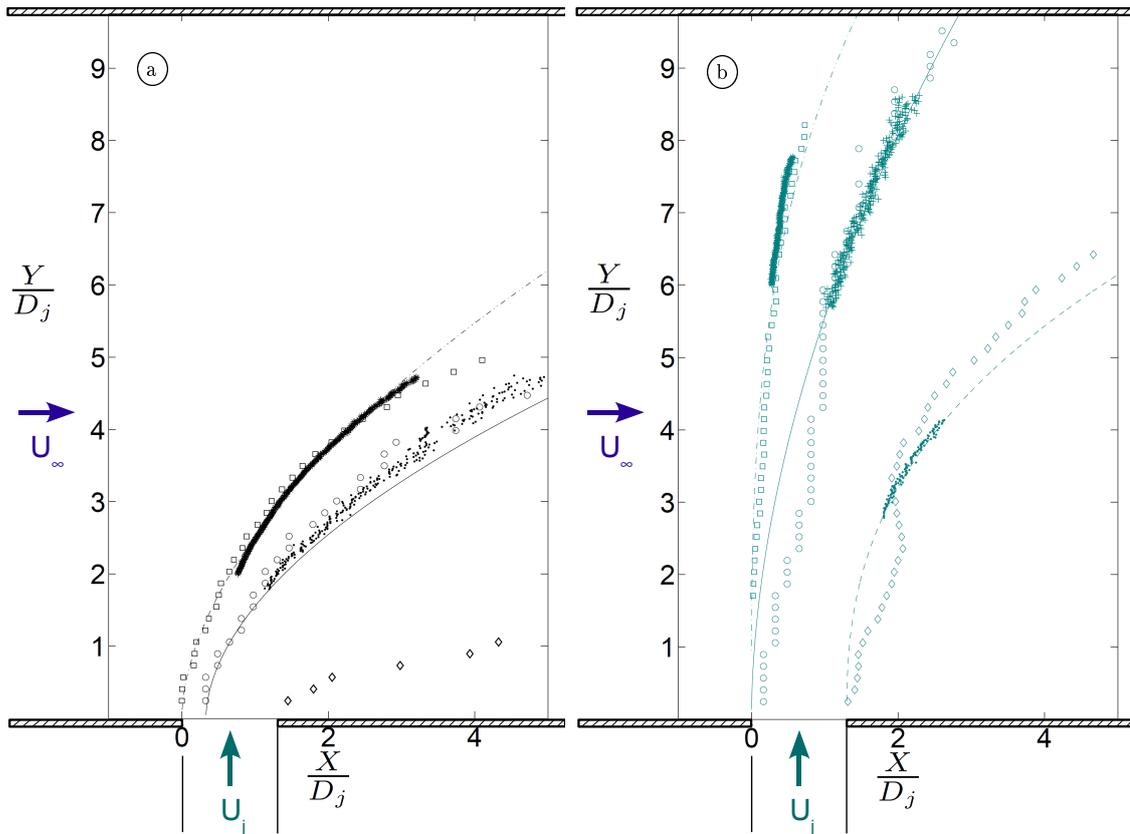


FIG. 4.35 - Comparaison des lignes caractéristiques du jet avec les mesures de température pour les rapports 3.3 et 9.4. (a) Régime sans interaction (noir) :  $r = 3.3$ ; (b) Régime d'impact (vert) :  $r = 9.4$

Symboles	Bord amont	Ligne moyenne	Bord aval
Points issus des images	*	+	•
Mesures de température	□	○	◇
Corrélations retenues	- · -	-	--

la trace moyenne de ces tourbillons n'est pas aussi étendue, ce qui explique l'expansion moins marquée que présentent les mesures de température en comparaison des enveloppes déduites des images.

Enfin, on peut noter que les trois lignes caractéristiques issues des mesures de température semblent plus influencées dans leur évolution par la géométrie rectangulaire du jet dans la zone de pénétration.



# ÉTUDE LOCALE DU JET

## Sommaire

<b>5.1</b>	<b>Le régime sans interaction (exemple du rapport <math>r = 3.3</math>)</b>	<b>148</b>
5.1.1	Plan médian horizontal ( $Z/L_j = 0$ ) . . . . .	148
5.1.2	Sortie du jet . . . . .	150
5.1.3	Zone de pénétration . . . . .	153
5.1.4	Zone de développement . . . . .	158
5.1.5	Flux turbulents . . . . .	171
<b>5.2</b>	<b>Le régime d'impact (exemple <math>r = 9.4</math>)</b> . . . . .	<b>178</b>
5.2.1	Plan médian horizontal ( $Z/L_j = 0$ ) . . . . .	178
5.2.2	Sortie de jet et zone de pénétration/développement . . . . .	183
5.2.3	Impact . . . . .	200
5.2.4	Effet de confinement 3D . . . . .	201
5.2.5	Flux turbulents . . . . .	211
<b>5.3</b>	<b>Décroissance du scalaire</b> . . . . .	<b>216</b>
<b>5.4</b>	<b>Dynamique instationnaire, analyse spectrale</b> . . . . .	<b>217</b>
<b>5.5</b>	<b>Echelles internes du scalaire</b> . . . . .	<b>230</b>

Ce chapitre présente des mesures de vitesse et/ou de température effectuées ponctuellement à l'aide de sondes à fil froid et/ou fil chaud. Les résultats sont présentés sous forme de cartographies d'iso-valeurs de température et/ou vitesse dans les plans perpendiculaires aux axes de la veine, en allant de la sortie du jet à la zone tourbillonnaire.

Toutes les distances le long des axes sont adimensionnées par la largeur du jet  $L_j = 8$  cm (on rappelle sa hauteur  $H_j = 5$  cm), le point d'origine des trois axes O étant situé au centre de l'orifice du jet. On adopte pour la température la décomposition classique :  $\theta = \langle T \rangle + \theta'$ . L'écart type de température est noté  $\sigma_\theta$ . Tous les résultats de température moyenne sont présentés sous forme d'un écart de température adimensionné, prenant comme référence la température de l'écoulement principal  $T_\infty$  :

$$T^* = \frac{\langle T \rangle - T_\infty}{\Delta T}$$

Les écarts-types sont également présentés sous forme adimensionnée par  $\Delta T$  :

$$\sigma_\theta^* = \frac{\sigma_\theta}{\Delta T}$$

Les mesures cinématiques sont quant à elles présentées en unité dimensionnelle.

Ces mesures concernent pour l'essentiel deux rapports de vitesses fixés,  $r = 3.3$  et  $r = 9.4$ , correspondant respectivement au régime sans interaction et au régime d'impact. Compte tenu de la configuration très différente de l'écoulement dans chacun des cas, nous avons choisi de les étudier l'un après l'autre.

## 5.1 Le régime sans interaction (exemple du rapport $r = 3.3$ )

Après avoir observé l'écoulement dans son plan médian horizontal, celui-ci est ensuite décrit par des plans de coupe perpendiculaires à l'écoulement principal, en partant de la sortie du jet vers le champ lointain. On rappelle les valeurs caractéristiques dans cette configuration :  $U_j \approx 7 \text{ m.s}^{-1}$  (vitesse débitante) et  $U_\infty \approx 2.1 \text{ m.s}^{-1}$  pour un marquage typique en température  $\Delta T \approx 10^\circ\text{C}$ .

### 5.1.1 Plan médian horizontal ( $Z/L_j = 0$ )

La figure 5.1 présente les cartographies des mesures de température moyenne et d'écart-type de température adimensionnés. Les valeurs moyennes (figure du haut) montrent une pénétration modérée du jet dans l'écoulement principal. On retrouve sur cette figure les trois zones caractéristiques du jet que l'on a mis en évidence dans la revue bibliographique au chapitre 1.2. On trouve tout d'abord un coeur potentiel qui s'étend jusqu'à une distance  $Y/L_j \approx 1$  et dans lequel la température est supérieure à 95% de la température d'injection. On peut remarquer que ce coeur n'est pas symétrique par rapport à l'injection mais translaté vers le bord amont du jet comme on avait déjà pu le noter dans la partie 4.8.

S'ensuit la zone de déflexion maximale où le jet se courbe sous l'action de l'écoulement principal ( $1.5 \leq Y/L_j \leq 3$ ). Enfin, pour une distance aval  $X/L_j \geq 4$ , le jet est pratiquement aligné avec l'axe de l'écoulement principal, ce qui indique que l'on se trouve dans la zone tourbillonnaire ( $Y/L_j \geq 3$ ).

En ce qui concerne l'écart-type de température (figure du bas), on observe que l'activité maximale est située dans la zone de déflexion, au niveau de la couche de mélange entre le jet et l'écoulement principal. À cet endroit,  $\sigma_\theta$  atteint en effet environ 33% de l'écart de température  $\Delta T$  entre les écoulements. On retrouve la trace du cône potentiel où  $\sigma_\theta$  est très faible, ce qui témoigne de l'homogénéité en température (comme au sein de l'écoulement principal). On observe également dans le sillage proche ( $0.5 \leq X/L_j \leq 2.5$ ) une zone de forte turbulence (jusqu'à  $\sigma_\theta = \frac{1}{6}\Delta T$ ), qui traduit la présence de fluide chauffé issu du jet. Ceci est dû à la forte recirculation dans cette zone de basse pression et à l'enroulement du jet par l'amorce des CVP.

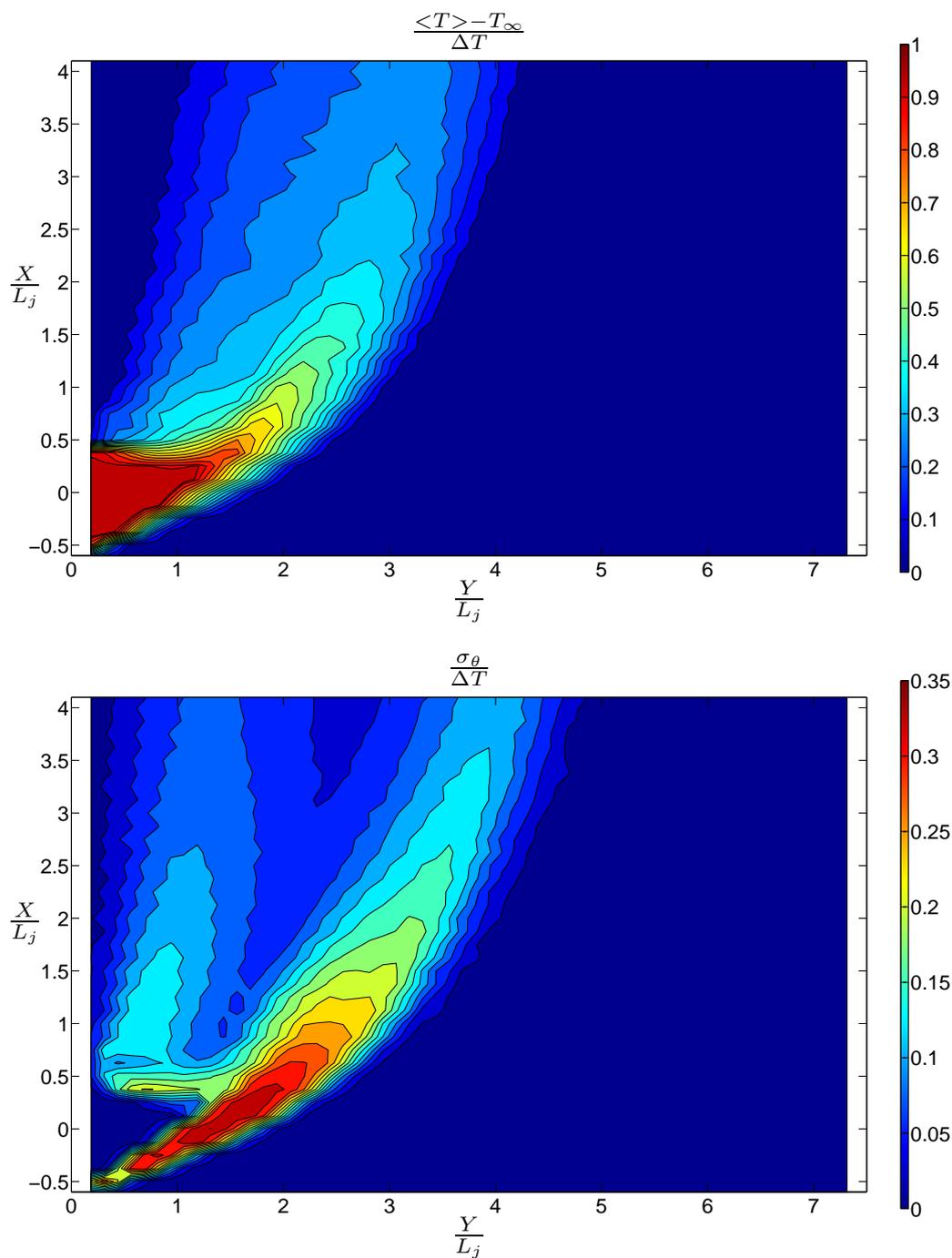


FIG. 5.1 - Cartographies de température moyenne (haut) et d'écart-type de température adimensionnés (bas) dans le plan médian horizontal ( $Z/L_j = 0$ ). Lignes d'iso-valeurs tous les 0.05 de 0 à 1 et de 0.025 de 0 à 0.35 respectivement

### 5.1.2 Sortie du jet

Pour examiner les conditions de sortie en température et en vitesse du jet, des mesures ont été effectuées dans un plan perpendiculaire à son axe (figure 5.2) à une distance de 2 et 4 mm de sa sortie ( $Y/L_j = 0.025$  et  $0.05$ ) respectivement. Les mesures ont été réalisées à l'aide d'une sonde simple dont le fil horizontal était orienté perpendiculairement à l'axe du jet (diamètre du fil  $d_w = 0.35\mu\text{m}$ ). Dans le cas du champ de vitesse, on mesure donc la composante  $v$  (selon l'axe Y) qui, à cet endroit, correspond à la vitesse du jet  $U_j$ .

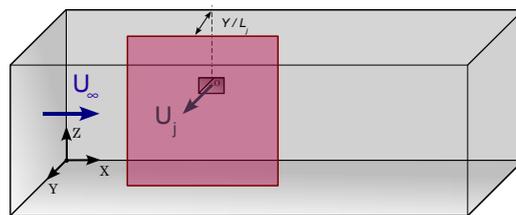


FIG. 5.2 - Localisation des plans de mesure (X,Z)

La figure 5.3 présente les champs de température moyenne et d'écart type de température adimensionnés. Au niveau du bord amont du jet, on observe une zone où la température moyenne est supérieure à celle de l'écoulement principal. Ceci correspond à la présence d'une zone de recirculation ("tourbillon en fer à cheval") dans laquelle un mélange thermique s'opère, ce qui est confirmé par l'activité turbulente de la température dans cette même zone  $-0.6 \leq X/L_j \leq -0.5$ . Associé à ce phénomène, on observe un enroulement au niveau des deux coins amonts supérieur et inférieur du jet. Une seconde observation que l'on peut faire est la présence d'instabilité sur les bords supérieurs et inférieurs du jet, notamment par la valeur de l'activité turbulente le long de ces bords ( $\sigma_\theta$  y atteignant 20% de  $\Delta T$ ). Enfin, au niveau des deux coins aval du jet un début d'enroulement est visible, lequel se développera dans la zone de pénétration.

La figure 5.4 présente les cartographies d'iso-valeurs de vitesse moyennes et d'écart type de vitesse à une distance légèrement plus grande de la sortie ( $Y/L_j = 0.05$ ).

On observe que la répartition des vitesses moyennes est symétrique par rapport à l'axe médian horizontal du jet. En revanche, elle ne l'est pas du tout par rapport à l'axe médian vertical, et se trouve déjà sensiblement altérée par l'action de l'écoulement principal. Le champ de vitesse est déformé au niveau du bord amont ( $-0.5 \leq X/L_j \leq -0.3$ ) ce qui décale la zone de vitesse maximale légèrement vers l'aval. Cet effet comparable à celui décrit par Andreopoulos [5], à ceci près que dans notre cas le profil de vitesse n'est pas affecté à l'intérieur du conduit, ce que confirment des profils horizontaux et verticaux médians de vitesse effectuée directement en sortie de jet (figure 5.5,  $Y/L_j \approx 0.01$ ). Enfin, on retrouve le niveau du bord

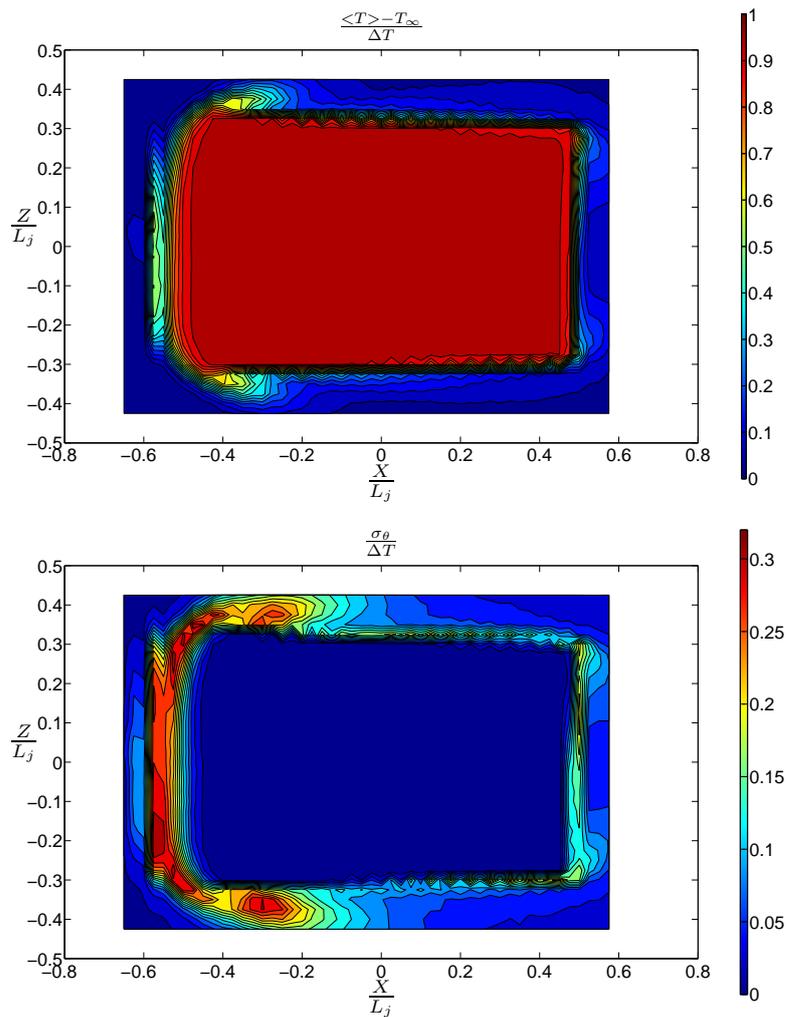


FIG. 5.3 - Cartographie de température moyenne (haut) et d'écart-type de température (bas) adimensionnés en  $Y/L_j = 0.025$ . Chaque ligne d'iso-valeurs vaut 0.05 de 0 à 1 et 0.02 de 0 à 0.32 respectivement

aval une zone de forte activité turbulente. Elle correspond également à une zone de basse pression comme décrit par Andreopoulos & Rodi [4] et Andreopoulos [5]. Ils mettent également en avant la prudence dont il convient de faire preuve concernant les erreurs possibles de mesures effectuées avec une sonde anémométrique simple, de par le fort taux de turbulence à cet endroit.

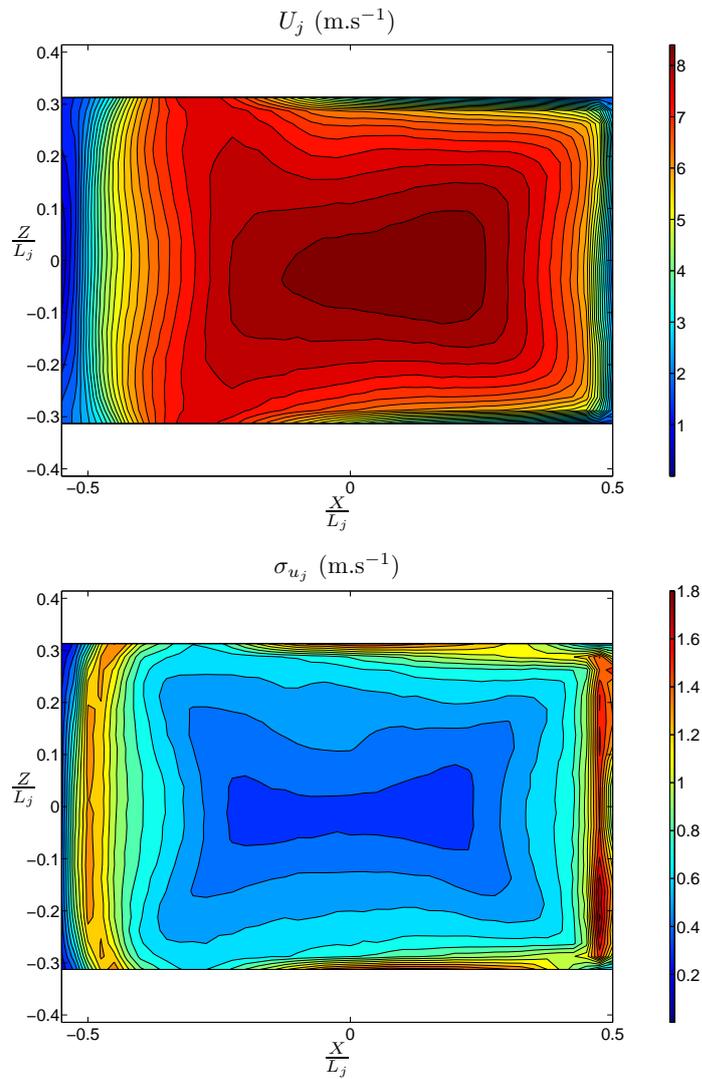


FIG. 5.4 - Cartographie de vitesse moyenne (haut) et d'écart-type de vitesse (bas) en  $Y/L_j = 0.06$ . Chaque ligne d'iso-valeurs vaut 30 cm.s<sup>-1</sup> de 0.9 à 8.4 m.s<sup>-1</sup> et 10 cm.s<sup>-1</sup> de 0.4 à 1.8 m.s<sup>-1</sup> respectivement

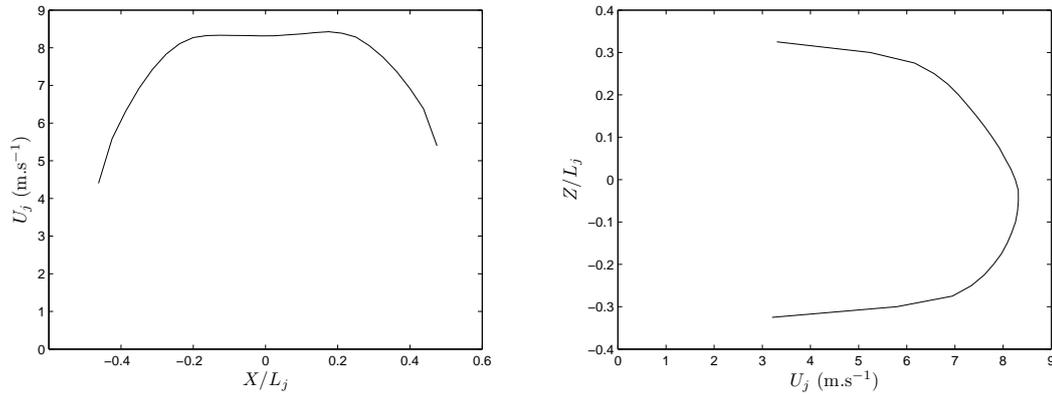


FIG. 5.5 - Profil de vitesse médians horizontal (gauche) et vertical (droite) en sortie de jet ( $Y/L_j \approx 0.01$ )

### 5.1.3 Zone de pénétration

Les figures 5.6, 5.7 et 5.8 présentent des mesures de température pour différentes coupes du jet (en  $Y/L_j = 0.25, 0.5$  et  $0.75$ ). A une distance de 2 cm ( $Y/L_j = 0.25$ ) on observe que la forme rectangulaire du jet commence à s'altérer sous l'action de l'écoulement principal. Ceci est particulièrement visible sur l'enveloppe amont, au niveau des coins qui subissent un fort enroulement. Derrière ces enroulements de coin, on trouve l'amorce d'une zone de recirculation qui participe au refroidissement du jet. Enfin, juste à l'aval des deux coins du bord aval, on commence à deviner un enroulement dû à la zone de basse pression et de recirculation. Les zones de fluctuations thermiques importantes se multiplient sur les contours du jet, atteignant à plusieurs endroits la valeur maximale relevée  $\sigma_\theta = \frac{1}{3}\Delta T$ . On observe qu'une grande partie du jet est encore à une température extrêmement proche de la température d'injection  $T_j$ . Il est intéressant de remarquer deux zones de turbulences thermiques relativement faibles situées derrière les coins du bord amont (en  $X/L_j = 0$  et  $Z/L_j \approx \pm 0.45$ ). Celles-ci traduisent la présence des deux zones de recirculation où le réchauffement du fluide est uniquement dû à la diffusion thermique. Il est intéressant d'observer juste à l'aval ( $X/L_j = 0.25$  et  $Z/L_j \approx \pm 0.4$ ) une forte turbulence thermique qui témoigne du refroidissement du jet par les côtés. En effet, il apparaît que, contrairement à ce qu'on pourrait penser intuitivement, le refroidissement du jet est plus important par ce mécanisme convectif (qui se met en place très tôt après la sortie du jet) situé sur les côtés qu'au niveau du bord amont et de la couche de mélange. Cette interprétation est renforcée par le fait que les températures maximales mesurées sont situées vers l'amont du jet et non au centre.

Tandis que le jet pénètre plus avant dans l'écoulement ( $Y/L_j = 0.5$ , figure 5.7), sa géométrie rectangulaire d'injection disparaît de plus en plus. Toute l'enveloppe amont est déjà courbée, et seule l'enveloppe aval conserve une signature rectangu-

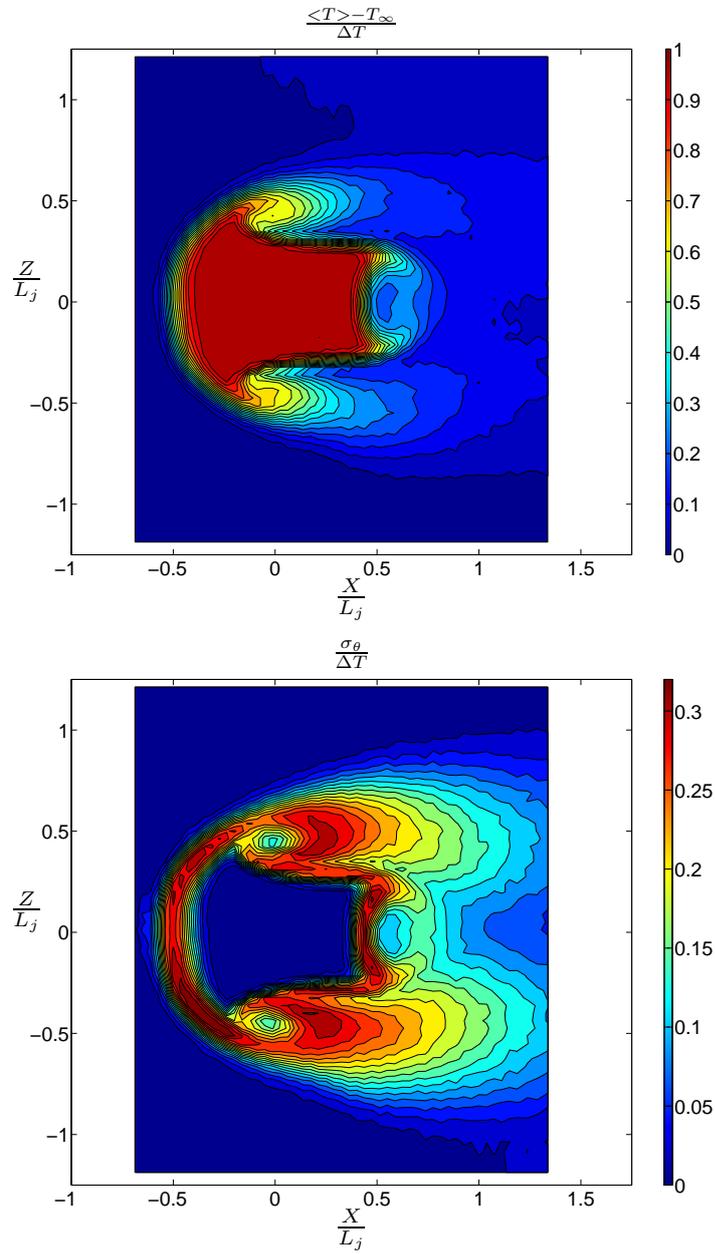


FIG. 5.6 - Cartographies de température moyenne d'écart-type de température adimensionnés en  $Y/L_j = 0.25$

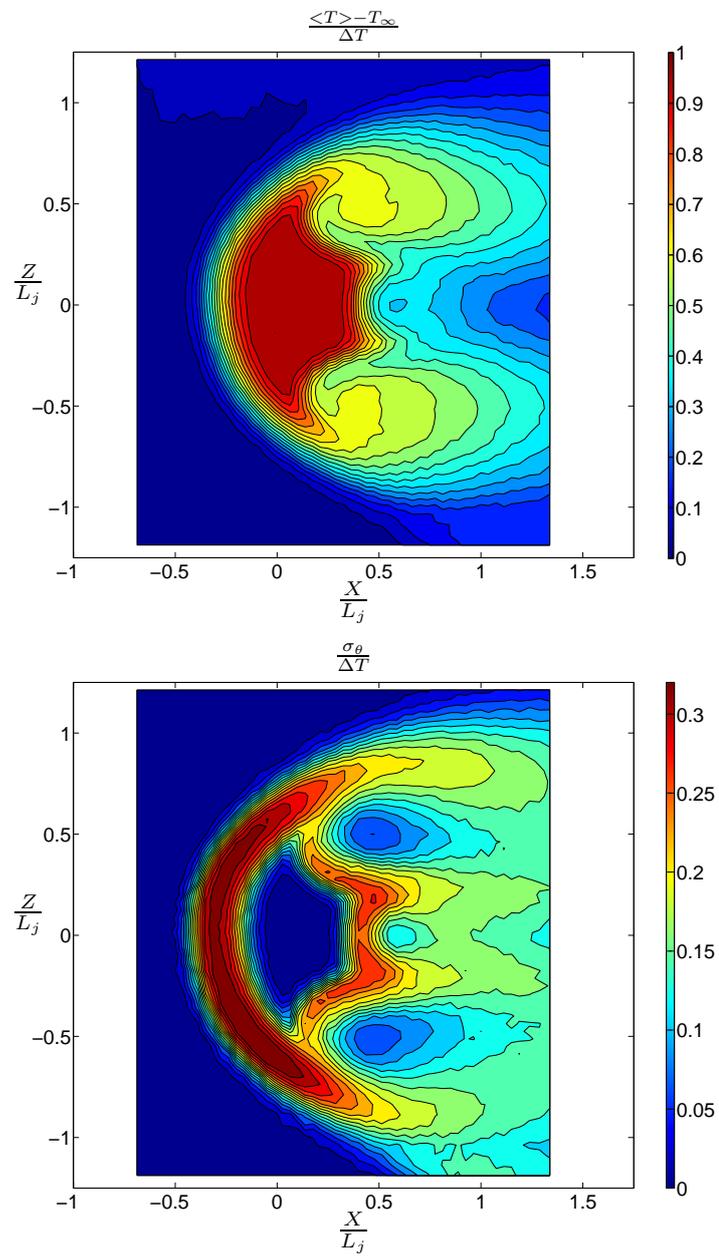


FIG. 5.7 - Cartographies de température moyenne d'écart-type de température adimensionnés en  $Y/L_j = 0.5$

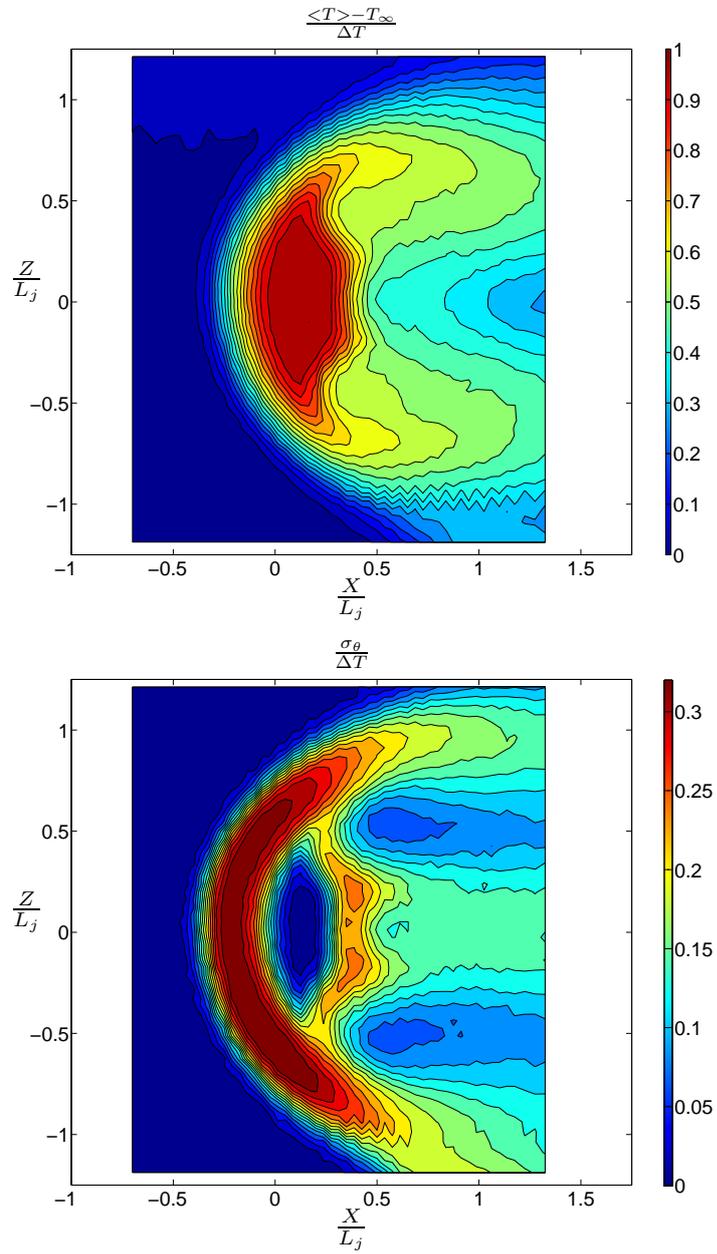


FIG. 5.8 - Cartographies de température moyenne d'écart-type de température adimensionnés en  $Y/L_j = 0.75$

laire. La zone de turbulences thermiques maximales est désormais située au niveau de l'enveloppe amont, dans la couche de mélange entre le jet et l'écoulement principal. Les zones de recirculation mises en évidence précédemment sont situées plus en aval ( $X/L_j = 0.5$  et  $Z/L_j \approx \pm 0.55$ ) et possèdent une taille plus importante. Au niveau du bord aval, la turbulence thermique est toujours importante mais l'enroulement initialement observé n'est plus présent dans cette section, se transformant en deux traces symétriques par rapport à l'axe horizontal de la veine et dirigées vers l'aval. Celles-ci suggèrent un lâcher de structures composées de fluide de température plutôt faible en moyenne, et confirme ce qui a été observé dans le plan médian horizontal de la veine sur la figure 5.1.

Le dernier plan de coupe de cette zone de pénétration ( $Y/L_j = 0.75$ , figure 5.8) confirme la tendance précédemment observée. À cette abscisse, le "cœur chaud" du jet (défini par exemple par  $T^* \geq 0.95$ ) s'est étiré et n'a plus qu'une épaisseur d'environ  $0.25L_j$  selon l'axe longitudinal X. L'enveloppe amont est totalement arrondie tandis qu'au niveau de l'enveloppe avale, la dernière trace de la géométrie d'entrée du jet est en cours de disparition. La couche de mélange à l'amont présente une épaisseur plus importante (presque  $0.25L_j$ ) avec une intensité de turbulence thermique du même ordre que celles observées précédemment. Au niveau de l'enveloppe avale, cette intensité est plus faible et on n'observe plus qu'une seule trace dans la zone de sillage.

L'ensemble de l'évolution de la couche de mélange, notamment en ce qui concerne l'enroulement au niveau des coins du bord amont rappelle les mécanismes détaillés par Kelso, Lim & Perry [48] dans le cas d'un jet circulaire. Cependant, la présence de coins sur la géométrie d'injection rectangulaire tend à amplifier l'effet de l'enroulement au niveau du bord amont et à créer un enroulement supplémentaire au niveau du bord aval. Ce phénomène est également observé par Haven & Kurosaka [39] pour un orifice d'injection carré, comme le rapporte la figure 5.9.

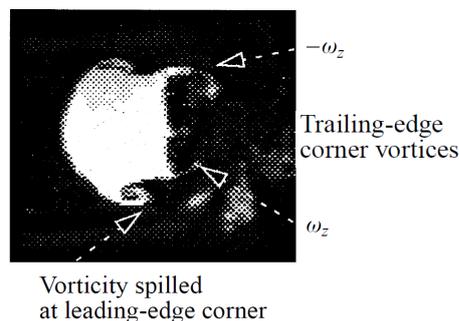


FIG. 5.9 - Visualisation par LIF des tourbillons de coin dans le champ proche d'un jet carré pour un rapport  $r = 2$ . Reproduit de Haven & Kurosaka [39]

### 5.1.4 Zone de développement

Afin d'étudier la zone de développement, des mesures ont été effectuées dans différents plans de coupe perpendiculaires à l'axe de la veine principale, comme indiqué sur la figure 5.10.

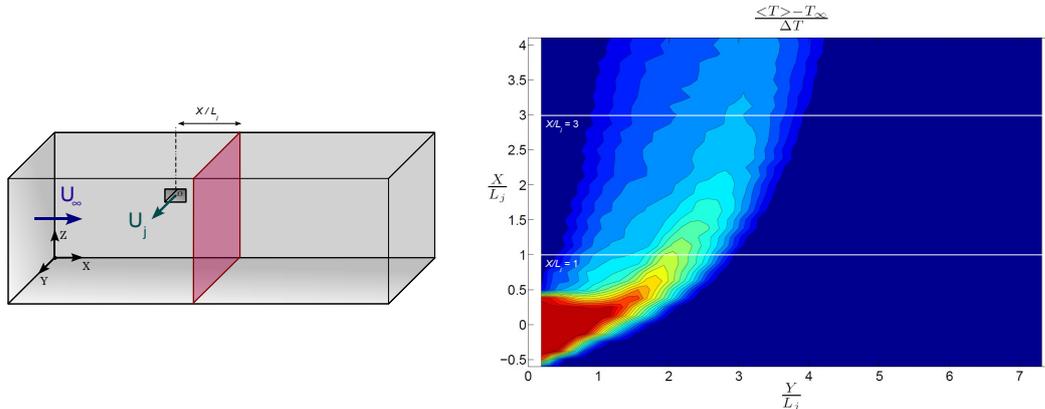


FIG. 5.10 - Localisation des plans de mesure (Y,Z)

Dans un souci de clarté de la description de l'évolution du jet, on a choisi de traiter successivement les mesures de température et les mesures de vitesse.

### Cartographies thermiques

➤ *Cartographie thermique en  $X/L_j = 1$*

A cette abscisse, rappelons que le jet est en cours de déflexion. D'après la figure 5.1 (page 149), l'axe du jet est encore incliné d'environ  $40^\circ$  par rapport à l'axe de l'écoulement principal.

La figure 5.11 présente les valeurs statistiques de température dans le plan (Y,Z) situé en  $X/L_j = 1$ . La cartographie des valeurs moyennes présente pour le jet une enveloppe en forme de rein, caractéristique de la présence des tourbillons contrarotatifs. Le contour de cette enveloppe est totalement arrondi, ce qui indique que la signature rectangulaire du jet a complètement disparu. Malgré la distance faible à l'aval de la sortie du jet, l'écart de température maximal observé entre le jet et l'écoulement principal n'est plus que d'environ la moitié de  $\Delta T$ .

Le champ turbulent indique que les principales zones de mélange entre fluide chauffé et fluide à température ambiante se situent sur le pourtour du jet. La zone de valeur maximale de l'écart type de température  $\sigma_\theta$  ( $\approx \frac{1}{4}\Delta T$ ) est située sur l'enveloppe externe du jet, dans la couche de mélange entre ce dernier et l'écoulement principal. Celle-ci recoupe en partie la zone de températures maximales observées dans ce plan. Au coeur de l'enveloppe du jet, on observe une zone d'activité thermique relativement faible où la température moyenne vaut environ la moitié de

l'écart de température présent dans ce plan. Ceci est la trace du fluide froid advecté de la zone de sillage vers le coeur du jet par l'action des CVP.

➤ *Cartographie thermique en  $X/L_j = 3$*

Pour le plan de coupe située en  $X/L_j = 3$ , l'axe du jet n'est plus incliné que d'environ  $15^\circ$ . La figure 5.12 présente les cartographies des statistiques de température dans un plan de coupe quasi-exact du jet. Concernant la valeur moyenne, on observe que les zones de température maximale n'ont plus qu'une valeur d'environ  $\frac{1}{3}\Delta T$ . La forme caractéristique "en rein" est la même, à son expansion près dans l'ensemble de la veine. Par rapport au plan précédent (en  $X/L_j = 1$ ), on observe en plus de la zone de température maximale située au centre de la tache du jet ( $Y/L_j = 3$ ,  $Z/L_j = 0$ ) deux zones situées dans les "lobes" du rein ( $Y/L_j = 2$ ,  $Z/L_j = \pm 0.75$ ) qui suggèrent que l'advection de la tache la plus chaude sous l'action des CVP est plus efficace que le processus de diffusion.

Les fluctuations thermiques montrent le même type de forme que précédemment, les zones les plus actives étant toujours situées sur le pourtour de l'enveloppe du jet de par l'activité des tourbillons contrarotatifs, avec une valeur maximale  $\sigma_\theta = \frac{1}{4}\Delta T$  sur le bord extérieur ( $Y/L_j = 3.75$ ).

➤ *Cartographies thermiques en  $X/L_j = 6$  et  $X/L_j = 8.5$*

Les constatations pour les champs de température (figures 5.13 et 5.14 pour  $X/L_j = 6$  et  $X/L_j = 8.5$  respectivement) correspondent à l'évolution continue de l'interaction et du développement du jet au sein de l'écoulement principal : le jet conserve sa forme de "rein" caractéristique, et son coeur (zone la plus chaude) se déplace suivant l'axe Y à mesure que l'on se déplace vers l'aval mais son expansion est telle que le confinement des parois du conduit principal commence à se faire sentir au delà de  $X/L_j = 8.5$ . La valeur maximale de température observée décroît également avec la distance parcourue selon l'axe X et n'atteint plus que  $\frac{1}{6}\Delta T$  en  $X/L_j = 8.5$ .

Concernant les fluctuations thermiques, on observe toujours une forte activité turbulente en forme de couronne, suivant le pourtour du jet, avec un maximum dans la couche de mélange. Sur le bord externe,  $\sigma_\theta$  vaut  $0.065\Delta T$  en  $X/L_j = 8.5$ , ce qui constitue une valeur très importante en regard de la température maximale observée dans ce plan (correspondant à un taux local de fluctuations de 40%). On note toujours au centre une zone de faible activité thermique qui coïncide à peu de chose près avec la zone de température maximale. L'écart type des fluctuations thermiques  $\sigma_\theta$  diminue lui aussi avec l'augmentation de la distance avale (suivant X).

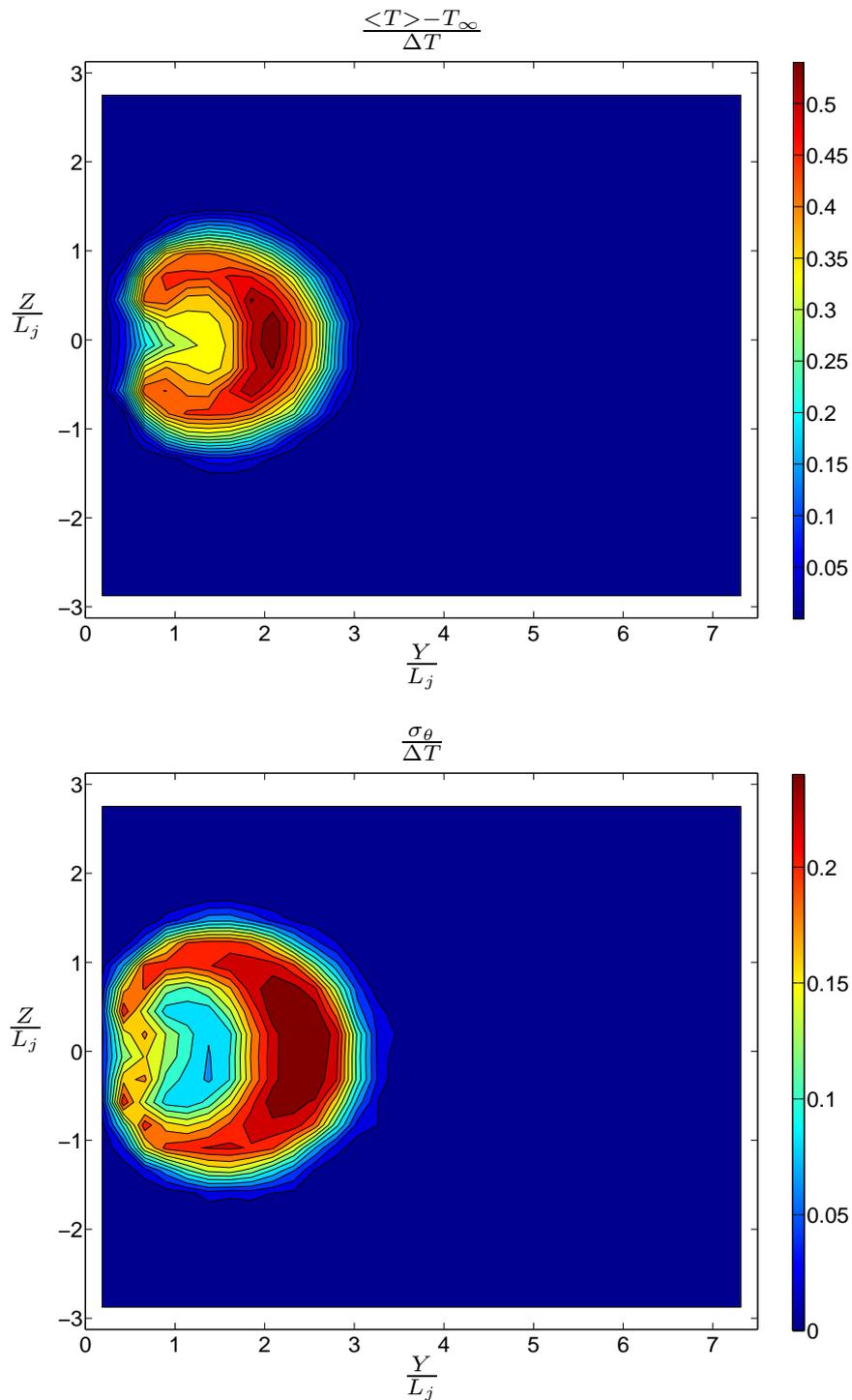


FIG. 5.11 - Cartographies de température moyenne (haut) et d'écart-type de température adimensionnés (bas) en  $X/L_j = 1$ . Lignes d'iso-valeurs tous les 0.03 de 0 à 0.54 et tous les 0.02 de 0 à 0.24 respectivement

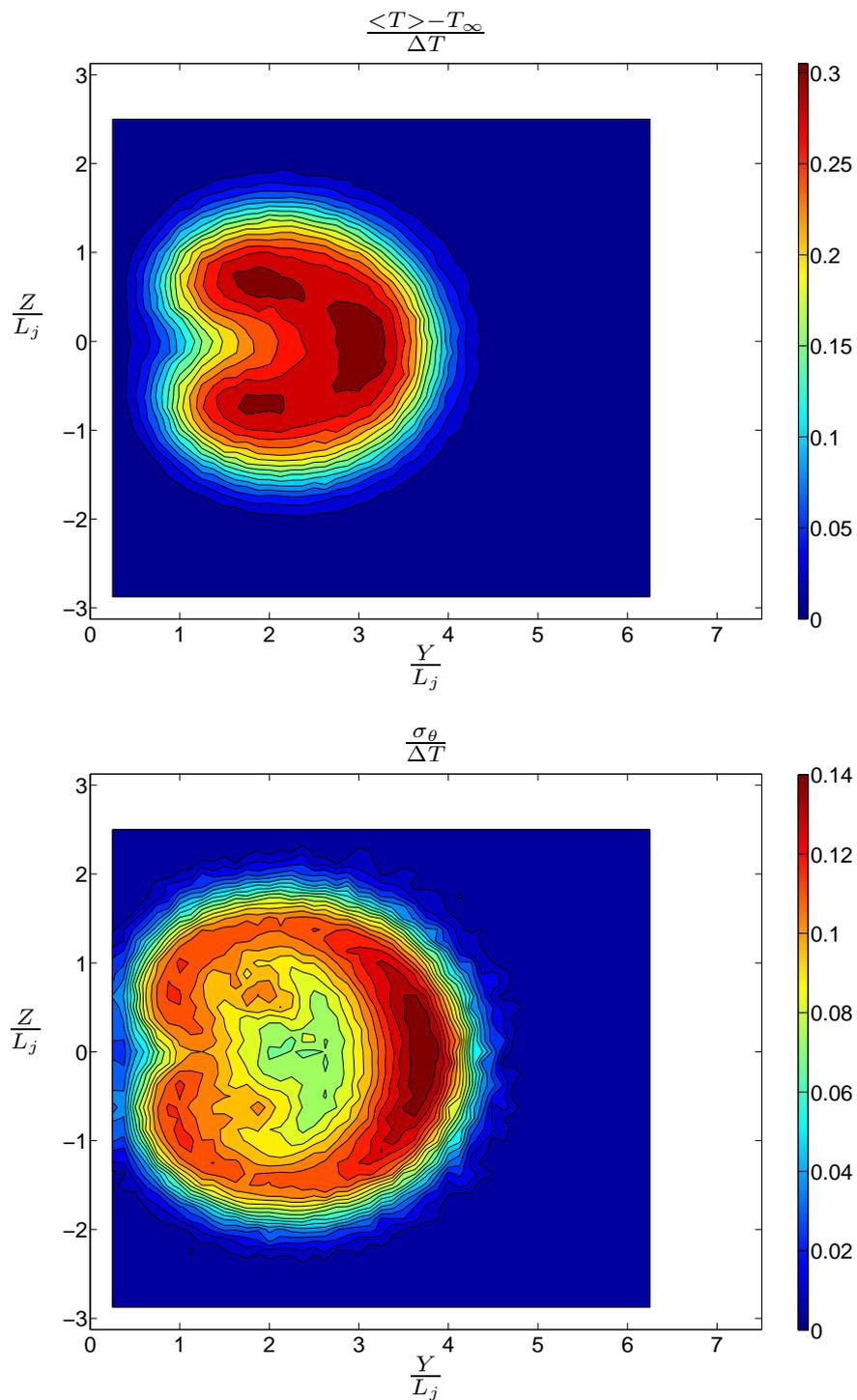


FIG. 5.12 - Cartographies de température moyenne (haut) et d'écart-type de température adimensionnés (bas) en  $X/L_j = 3$ . Lignes d'iso-valeurs tous les 0.02 de 0 à 0.3 et tous les 0.007 de 0 à 0.14 respectivement

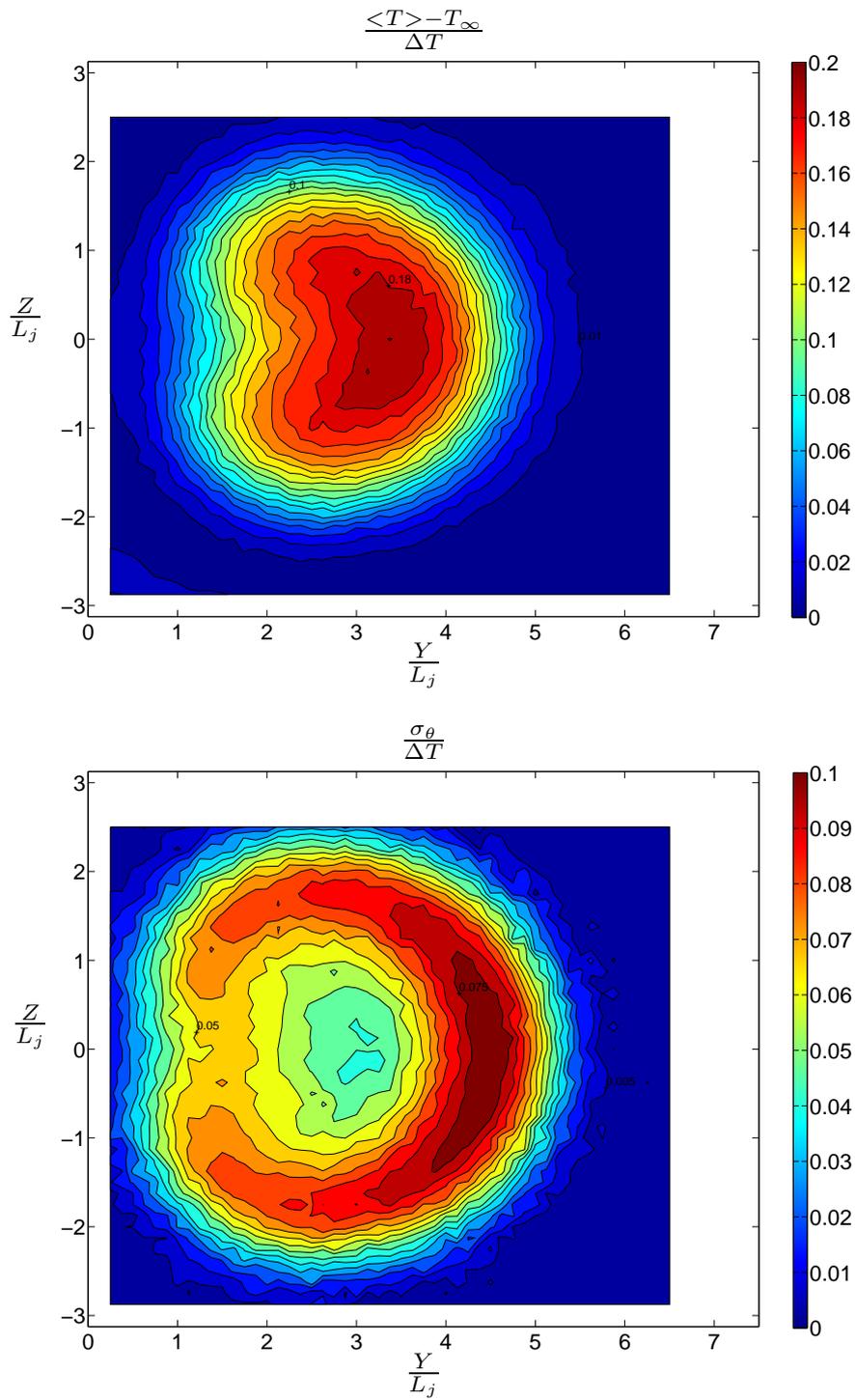


FIG. 5.13 - Cartographies de température moyenne (haut) et d'écart-type de température adimensionnés (bas) en  $X/L_j = 6$ . Lignes d'iso-valeurs tous les 0.01 de 0 à 0.18 et tous les 0.005 de 0 à 0.075 respectivement

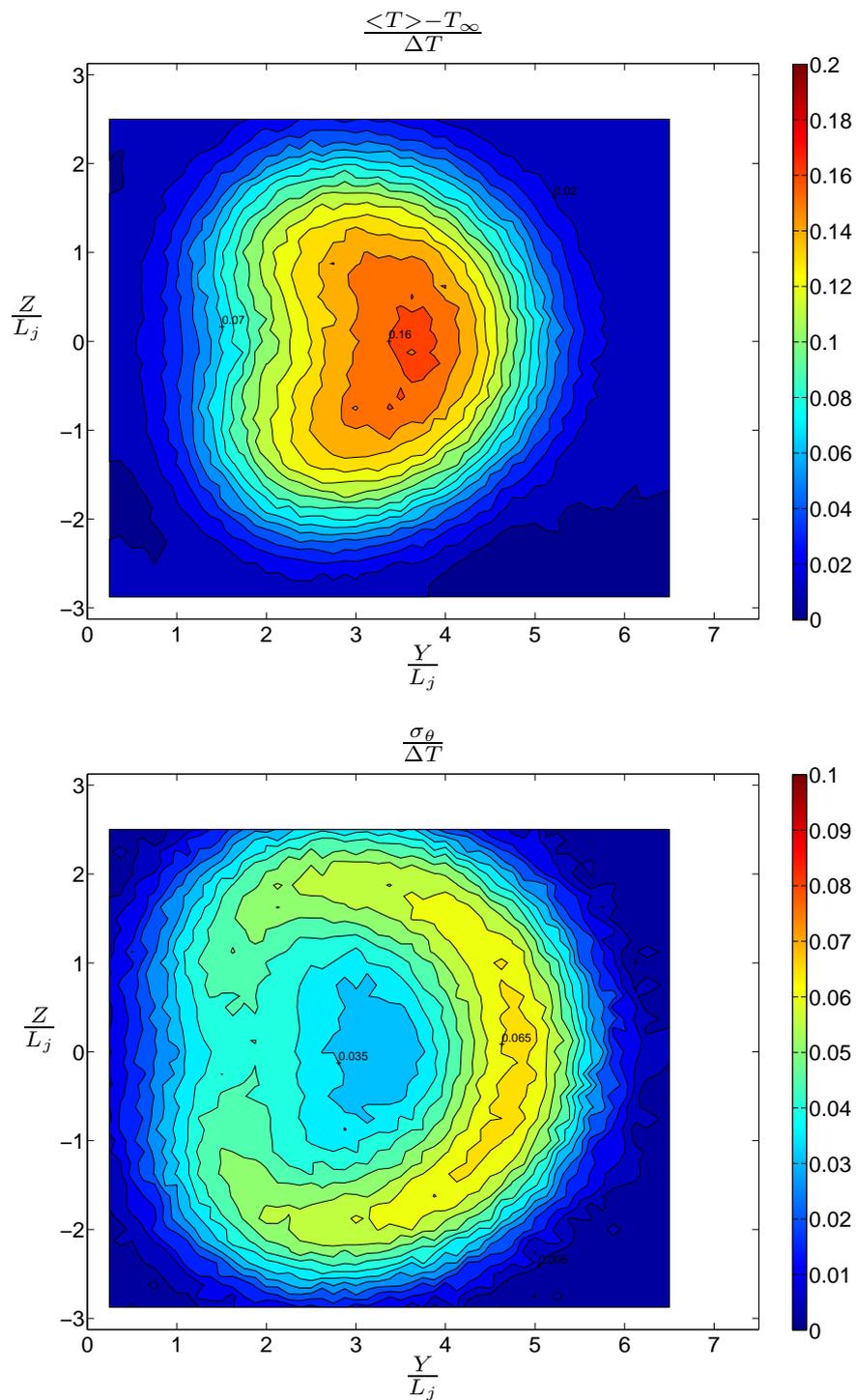


FIG. 5.14 - Cartographies de température moyenne (haut) et d'écart-type de température adimensionnés (bas) en  $X/L_j = 8.5$ . Lignes d'iso-valeurs tous les 0.01 de 0 à 0.16 et tous les 0.005 de 0 à 0.065 respectivement

### Cartographies cinématiques

➤ *Cartographies cinématiques  $\sqrt{u^2 + v^2}$  et  $\sqrt{u^2 + w^2}$  en  $X/L_j = 3$*

La figure 5.15 présente des mesures de vitesse effectuées avec une sonde simple ( $d_w = 0.35\mu\text{m}$ ) placée horizontalement et perpendiculairement à l'axe de la veine principale. Ainsi, le fil, sensible à la composante de vitesse qui lui est normale sans distinction azimutale, est dans ce cas sensible à  $\sqrt{u^2 + w^2}$ . Ce sont donc les contributions mêlées de  $u$  et  $w$  (les composantes de vitesse suivant les axes X et Z respectivement) que l'on observe.

La figure 5.16 quant à elle, présente dans le même plan les mesures effectuées avec une sonde identique placée verticalement. Celle-ci était donc dans ce cas sensible à la grandeur  $\sqrt{u^2 + v^2}$ . L'interprétation de ces cartographies est donc plus aisée par comparaison dans la mesure où la composante  $u$  est la même en moyenne dans les deux cas.

Dans un premier temps, on remarque que ces cartographies sont relativement bien symétriques par rapport à l'axe horizontal médian de la veine principale ( $Z/L_j = 0$ ), sur lequel on est censé n'observer que la composante  $u$  dans le premier cas,  $w$  étant par symétrie nulle en moyenne.

Les deux cartographies moyennes montrent un déficit de vitesse au centre de la tache du jet ( $1 \leq Y/L_j \leq 3$ ,  $-1 \leq Z/L_j \leq 1$ ). Dans le premier cas ( $\sqrt{u^2 + w^2}$ ), cette zone est plutôt circulaire, tandis que dans le second, elle prend une forme "en rein" comparable à ce qu'on observe sur le champ de température. Ceci indique que la composante  $w$  est faible sur l'axe médian horizontal de la veine alors qu'au même endroit ( $1 \leq Y/L_j \leq 2$ ,  $Z/L_j = 0$ ), la composante  $v$  est plus importante de par la déflexion du jet. Dans les deux cas, la zone de vitesse maximale est située dans la couche d'un mélange située sur l'extérieur du jet ( $Y/L_j \approx 3.25$ ). A cet endroit, la valeur de vitesse est plus importante dans le cas  $\sqrt{u^2 + v^2}$ , ce qui indique que la composante de pénétration du jet (selon Y) est légèrement plus importante que la composante verticale de mise en rotation par les tourbillons contrarotatifs. Cependant, ces valeurs ne sont pas très éloignées, ce qui suggère que l'écoulement est ici fortement tridimensionnel.

En ce qui concerne les fluctuations, la valeur faible de  $\sigma_{\sqrt{u^2 + w^2}}$  sur l'axe médian de symétrie de la veine par comparaison à  $\sigma_{\sqrt{u^2 + v^2}}$  (pour  $1 \leq Y/L_j \leq 2.5$ ) suggère que l'on observe principalement les fluctuations de  $u$ . Cette constatation est renforcée par la zone centrale de faible activité (en  $Y/L_j \approx 2.2$ ) où la rotation du fluide via les tourbillons contrarotatifs n'est pas présente (et donc la composante verticale  $w$  faible). Par comparaison, on déduit que l'activité turbulente de  $\sqrt{u^2 + v^2}$  est plus importante, ce qui suggère une amplification des fluctuations de  $v$  sans doute due

à une redistribution de  $w$  suivant  $+Z$  et  $-Z$  pour  $Z \leq 0$  et  $Z \geq 0$  respectivement, associée au mouvement convectif. Dans les deux cas, la turbulence maximale est située sur le pourtour du jet, avec un maximum près de la couche de mélange. Elle atteint une valeur d'environ  $1.1 \text{ m.s}^{-1}$  pour une vitesse moyenne de  $3.3 \text{ m.s}^{-1}$ , soit une intensité de turbulence de plus de 30%.

Enfin, on peut noter de part et d'autre du jet ( $\pm 1 \leq Z/L_j \leq \pm 2.5$ ) une zone de vitesse plus importante que dans l'écoulement infini ( $Y \geq 4$ ). La cause en est le contournement du jet par l'écoulement principal au-dessus et en dessous de l'obstacle qu'il forme, ainsi que le confinement par les parois horizontales supérieures et inférieures, qui induisent une survitesse plus importante que dans le reste de la veine. La zone de faible vitesse dans le sillage du jet ( $0 \leq Y/L_j \leq 1$ ,  $-0.5 \leq Z/L_j \leq 0.5$ ) et surtout l'activité turbulente à cet endroit peuvent témoigner de la présence de structures de sillage.

Il est intéressant de remarquer les formes très proches "en couronne" que présentent dans ce plan à la fois les écarts-types des grandeurs cinématiques que l'on vient d'évoquer et l'écart-type des fluctuations thermiques (figure 5.12 page 161). Ceci indiquerait une analogie de comportement entre l'énergie cinétique  $q^2$  et  $\theta^2$ , valable en première approximation dans cet écoulement très complexe et tridimensionnel (au contraire des composantes du vecteur vitesse), comme cela a été observé dans un écoulement de conduite par Antonia et al. (2009) [7].

➤ *Cartographies cinématiques  $\sqrt{u^2 + v^2}$  en  $X/L_j = 6$  et  $X/L_j = 8.5$*

A ces abscisses à l'aval, où le jet est quasiment aligné avec l'écoulement principal, on dispose des mesures de  $\sqrt{u^2 + v^2}$  grâce à la sonde simple placée verticalement.

Pour les cartographies de  $\sqrt{u^2 + v^2}$  dans ces deux plans (figures 5.17 et 5.18 respectivement), on observe également des zones comparables à celles des relevés dans le plan  $X/L_j = 3$ . La zone centrale de déficit présente toujours une forme en rein tandis que les valeurs les plus importantes entourent la zone externe du jet, avec un maximum dans la couche de mélange. Plus on s'éloigne à l'aval, plus les valeurs de vitesses relevées ont tendance à s'homogénéiser, les contours d'iso-valeurs évoluant à partir des formes observées dans le plan plus en amont ( $X/L_j = 3$ ). Les valeurs observées sont alors comprises entre  $2.1$  et  $2.7 \text{ m.s}^{-1}$  en  $X/L_j = 8.5$ .

On peut toujours observer une zone de vitesses plus faibles dans le sillage du jet, à laquelle est associé une zone de fluctuations encore relativement importantes (visibles aussi bien en  $X/L_j = 6$  qu'en  $X/L_j = 8.5$ ) qui suggèrent le passage des structures de sillage. Il est remarquable de constater que l'on observe aucun indice

similaire, aussi bien en moyenne qu'en écart type, sur les champs de température. Ceci confirme l'interprétation de nombreux auteurs qui expliquent l'origine de ces structures dans le soulèvement de la couche limite de l'écoulement principal (travaux de Fric & Roshko [36] et Fric [35] notamment). Dans la mesure où seul le jet est marqué en température, il est logique que le champ thermique ne porte aucune trace de ces structures.

Concernant le reste du champ des fluctuations  $\sigma_{\sqrt{u^2+v^2}}$ , les maxima sont toujours situés sur une couronne dont la taille est inférieure à celle que forment les valeurs de l'écart type de température  $\sigma_\theta$  (l'enveloppe cinématique est située en  $1 \leq Y/L_j \leq 5$  et  $-2 \leq Z/L_j \leq 2$ , et l'enveloppe thermique en  $1 \leq Y/L_j \leq 5.8$  et  $-2.5 \leq Z/L_j \leq 2.5$ ), ce qui pourrait être une influence de la diffusion thermique. Les valeurs maximales de fluctuations observées décroissent-elles aussi avec la distance avale pour ne plus atteindre que  $0.5 \text{ m.s}^{-1}$  en  $X/L_j = 8.5$ , soit encore environ 25% de la valeur de  $\sqrt{u^2+v^2}$  dans ce plan.

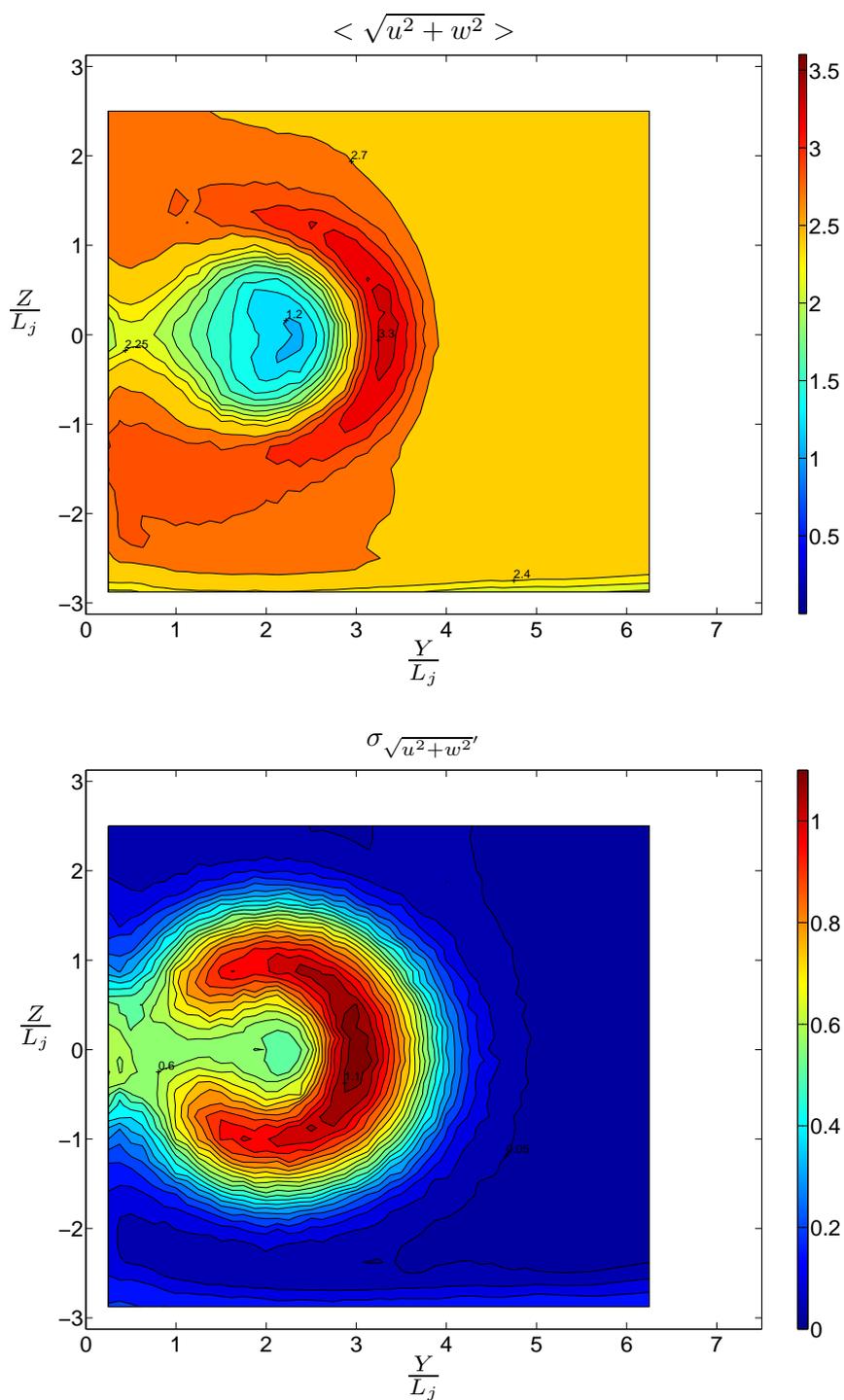


FIG. 5.15 - Cartographies de moyenne (haut) et d'écart-type (bas) de  $\sqrt{u^2 + w^2}$  en  $X/L_j = 3$ . Lignes d'iso-valeurs tous les  $15 \text{ cm.s}^{-1}$  de  $1.2$  à  $3.3 \text{ m.s}^{-1}$  et tous les  $5 \text{ cm.s}^{-1}$  de  $0$  à  $1.1 \text{ m.s}^{-1}$  respectivement

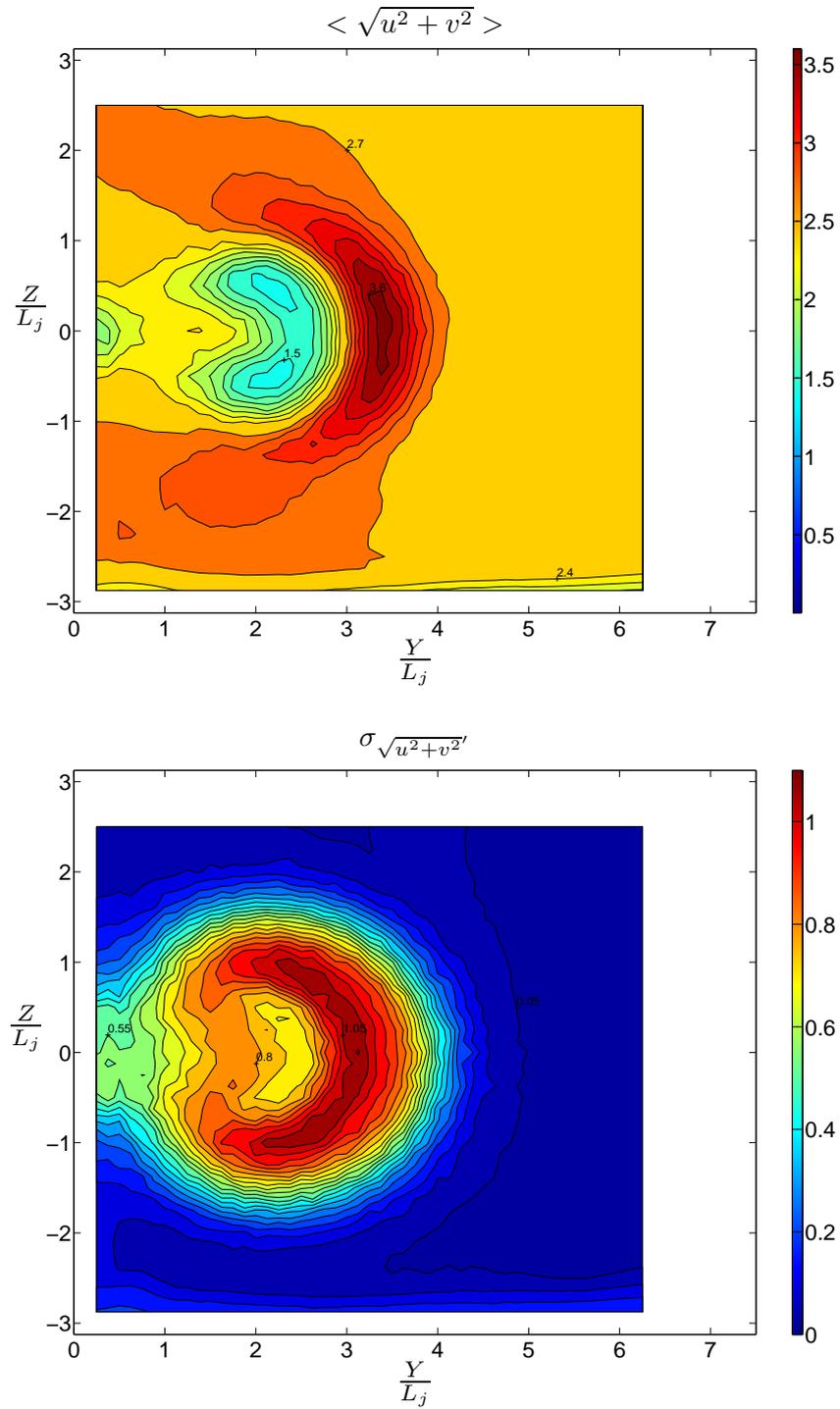


FIG. 5.16 - Cartographies de moyenne (haut) et d'écart-type (bas) de  $\sqrt{u^2 + v^2}$  en  $X/L_j = 3$ . Lignes d'iso-valeurs tous les  $15 \text{ cm.s}^{-1}$  de  $1.5$  à  $3.6 \text{ m.s}^{-1}$  et tous les  $5 \text{ cm.s}^{-1}$  de  $0$  à  $1.1 \text{ m.s}^{-1}$  respectivement

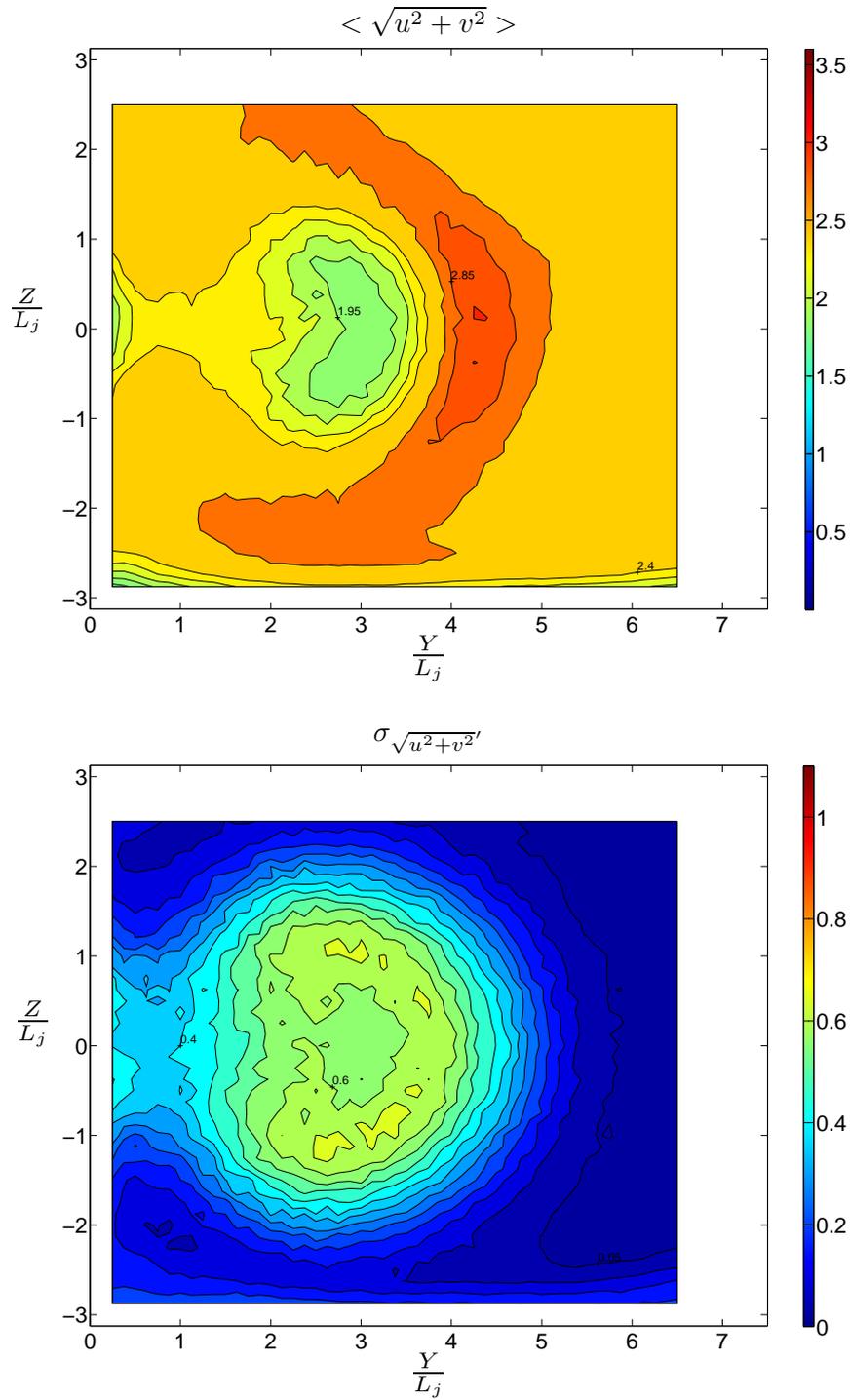


FIG. 5.17 - Cartographies de moyenne (haut) et d'écart-type (bas) de  $\sqrt{u^2 + v^2}$  en  $X/L_j = 6$ . Lignes d'iso-valeurs tous les  $15 \text{ cm.s}^{-1}$  de  $1.95$  à  $3 \text{ m.s}^{-1}$  et tous les  $5 \text{ cm.s}^{-1}$  de  $0$  à  $0.65 \text{ m.s}^{-1}$  respectivement

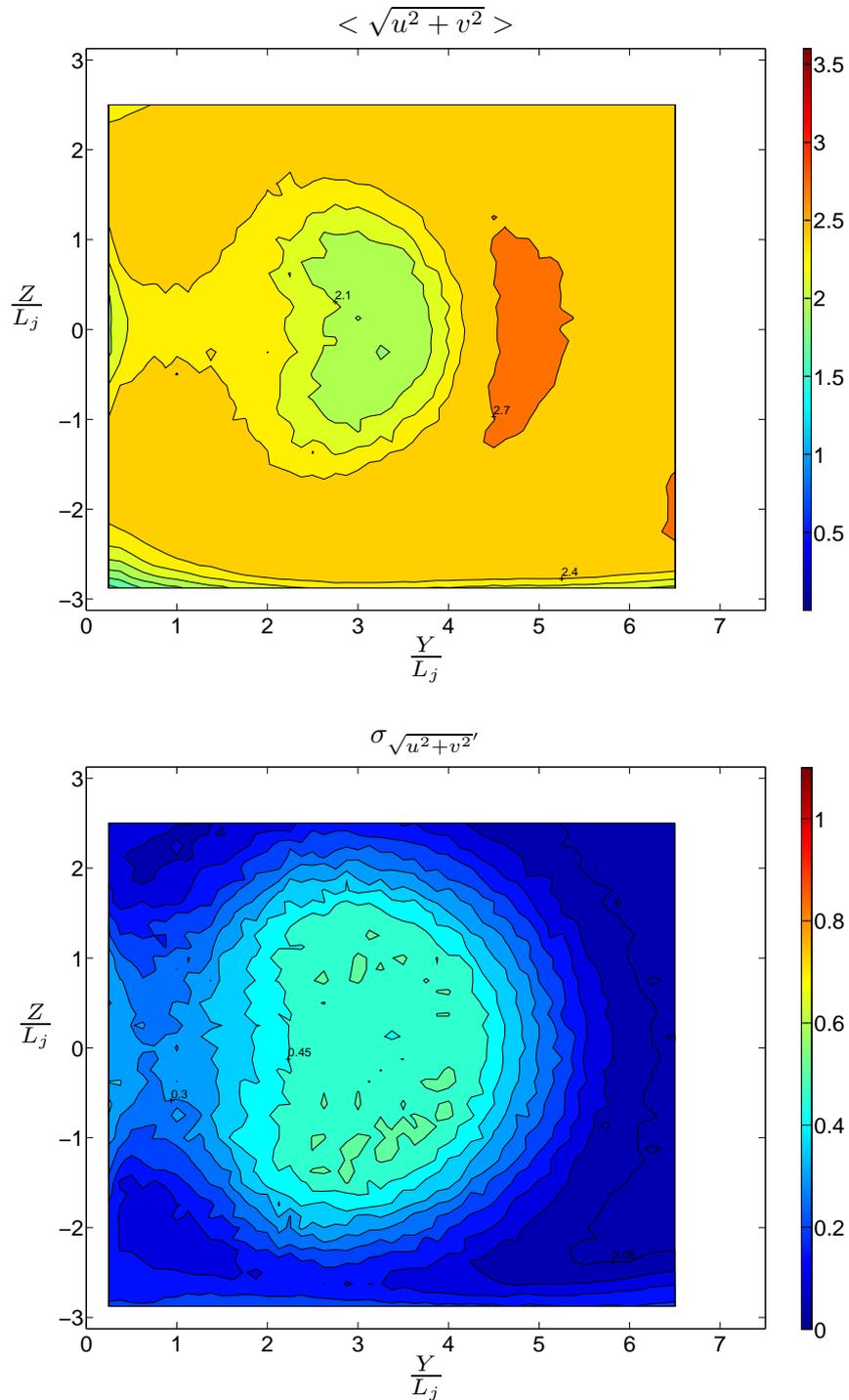


FIG. 5.18 - Cartographies de moyenne (haut) et d'écart-type (bas) de  $\sqrt{u^2 + v^2}$  en  $X/L_j = 8.5$ . Lignes d'iso-valeurs tous les  $15 \text{ cm.s}^{-1}$  de  $1.95$  à  $2.7 \text{ m.s}^{-1}$  et tous les  $5 \text{ cm.s}^{-1}$  de  $0$  à  $0.5 \text{ m.s}^{-1}$  respectivement

### 5.1.5 Flux turbulents

Dans les plans de coupe où l'on dispose à la fois de mesures thermiques et cinématiques, il nous est possible de tracer les flux turbulents. Comme on ne dispose que de mesures de vitesse effectuées à l'aide d'une sonde simple, ces flux mettent en jeu une grandeur cinématique influencée par deux composantes à la fois, comme on l'a précisé précédemment. Afin d'explicitier les grandeurs tracées, on adopte la notation :

$$\tilde{u} = \sqrt{u^2 + w^2} \quad \text{resp.} \quad \sqrt{u^2 + v^2}$$

De la même manière que la température, cette grandeur se décompose classiquement en moyenne et fluctuation :

$$\tilde{u} = \tilde{U} + \tilde{u}'$$

L'équation d'advection diffusion pour la température  $\theta$  s'écrit :

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \tilde{u}_i \frac{\partial \theta}{\partial X_i} = \alpha \frac{\partial^2 \theta}{\partial X_i^2} \quad (5.1)$$

En adoptant les décompositions  $\tilde{u} = \tilde{U} + \tilde{u}'$  et  $\theta = \langle T \rangle + \theta'$ , il vient :

$$\frac{\partial (T + \theta')}{\partial t} + (\tilde{U} + \tilde{u}')_i \frac{\partial (T + \theta')}{\partial X_i} = \alpha \frac{\partial^2 (T + \theta')}{\partial X_i^2} \quad (5.2)$$

On prend la moyenne de cette équation et on obtient en décomposant :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial t} + \frac{\partial \langle \theta' \rangle}{\partial t} + \langle \tilde{U}_i \rangle \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial X_i} + \langle \tilde{u}'_i \rangle \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial X_i} + \langle \tilde{U}_i \rangle \frac{\partial \langle \theta' \rangle}{\partial X_i} + \langle \tilde{u}'_i \frac{\partial \theta'}{\partial X_i} \rangle \\ = \alpha \frac{\partial^2 \langle T \rangle}{\partial X_i^2} + \alpha \frac{\partial^2 \langle \theta' \rangle}{\partial X_i^2} \end{aligned} \quad (5.3)$$

On élimine les moyennes des valeurs fluctuantes et on ajoute deux termes contenant  $\frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial X_i}$  et  $\frac{\partial \tilde{u}'_i}{\partial X_i}$ , nuls à cause de l'incompressibilité du fluide. La nouvelle équation s'écrit :

$$\frac{\partial \langle T \rangle}{\partial t} + \langle \tilde{U}_i \rangle \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial X_i} + \langle T \rangle \frac{\partial \langle \tilde{U}_i \rangle}{\partial X_i} = \alpha \frac{\partial^2 \langle T \rangle}{\partial X_i^2} - \langle \tilde{u}'_i \frac{\partial \theta'}{\partial X_i} \rangle - \langle \frac{\partial \tilde{u}'_i}{\partial X_i} \theta' \rangle \quad (5.4)$$

En regroupant les termes de dérivées, on obtient finalement :

$$\frac{\partial \langle T \rangle}{\partial t} + \frac{\partial \langle \tilde{U}_i \rangle \langle T \rangle}{\partial X_i} = \alpha \frac{\partial^2 \langle T \rangle}{\partial X_i^2} - \frac{\partial \langle \tilde{u}'_i \theta' \rangle}{\partial X_i} \quad (5.5)$$

On peut noter que le terme  $-\frac{\partial \langle \tilde{u}'_i \theta' \rangle}{\partial X_i}$ , que l'on ne sait pas calculer, est généralement modélisé par rapport au champ moyen à l'aide d'une diffusivité turbulente  $\alpha_T$  :

$$-\frac{\partial \langle \tilde{u}'_i \theta' \rangle}{\partial X_i} \approx \alpha_T \frac{\partial^2 \langle T \rangle}{\partial X_i^2}$$

De même, on ignore le terme  $\langle T \rangle \frac{\partial \langle \tilde{U}_i \rangle}{\partial X_i}$ , le champ de vitesse étant en général homogène. Mais ce n'est absolument pas le cas dans notre configuration extrêmement tridimensionnelle et anisotherme. Dans la mesure où les cartographies précédemment exposées ont mis en évidence le décalage entre les coupes de vitesses et de température moyennes, il est intéressant d'observer les cartographies de la grandeur  $\langle \tilde{U} \rangle \langle T \rangle$  afin de repérer où se situent les zones de gradient, et de mieux comprendre la disposition des zones de production et de dissipation visible sur la cartographie des grandeurs fluctuantes  $\langle \tilde{u}' \theta' \rangle$ . Ainsi le tracé des flux consiste en une cartographie moyenne  $\langle \tilde{U} \rangle T^*$ <sup>1</sup> et une cartographie des composantes fluctuantes  $\langle \tilde{u}' \theta' \rangle$ .

### Cartographies de $\sqrt{u^2 + w^2} \theta'$ et $\sqrt{u^2 + v^2} \theta'$ en $X/L_j = 3$

En  $X/L_j = 3$ , on a tracé les cartographies pour les grandeurs  $\sqrt{u^2 + w^2} \theta'$  et  $\sqrt{u^2 + v^2} \theta'$  qui sont présentées sur les figures 5.19 et 5.20 respectivement. En considérant les flux de valeur moyenne (figures du haut), on observe une signature globale sensiblement identique en forme de "croissant". Cependant, certaines différences notables apparaissent : tout d'abord la trace du flux  $\langle \sqrt{u^2 + v^2} \rangle T^*$  est légèrement décalée vers la paroi d'impact ( $Y/L_j = 7.5$ ). Ensuite, il apparaît que des valeurs importantes sont mesurées sur tout le pourtour de l'enveloppe pour  $\langle \sqrt{u^2 + w^2} \rangle T^*$  là où les valeurs maximales sont plus concentrées sur la face externe du jet (dans la couche de mélange) pour  $\langle \sqrt{u^2 + v^2} \rangle T^*$ . Enfin, et c'est là la principale différence, le déficit central observé dans le premier cas ( $Z/L_j = 0$  et  $1 \leq Y/L_j \leq 2.5$ ) est bien moins important dans le second cas.

Les flux turbulents (figures du bas) présentent quant à eux des formes sensiblement différentes. En ce qui concerne  $\sqrt{u^2 + w^2} \theta'$ , on observe deux zones négatives au coeur des CVP ( $Z/L_j = \pm 1$  et  $1 \leq Y/L_j \leq 2.5$ ) qui correspondent à des zones de production, ce qui signifie que le transfert thermique s'effectue préférentiellement

<sup>1</sup> on a choisi de considérer l'écart de température adimensionné  $T^*$  car ce dernier s'affranchit des dérivées de température au cours de l'essai.  $\tilde{U}$  est quant à elle exprimée en grandeur physique, ce qui explique que les gammes de valeurs présentées dépassent 1.

à ces endroits. Au niveau de la couche de mélange, on trouve une zone de valeurs positives correspondante aux gradients négatifs observés sur la cartographie des flux moyens, elle-même suivie d'une zone légèrement négative. Enfin, on peut noter sur l'axe médian de la veine d'essais ( $Z/L_j = 0$ ) des zones légèrement positives à l'endroit du déficit constaté sur la cartographie moyenne.

Pour ce qui est de  $\sqrt{u^2 + v^2} \theta'$ , on observe au coeur de la trace la présence d'une seule zone de valeur négative étendue ( $-1 \leq Z/L_j \leq 1$  et  $1 \leq Y/L_j \leq 2.5$ ). Comparé au cas précédent, on n'observe pas de valeurs positives sur l'axe médian de la veine, et celles relevées dans la couche de mélange présentent des valeurs bien plus importantes. Ceci apparaît cohérente dans la mesure où l'on avait observé sur les cartographies des vitesses (figures 5.15 et 5.16) un déficit central dû à la composante  $w$ ; il n'est donc pas surprenant que sur l'axe médian ( $Z = 0$ ) cette composante ne participe pas à la production en comparaison avec la composante  $v$ . Concernant la limite externe du jet, on avait là encore observé des valeurs moins importantes pour  $\sqrt{u^2 + w^2}$ , ce que l'on retrouve dans ces flux turbulents.

### Cartographies de $\sqrt{u^2 + v^2} \theta'$ en $X/L_j = 6$ et 8.5

Les cartographies suivantes présentent les flux de la grandeur  $\sqrt{u^2 + v^2} \theta'$  dans des plans situés en  $X/L_j = 6$  et 8.5 (figures 5.21 et 5.22 respectivement); elles sont donc à comparer à la figure 5.20.

Pour les flux des valeurs moyennes, on observe que la forme générale passe de celle d'un croissant en  $X/L_j = 3$  à celle de "rein", même si les valeurs maximales, proches de la couche de mélange, se trouvent dans des zones dont la forme rappelle le croissant précédemment observé. Les valeurs diminuent à mesure que la distance avale augmente.

Concernant les flux des fluctuations, la zone centrale unique que l'on avait observée en  $X/L_j = 3$  a tendance à se diviser en trois zones, l'une située sur l'axe médian de la veine et les deux autres situées de part et d'autre de la première ( $1 \leq |Z/L_j| \leq 2$  et  $1 \leq Y/L_j \leq 3.5$  pour  $X/L_j = 6$  par exemple). On retrouve une zone de valeurs positives en forme de croissant de la couche externe du jet ( $-2 \leq Z/L_j \leq 2$  et  $4 \leq Y/L_j \leq 5$ ). Si les lignes ne sont pas modifiées globalement, les valeurs baissent en valeur absolue entre les deux plans  $X/L_j = 6$  et  $X/L_j = 8.5$ .

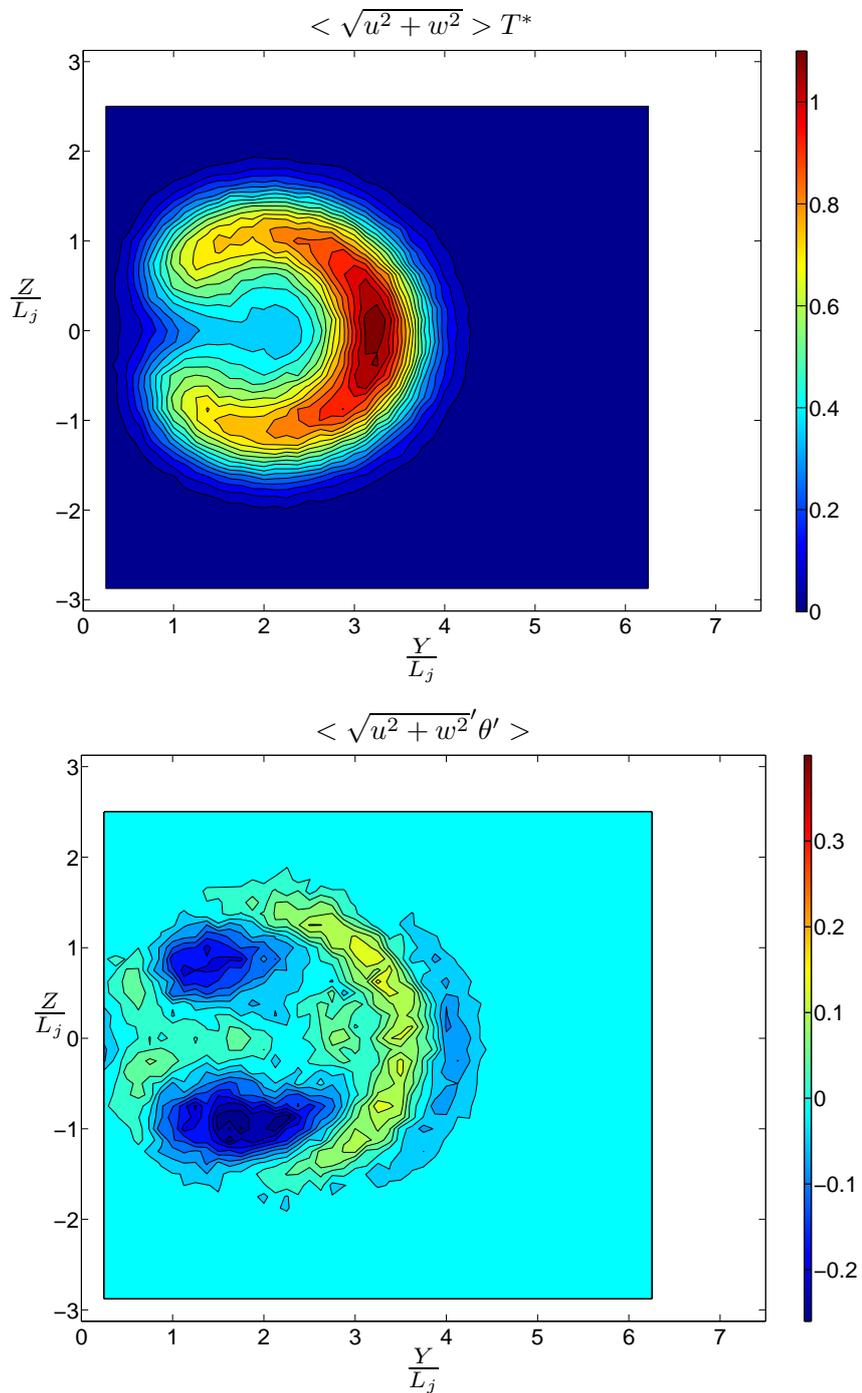


FIG. 5.19 - Flux des valeurs moyennes  $\langle \sqrt{u^2 + w^2} \rangle T^*$  et des fluctuations  $\langle \sqrt{u^2 + w^2} \theta' \rangle$  en  $X/L_j = 3$ .  $r = 3.3$ . Chaque ligne d'iso-valeur vaut 0.05 de 0 à  $1.1 \text{ m.s}^{-1}$  et 0.03 de  $-0.26$  à  $0.41 \text{ K.cm.s}^{-1}$  respectivement

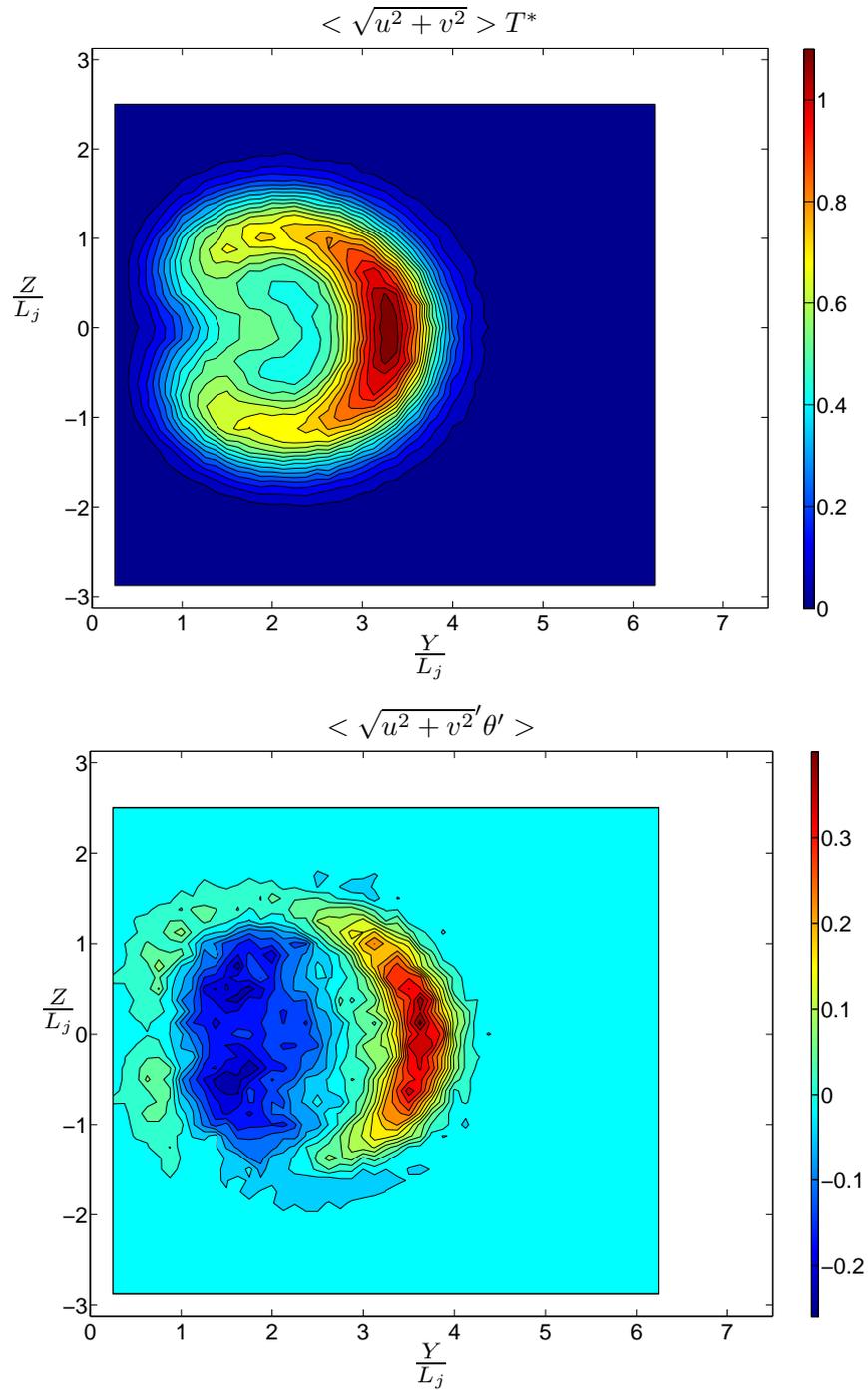


FIG. 5.20 - Flux des valeurs moyennes  $\langle \sqrt{u^2 + v^2} \rangle T^*$  et des fluctuations  $\langle \sqrt{u^2 + v^2} \theta' \rangle$  en  $X/L_j = 3$ ,  $r = 3.3$ . Chaque ligne d'iso-valeur vaut 0.05 de 0 à  $1.1 \text{ m.s}^{-1}$  et 0.03 de  $-0.26$  à  $0.41 \text{ K.cm.s}^{-1}$  respectivement

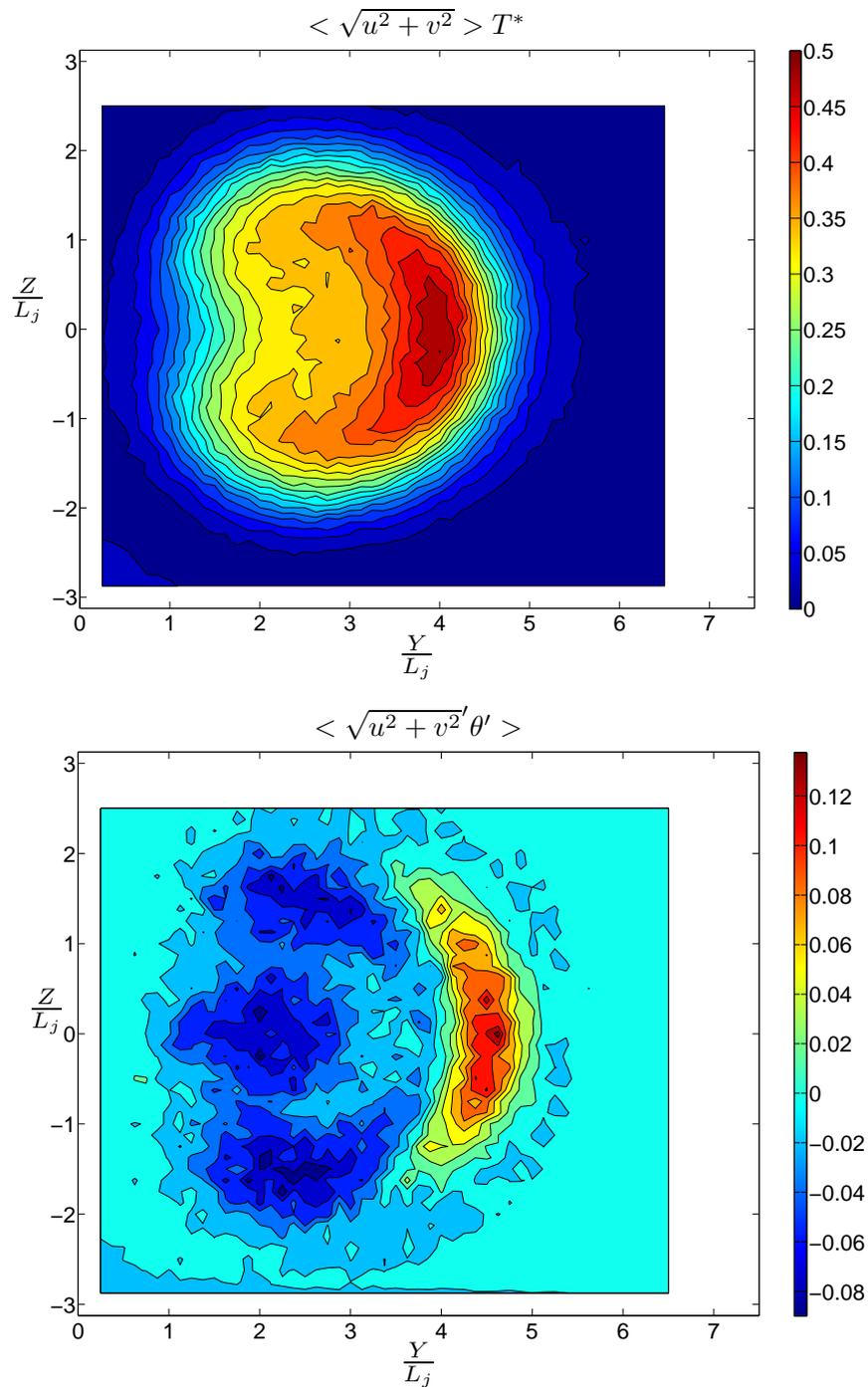


FIG. 5.21 - Flux des valeurs moyennes  $\langle \sqrt{u^2 + v^2} \rangle T^*$  et des fluctuations  $\langle \sqrt{u^2 + v^2} \theta' \rangle$  en  $X/L_j = 6$ .  $r = 3.3$ . Chaque ligne d'iso-valeur vaut 0.025 de 0 à 0.5  $\text{m.s}^{-1}$  et 0.0175 de -0.09 à 0.15  $\text{K.cm.s}^{-1}$  respectivement

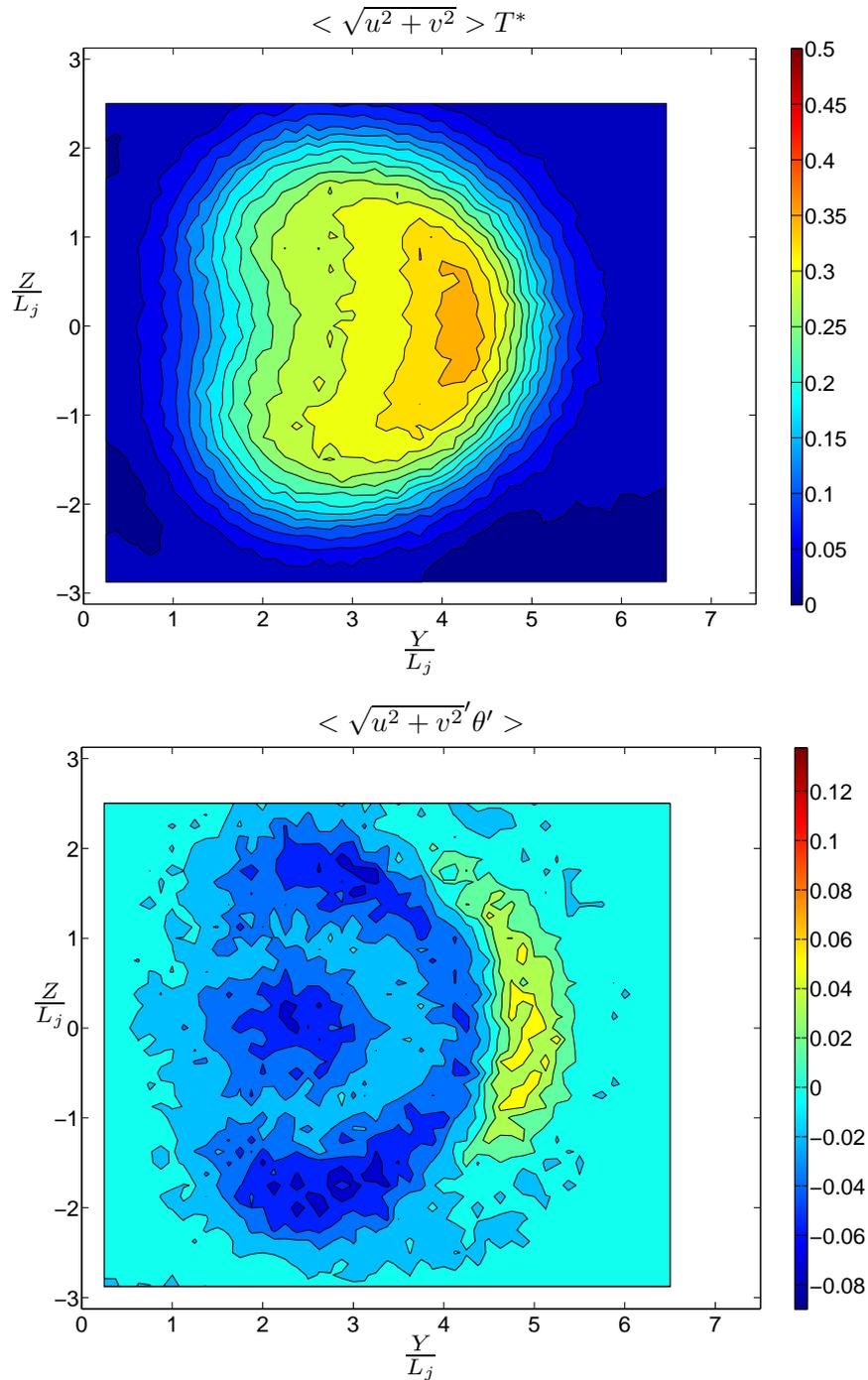


FIG. 5.22 - Flux des valeurs moyennes  $\langle \sqrt{u^2 + v^2} \rangle T^*$  et des fluctuations  $\langle \sqrt{u^2 + v^2} \theta' \rangle$  en  $X/L_j = 8.5$ .  $r = 3.3$ . Chaque ligne d'iso-valeur vaut 0.025 de 0 à 0.5m.s<sup>-1</sup> et 0.0175 de -0.09 à 0.15 K.cm.s<sup>-1</sup> respectivement

## 5.2 Le régime d'impact (exemple $r = 9.4$ )

De manière analogue au cas sans interaction  $r = 3.3$ , on étudie le cas du rapport  $r = 9.4$  caractéristique d'un régime avec "impact" à l'aide de cartographies de vitesse et de température réalisées dans différents plans de coupe, en allant de la sortie du jet vers l'aval. Dans cette configuration, les valeurs caractéristiques de l'écoulement sont  $U_j \approx 5.6 \text{ m.s}^{-1}$  (vitesse débitante) et  $U_\infty \approx 0.6 \text{ m.s}^{-1}$  pour un marquage en température  $\Delta T \approx 10^\circ\text{C}$  typiquement.

### 5.2.1 Plan médian horizontal ( $Z/L_j = 0$ )

La figure 5.23 présente des mesures de température effectuées dans le plan médian horizontal de la veine et du jet  $Z/L_j = 0$ . Le "coeur potentiel", où la température adimensionnée  $T^*$  est supérieure à 0.95 s'étend jusqu'à environ  $Y/L_j \approx 2.5$ . Comme dans le cas précédent sans impact, on remarque que cette zone n'est pas symétrique par rapport à l'axe vertical du jet mais décalé vers l'amont de ce dernier (cf. partie 4.8). La pénétration du jet dans l'écoulement principal se fait de manière quasi rectiligne et la déflexion du jet ne commence à être réellement visible qu'à partir de  $Y/L_j \approx 4$ . En  $X/L_j = 1$ , le jet est encore incliné d'environ  $70^\circ$  par rapport à l'écoulement principal contre seulement  $40^\circ$  dans le cas  $r = 3.3$ <sup>1</sup>). On peut définir le point d'impact du jet en paroi opposée par la localisation où la température  $y$  est maximale, c'est-à-dire en  $X/L_j \approx 1.5$ , où  $T^* \geq 0.3$ .

Les fluctuations thermiques sont quasi nulles dans le coeur potentiel du jet. La zone de plus grande activité thermique se situe sur le bord amont de l'enveloppe du jet, dans la couche de mélange, pour  $1 \leq Y/L_j \leq 3$  environ. A cet endroit, l'écart type maximal de température observé vaut  $\sigma_\theta = \frac{1}{4}\Delta T$ , une valeur qui est inférieure à celle que l'on avait relevé pour le rapport  $r = 3.3$  ( $\frac{1}{3}\Delta T$ <sup>1</sup>). Il existe également une zone d'activité thermique importante au niveau de l'enveloppe avale du jet (zone "sous le vent"), près de sa sortie, où ont lieu un enroulement des coins du bord aval du jet dans une zone de recirculation due aux basses pressions induites par l'effet d'obstacle créé par le jet pour l'écoulement principal.

Enfin, autant sur le champ moyen que sur le champ fluctuant, on observe pour  $-0.5 \leq X/L_j \leq 0$  et  $6.5 \leq Y/L_j \leq 7.5$  la trace du tourbillon de recirculation dû à l'impact et à l'interaction avec l'écoulement principal, qui avait été révélé par les visualisations (du paragraphe 4.4.1).

La figure 5.24 présente les cartographies statistiques de la grandeur cinématique  $\sqrt{u^2 + v^2}$ , obtenues avec la sonde à deux fils placée verticalement. Les valeurs moyennes maximales sont situées dans la zone potentielle, et forment un isocontour de forme triangulaire, légèrement asymétrique par rapport à l'axe du jet,

<sup>1</sup>cf. paragraphe 5.1.1

de par l'action de l'écoulement principal. Dans la zone de développement des CVP ( $1 \leq X/L_j \leq 3$  et  $3 \leq Y/L_j \leq 6$ ), on observe des valeurs plus importantes qui témoignent du retour du fluide au niveau du plan médian par action de ces structures. On peut remarquer une zone de vitesse plus faible aux abords de la paroi ( $2 \leq X/L_j \leq 3$  et  $6 \leq Y/L_j \leq 7$ ) qui suggère que la dynamique des CVP est freinée par sa proximité. Enfin, dans le coin en bas à droite de la cartographie, on observe une zone de vitesses plus importantes que celle de l'écoulement principal, qui est la signature du tourbillon de recirculation.

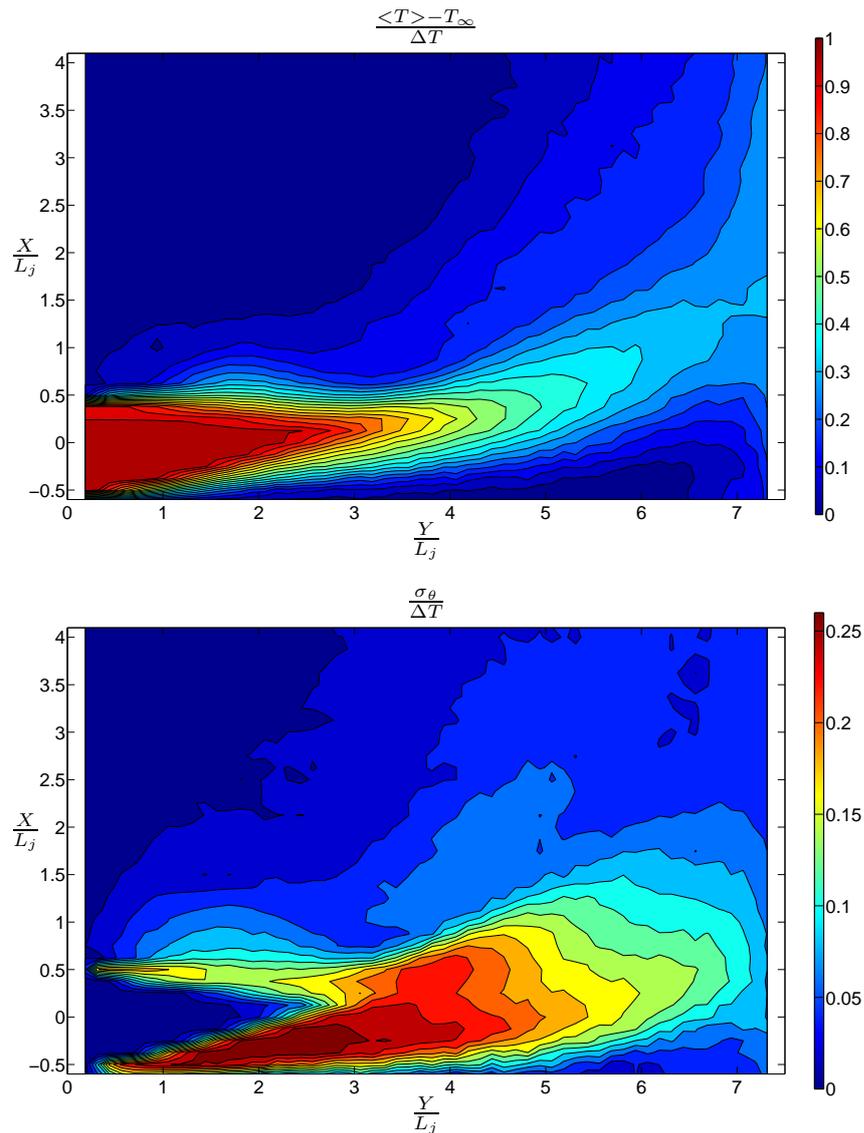


FIG. 5.23 - Cartographies de température moyenne (haut) et d'écart-type de température adimensionnés (bas) en  $Z/L_j = 0$ . Lignes d'iso-valeurs tous les 0.05 de 0 à 1 et de 0.02 de 0 à 0.26 respectivement

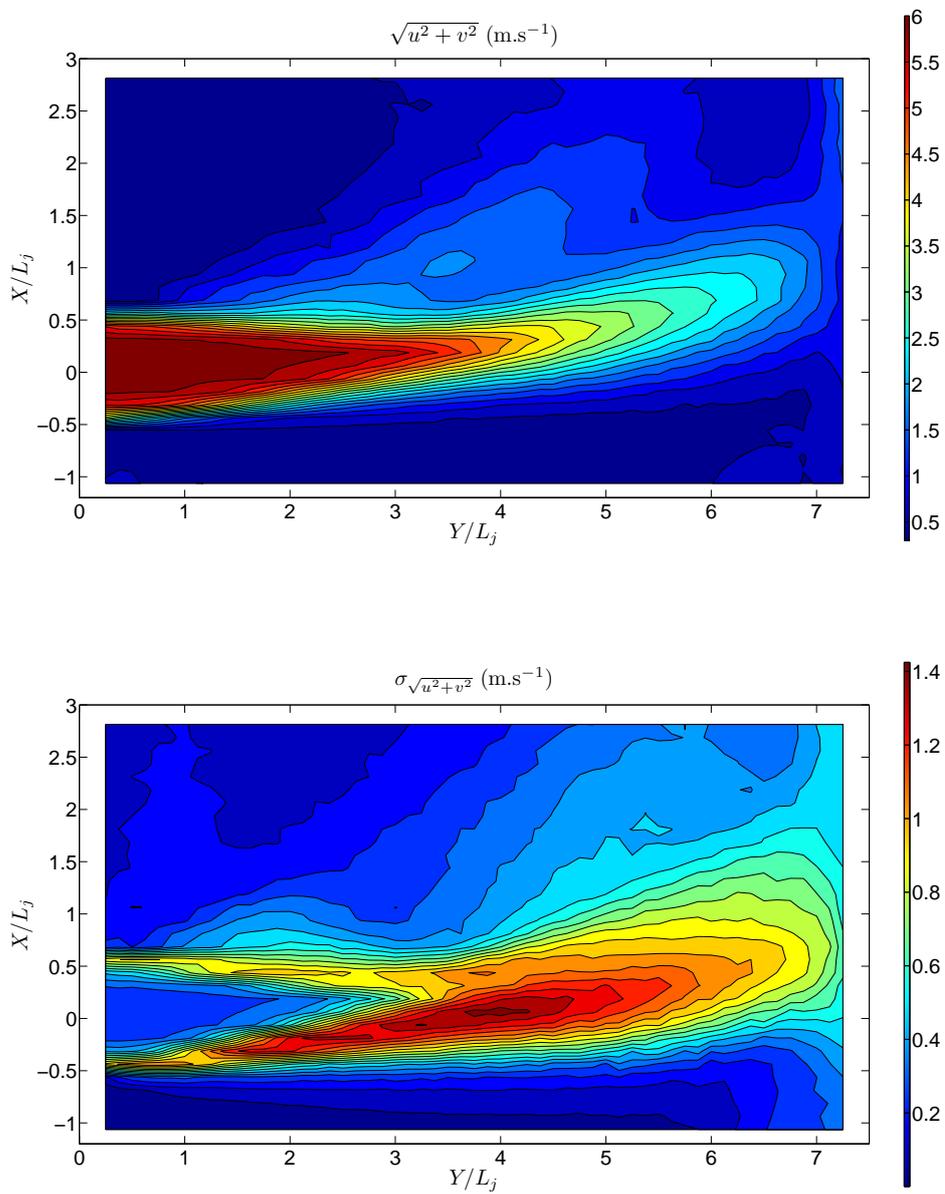


FIG. 5.24 - Cartographies de  $\langle \sqrt{u^2 + v^2} \rangle$  (haut) et d'écart-type  $\sigma_{\sqrt{u^2 + v^2}}$  (bas) en  $Z/L_j = 0$ . Lignes d'iso-valeurs tous les 0.3 m.s<sup>-1</sup> de 0.3 à 5.7 m.s<sup>-1</sup>

Les fluctuations de  $\sqrt{u^2 + v^2}$  (figure 5.24 du bas) donnent également plusieurs informations intéressantes sur le champ de vitesse dans le plan médian. Tout d'abord, les valeurs maximales sont situées niveau de la couche de mélange, tout comme pour les fluctuations thermiques. Ceci apparaît normal dans la mesure où cette zone ( $X/L_j \approx 0$  et  $Y/L_j \approx 4$ ) est marquée par l'action la plus importante de l'écoulement sur la déflexion du jet et le passage des structures de cette couche de mélange. Des valeurs de fluctuations très élevées sont maintenues presque jusqu'à la paroi d'impact. On retrouve également, comme pour le champ thermique, une zone de fluctuations relativement importantes (située en  $0.5 \leq X/L_j \leq 1$  et  $1 \leq Y/L_j \leq 3$ ) à l'endroit où l'enroulement des CVP à l'aval débute. On peut remarquer que l'expansion du jet en milieu de veine ( $Y/L_j = 3.75$ ) est située en  $-0.5 \leq X/L_j \leq 1.75$ , soit bien au delà de la seule zone colorée de fortes valeurs (comme le confirment les coupes du jet présentées sur les figures 5.38 et 5.39 pages 198 et 199). La zone du tourbillon de recirculation est elle aussi marquée par des valeurs plus importantes que celle de l'écoulement principal. Concernant le champ proche, le coeur potentiel du jet est marqué par des valeurs de fluctuations relativement faibles, au contraire des zones de ses bords amont et aval, où le mélange est fort et les valeurs importantes. Enfin, on peut observer la trace de fluctuations cinématiques dans le sillage du jet ( $X/L_j \approx 1$  et  $0.5 \leq Y/L_j \leq 1.5$ ), qui sont la trace vraisemblable de structures de sillage. On n'avait pas observé de telle signature sur le champ thermique, ce qui suggère bien que ce sont ces structures, issues de l'enroulement de la couche limite de l'écoulement principal, qui en sont la cause.

Ces mesures nous ont permis de tracer la ligne des valeurs maximales de  $\sqrt{u^2 + v^2}$  pour la comparer à celle que l'on avait obtenue avec les mesures de température. Ces deux lignes sont tracées sur la figure 5.25. On observe que contrairement à la ligne centrale thermique, la ligne des maxima cinématiques débute au centre du jet. Elles coïncident à partir de la fin de la zone potentielle et jusqu'à la zone de développement des CVP (pour  $2.5 \leq Y/L_j \leq 5$ ). À partir de  $Y/L_j \approx 5$ , la ligne cinématique pénètre légèrement plus l'écoulement principal, ce qui est en accord avec ce qui est constaté dans la littérature (cf. paragraphe 1.2.1).

En plaçant la sonde horizontalement (avec le fil perpendiculaire à la direction du jet Y), on a pu accéder à la grandeur  $\sqrt{v^2 + w^2}$ , qui permet, en considérant la composante  $w$  nulle en moyenne, d'extraire la composante  $u$ . Cette opération n'est possible qu'aux endroits où la sonde est orientée correctement par rapport à la direction de l'écoulement local, ce qui exclut notamment la zone de sillage. En revanche, dans le coeur du jet et quand celui-ci n'est pas encore très défléchi, cette décomposition est valable et nous a permis de tracer des vecteurs 2D dans le plan médian. C'est ce qui est présenté sur la figure 5.26, où l'on a superposé ces vecteurs à un zoom sur la zone qui nous intéresse sur la cartographie de  $\sqrt{u^2 + v^2}$ . Il est remarquable de constater que ces derniers sont déjà très inclinés sur la face avant du jet, dans la couche de mélange, ce qui indique que l'action de l'écoulement principal est importante dès le début de la zone d'interaction. On observe également une inclinaison relativement importante des vecteurs dans la zone potentielle du jet, qui renforce l'hypothèse d'une forte action de l'écoulement amont sur la déflexion du jet. Enfin,

proche du bord aval, le “deuxième” vecteur (tracé pour  $X/L_j = 0.25$  et  $Y/L_j = 1$ ) se redresse (parallèlement à l’axe Y) par rapport au “premier vecteur” (le plus proche de la sortie du jet, en  $X/L_j = 0.25$  et  $Y/L_j = 0.125$ ). Cette observation va dans le sens de celles de plusieurs auteurs qui constatent un rétrécissement de l’enveloppe du jet, l’enveloppe amont du jet étant défléchié tandis que l’enveloppe avale reste “droite” jusqu’à une distance de pénétration plus importante. Ainsi, certains auteurs observent même une légère réorientation de certaines lignes de courant vers le centre du jet. C’est le cas de New et al. (2004) [71] dont le tracé des lignes de courant pour un rapport  $r = 5$  est présenté sur la figure 5.27. On a ajouté une flèche rouge pour indiquer cette légère réorientation ressemble, en position et en “intensité”, à ce que nous constatons sur nos mesures.

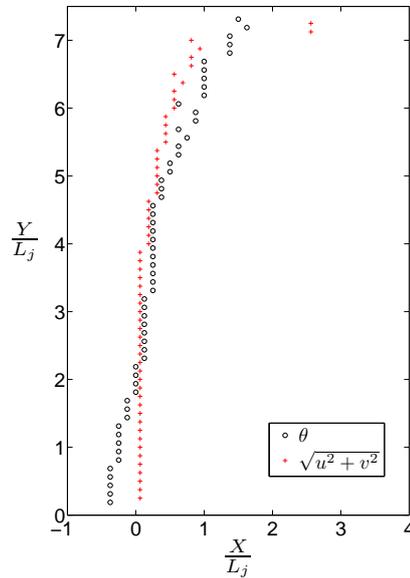


FIG. 5.25 - Comparaison entre les lignes des maxima de  $\theta$  et  $\sqrt{u^2 + v^2}$

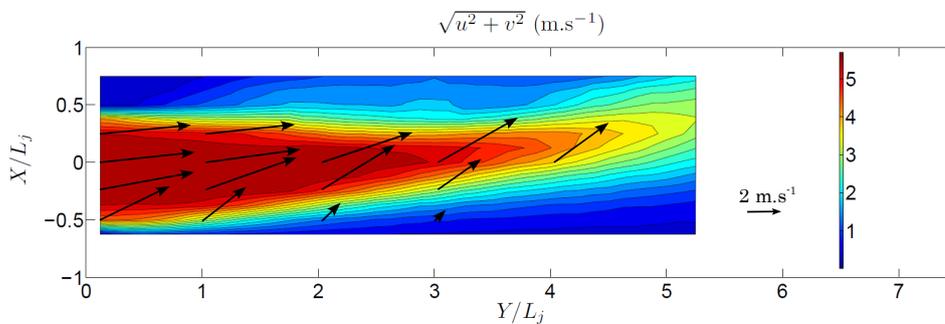


FIG. 5.26 -  $\langle \sqrt{u^2 + v^2} \rangle$  et vecteurs 2D en  $Z/L_j = 0$

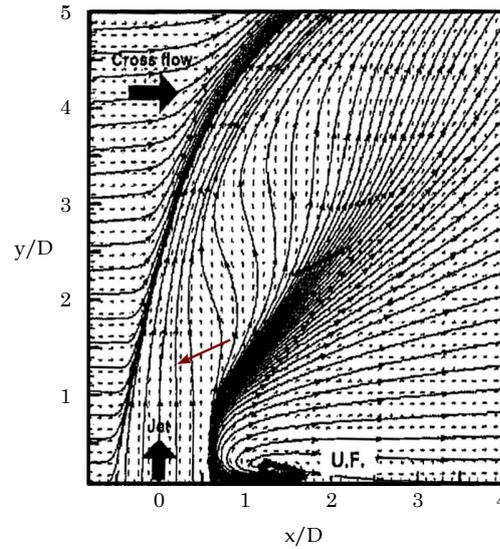


FIG. 5.27 - Lignes de courant dans le plan médian obtenues par New et al. (2004) [71] pour un rapport de vitesse  $r = 5$ . La flèche rouge indique l'endroit où la ligne de courant s'incline légèrement vers le centre du jet

### 5.2.2 Sortie de jet et zone de pénétration/développement

La figure 5.28 indique la localisation des plans de mesures présentés dans ce paragraphe. Comme pour le régime sans interaction, on a choisi de décrire d'abord l'évolution des champs de température pour revenir ensuite sur les cartographies cinématiques dont nous disposons.

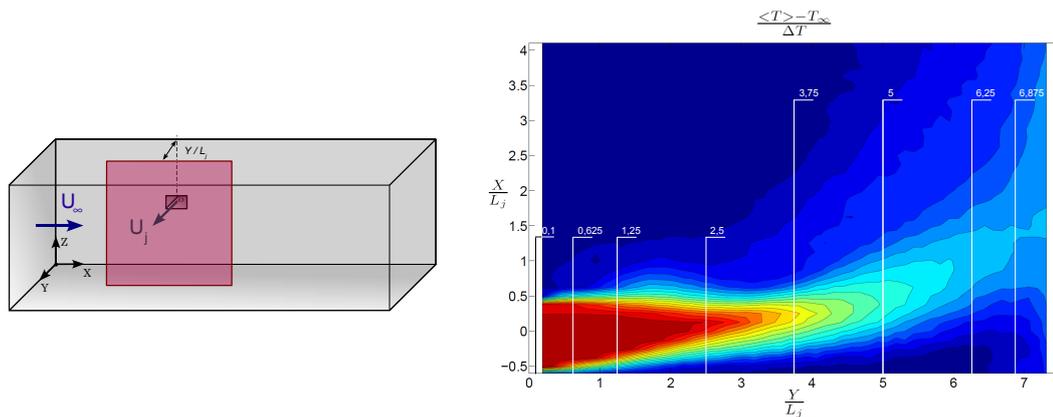


FIG. 5.28 - Localisation des plans de mesure (Y,Z)

#### Cartographies thermiques

➤ *Cartographie thermique en  $Y/L_j = 0.1$*

Sur le premier plan de coupe  $(X,Z)$  perpendiculaire à l'axe du jet en  $Y/L_j = 0.1$  (figure 5.29), les mesures de température montrent que l'enveloppe du jet porte encore très clairement la marque de la géométrie d'injection rectangulaire. La température y est très homogène; les températures maximales au sein de la zone de valeurs les plus élevées sont cependant situées vers le bord amont du jet (ce qui n'est pas visible sur la figure). La mise en rotation au niveau des deux coins de ce bord amont est très faible à cet endroit.

La cartographie des fluctuations thermiques montre une nouvelle fois l'homogénéité du marquage en température du jet par la valeur très faible de  $\sigma_\theta$ . Les principales zones d'activités thermiques sont situées le long du bord amont du jet mais aussi des bords latéraux (supérieur et inférieur sur l'image) où  $\sigma_\theta$  atteint  $\frac{1}{4}\Delta T$ . En revanche, l'activité thermique niveau du bord aval est assez faible et on ne distingue pas encore dans ce plan d'enroulement au niveau des coins.

➤ *Cartographie thermique en  $Y/L_j = 0.625$*

A une distance plus éloignée de la sortie du jet ( $Y/L_j = 0.625$ ), les mesures de températures présentées figure 5.30 montrent un début d'enroulement au niveau des coins du bord amont, de la même manière que pour le rapport  $r = 3.3$  étudié précédemment. C'est aussi dans ces coins que l'on observe l'activité thermique la plus importante.

La zone de température maximale est encore bien répartie sur tout l'intérieur du jet, avec un maximum vers l'amont (là encore non visible sur cette représentation). La turbulence thermique se situe sur tout le pourtour du jet, et on commence à distinguer un très léger enroulement au niveau des coins du bord aval de son enveloppe.

➤ *Cartographie thermique en  $Y/L_j = 1.25$*

Le champ moyen de température présenté sur la figure 5.31 montre une configuration proche du plan précédent observé : tandis que le bord amont de l'enveloppe du jet continue de subir une déformation due à l'action de l'écoulement principal, la zone la plus chaude est toujours située sur la partie amont de cette enveloppe. Les fluctuations thermiques les plus actives sont toujours réparties sur le pourtour du jet, avec un maximum situé à l'amont dans la couche de mélange (où  $\sigma_\theta$  atteint  $\frac{1}{4}\Delta T$ ). L'élargissement de la zone d'observation par rapport au plan précédent met cependant en évidence une zone de sillage actif thermiquement, notamment autour de  $X/L_j = 1$ . Ceci suggère l'existence de structures de sillage emportant avec elles une partie du fluide chauffé issue du jet. Ce mécanisme est décrit par Smith & Munjal [85] pour des rapports de vitesse supérieurs à 10. A l'aide de leurs visualisations, ils mettent en évidence une inversion dans les étapes du processus de formation des

structures de sillage proposé par Fric & Roshko [37]. A cause de la trajectoire très rectiligne du jet aux forts rapports de vitesse, le vortex de sillage est d'abord étiré avant de relier la paroi à l'enveloppe du jet ; on retrouve ainsi du fluide issu du jet avoir un mouvement vertical selon l'axe de ce vortex.

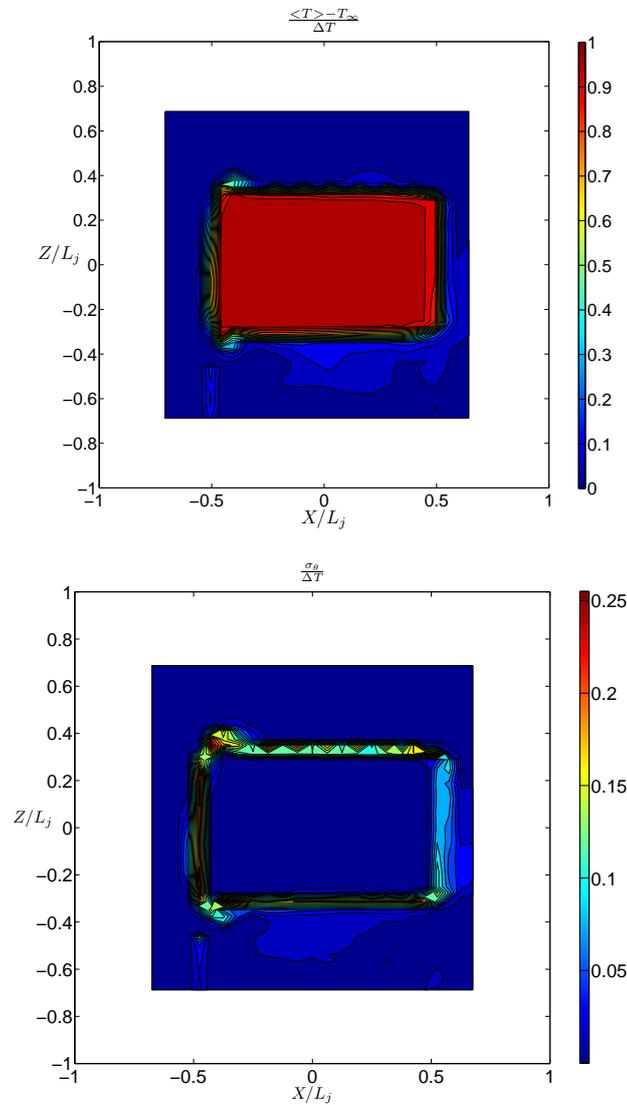


FIG. 5.29 - Cartographies de température moyenne (haut) et d'écart-type de température (bas) adimensionnés en  $Y/L_j = 0.1$ . Valeur moyenne du  $\Delta T$  :  $6.8^\circ\text{C}$ . Chaque ligne d'isovaleur vaut 0.05 de 0 à 1 et 0.015 de 0 à 0.26 respectivement

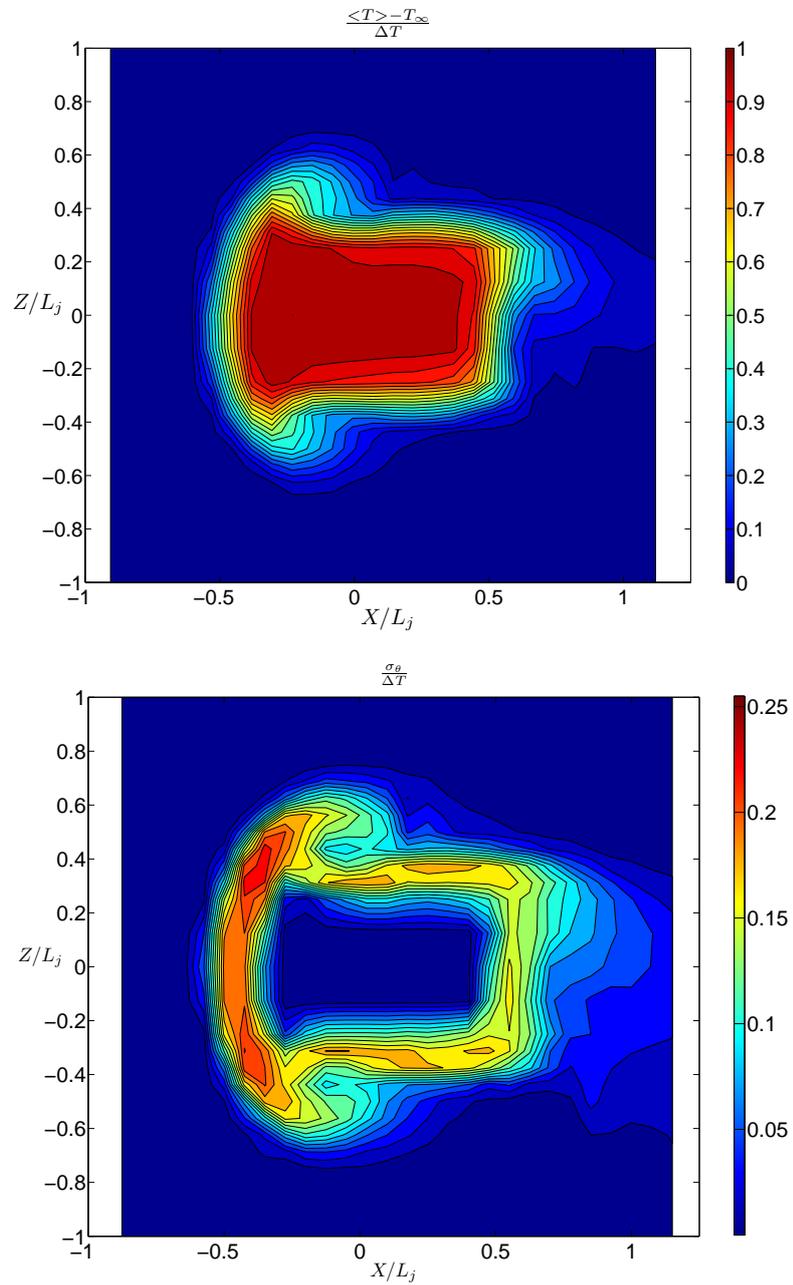


FIG. 5.30 - Cartographies de température moyenne (haut) et d'écart-type de température (bas) adimensionnés en  $Y/L_j = 0.625$ . Valeur moyenne du  $\Delta T$  :  $6.8^\circ\text{C}$ . Chaque ligne d'iso-valeur vaut 0.05 de 0 à 1 et 0.015 de 0 à 0.26 respectivement

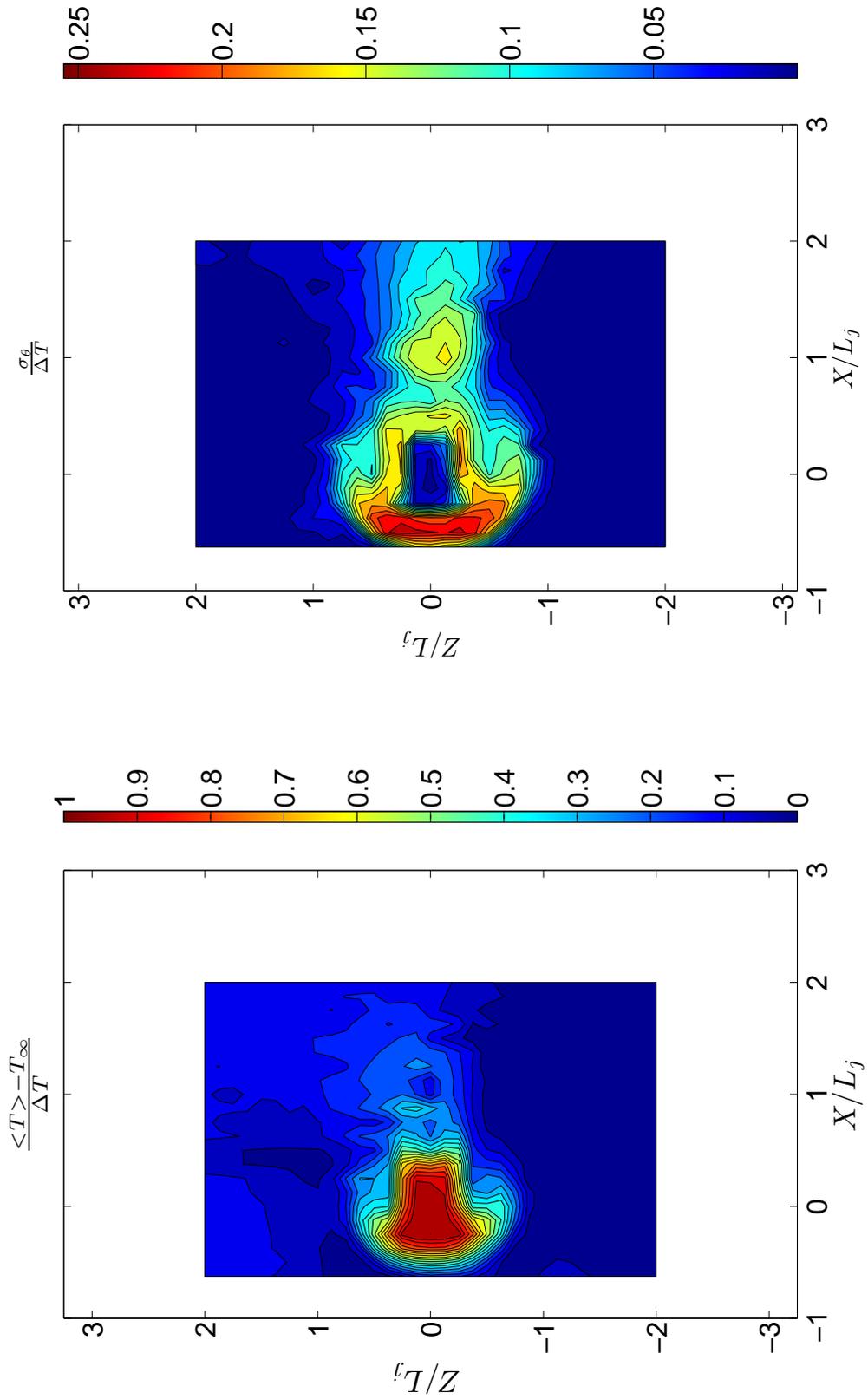


FIG. 5.31 - Valeur moyenne de température et d'écart-type de température adimensionnés en  $Y/L_j = 1.25$ .  $r = 9.4$ . Chaque ligne d'iso-valeur vaut 0.05 de 0 à 1 et 0.015 de 0 à 0.26 respectivement

Les plans de coupe suivants sont comme précédemment parallèles à l'écoulement principal, mais situés plus loin de la sortie du jet sur l'axe Y, et correspondent donc à la "zone de développement".

➤ *Cartographie thermique en  $Y/L_j = 2.5$*

La figure 5.32 présente les cartographies thermiques statistiques en  $Y/L_j = 2.5$ . Les valeurs moyennes montrent que l'enveloppe du jet s'est considérablement arrondie, surtout en ce qui concerne l'enveloppe amont. Néanmoins, la signature de la géométrie rectangulaire est toujours visible par la forme des contours latéraux qui relie l'enveloppe amont à l'enveloppe aval. La zone de température maximale, circulaire, est réduite ( $-0.1 \leq Z/L_j \leq 0.1$ ,  $0.2 \leq X/L_j \leq 0.3$ ) et associée à de faibles valeurs de fluctuations thermiques, ce qui indique que le fluide à cet endroit est un résidu issu du coeur potentiel du jet.

La cartographie des fluctuations thermiques montre une forme "en croissant" qui témoigne de l'action de l'écoulement principal sur le jet, avec une valeur maximale toujours située dans la couche de mélange, où  $\sigma_\theta = \frac{1}{4}\Delta T$ . On note également la présence d'une zone d'activité relativement importante au niveau de l'enveloppe aval.

➤ *Cartographie thermique en  $Y/L_j = 3.75$*

Le champ de température moyenne (figure 5.33) montre que l'enveloppe du jet adopte cette fois une forme de "croissant", et a perdu toute trace d'influence de la géométrie d'injection du jet. La valeur de la température adimensionnée dans la zone centrale n'est plus que de  $T^* \approx 0.65$ . Si la forme globale de l'enveloppe des fluctuations de température a assez peu changé, la répartition des lignes d'isovaleurs à l'intérieur a été modifiée. La zone la plus active est quasi-circulaire et s'étend du bord amont au bord aval. Enfin, deux zones à la fois de valeurs moyennes et de fluctuations plus importantes (pour  $X/L_j \geq 1.5$  et  $Z/L_j \geq 1$  resp.  $Z/L_j \geq -1$ ) témoignent de la présence des structures de recirculation qui seront mises en évidence ci-après (cf. paragraphe 5.2.4).

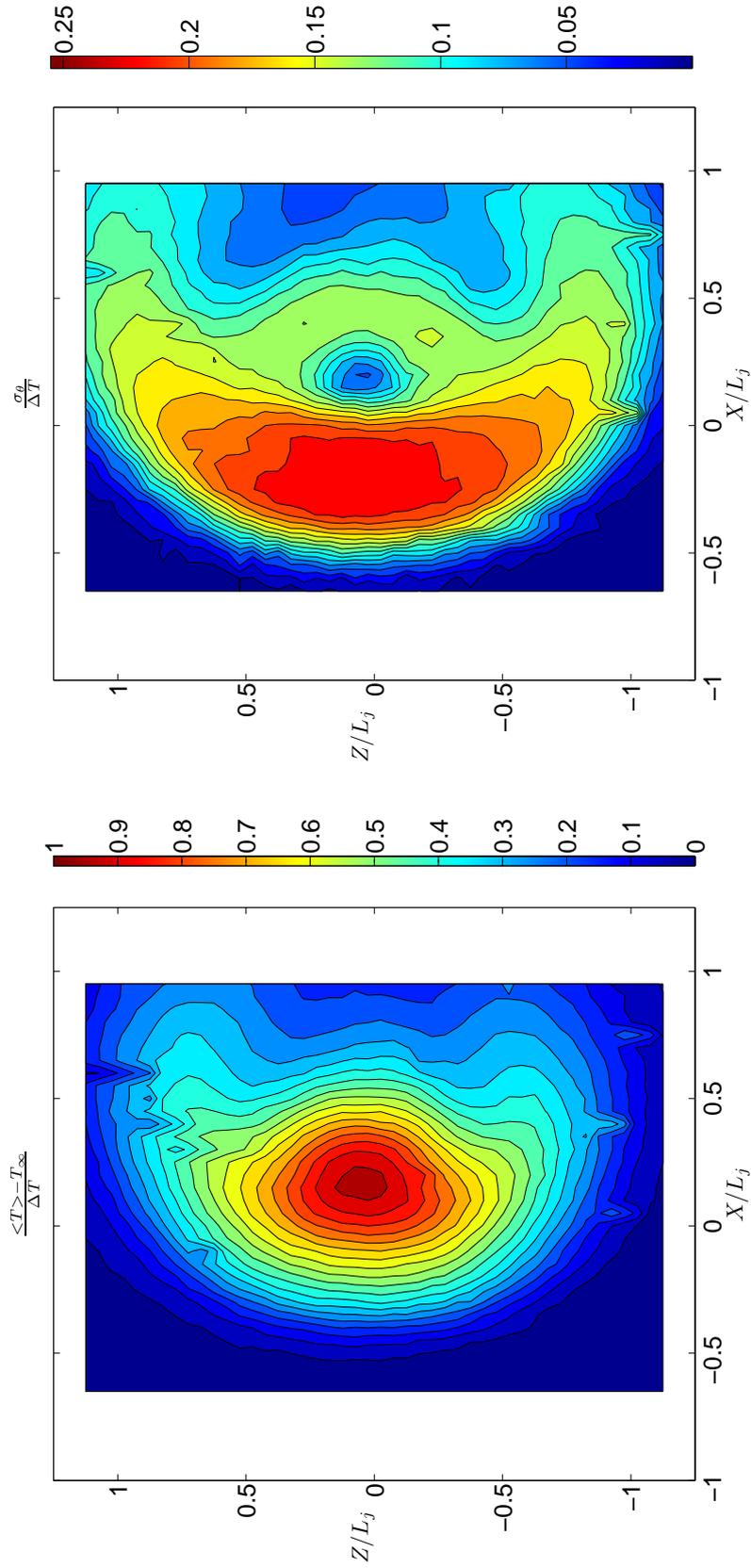


Fig. 5.32 - Valeur moyenne de température et d'écart-type de température adimensionnés en  $Y/L_j = 2.5$ ,  $r = 9.4$ . Valeur moyenne du  $\Delta T : 6.8^\circ\text{C}$ . Chaque ligne d'iso-valeur vaut 0.05 de 0 à 1 et 0.015 de 0 à 0.26 respectivement

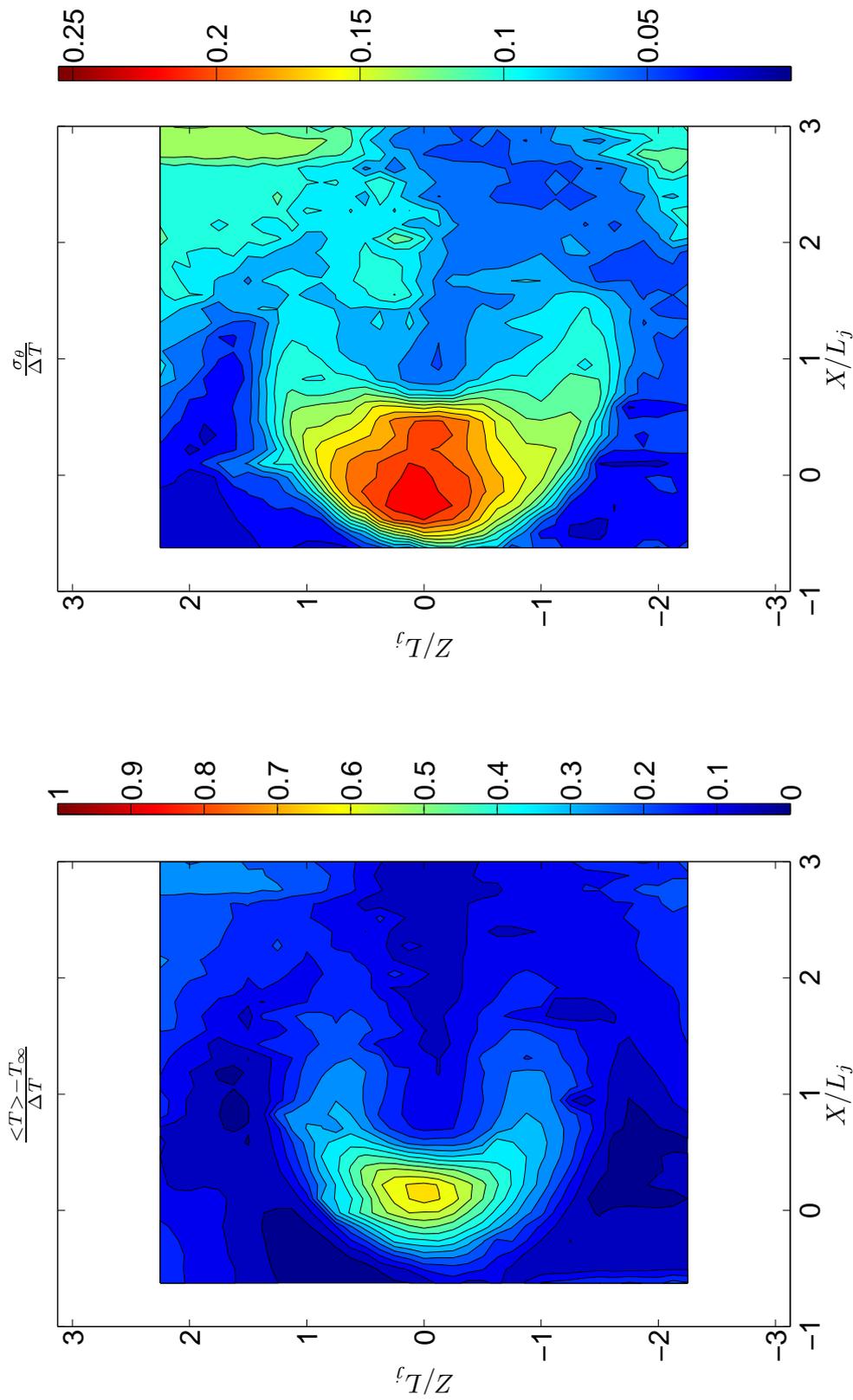


FIG. 5.33 - Valeur moyenne de température et d'écart-type de température adimensionnés en  $Y/L_j = 3.75$ ,  $r = 9.4$ . Valeur moyenne du  $\Delta T$  :  $10.8^\circ\text{C}$ . Chaque ligne d'iso-valeur vaut 0.05 de 0 à 1 et 0.015 de 0 à 0.26 respectivement

➤ *Cartographies thermiques en  $Y/L_j = 5$ ,  $Y/L_j = 6.25$  et  $Y/L_j = 6.875$*

Les figures 5.34, 5.35 et 5.36 présente le champ statistique de température en  $Y/L_j = 5$ ,  $Y/L_j = 6.25$  et  $Y/L_j = 6.875$  respectivement, plans de coupe situés dans le dernier tiers de la largeur du conduit avant l'impact. Notons que pour ces ordonnées, le jet est encore très peu deflecté, l'angle d'inclinaison par rapport à l'écoulement principal étant de  $60^\circ$  environ.

Les cartographies des valeurs moyennes montrent que plus on s'approche de la paroi suivant l'axe Y, plus la valeur maximale de la température adimensionnée  $T^*$  diminue d'une part, et plus la forme en croissant de l'enveloppe du jet se mue en une forme circulaire, dont la partie centrale (à température maximale) s'étend. Sur ces trois figures, on observe dans les parties supérieures et inférieures de la veine des zones de valeur moyenne plus importante (pour  $Z/L_j \geq 2$ , resp.  $Z/L_j \leq -2$ ) qui sont la trace des structures de recirculation contraintes par les parois horizontales.

Concernant les fluctuations thermiques, les observations sont sensiblement identiques. La zone de fluctuation maximale, toujours situé vers l'amont du jet, s'étend et voit la valeur de  $\sigma_\theta$  décroître à mesure que l'on s'approche de la paroi d'impact. La forme générale de l'enveloppe du jet passe du "croissant" précédemment observé à une sorte de demi-cercle, les "branches" ayant disparu, à cause de la diffusion d'une part mais surtout de la faible distance à la paroi d'impact qui structure l'écoulement. En effet l'activité tourbillonnaire s'estompe à son approche, comme on avait pu le voir sur les visualisations les plus proches de cette paroi (paragraphe 4.7.1, page 127) qui montraient un impact quasi-isotrope et dépourvu de toute trace d'activité des CVP.

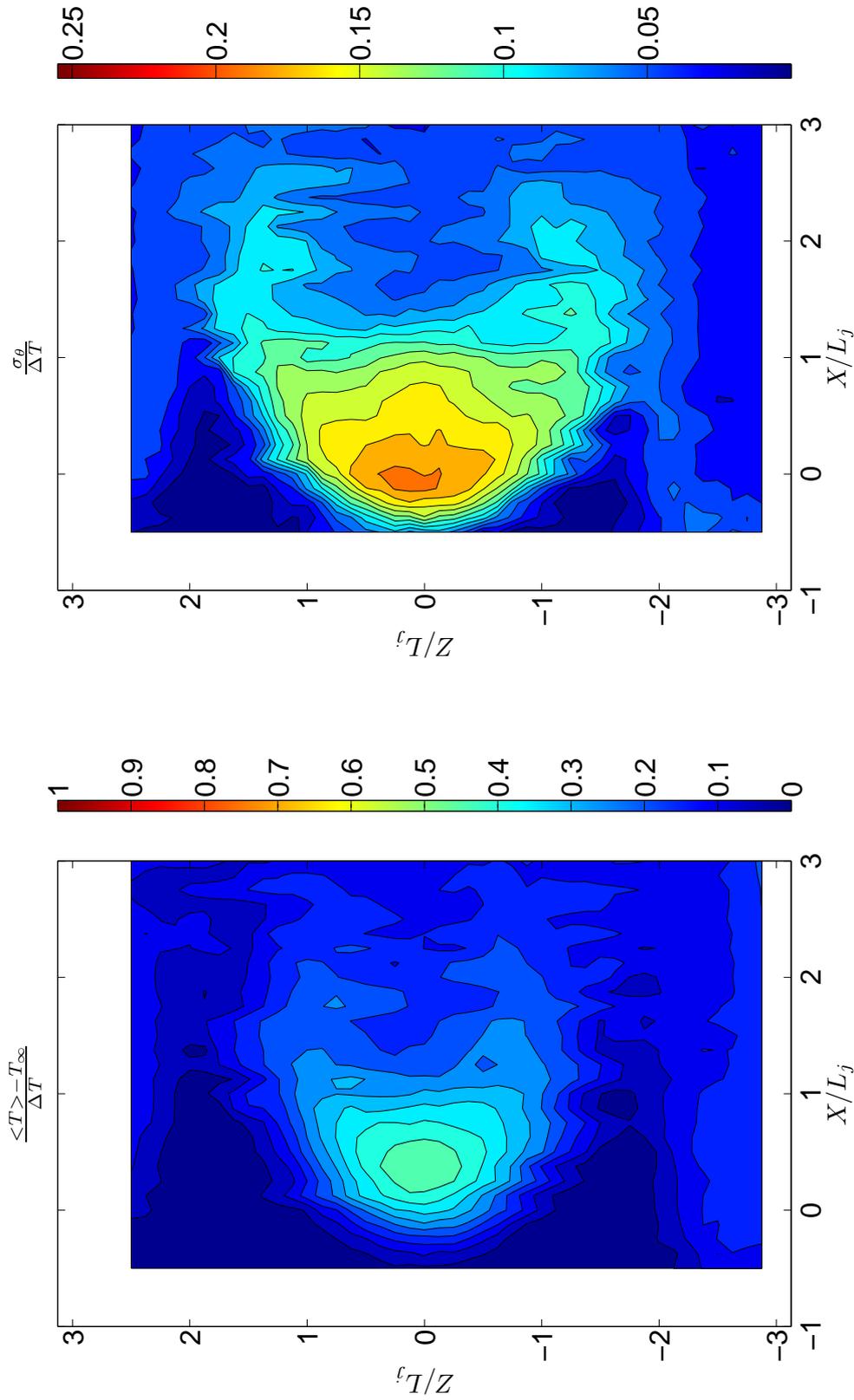


FIG. 5.34 - Valeur moyenne de température et d'écart-type de température adimensionnés en  $Y/L_j = 5$ ,  $r = 9.4$ . Valeur moyenne du  $\Delta T : 11.2^\circ\text{C}$ . Chaque ligne d'iso-valeur vaut 0.05 de 0 à 1 et 0.015 de 0 à 0.26 respectivement

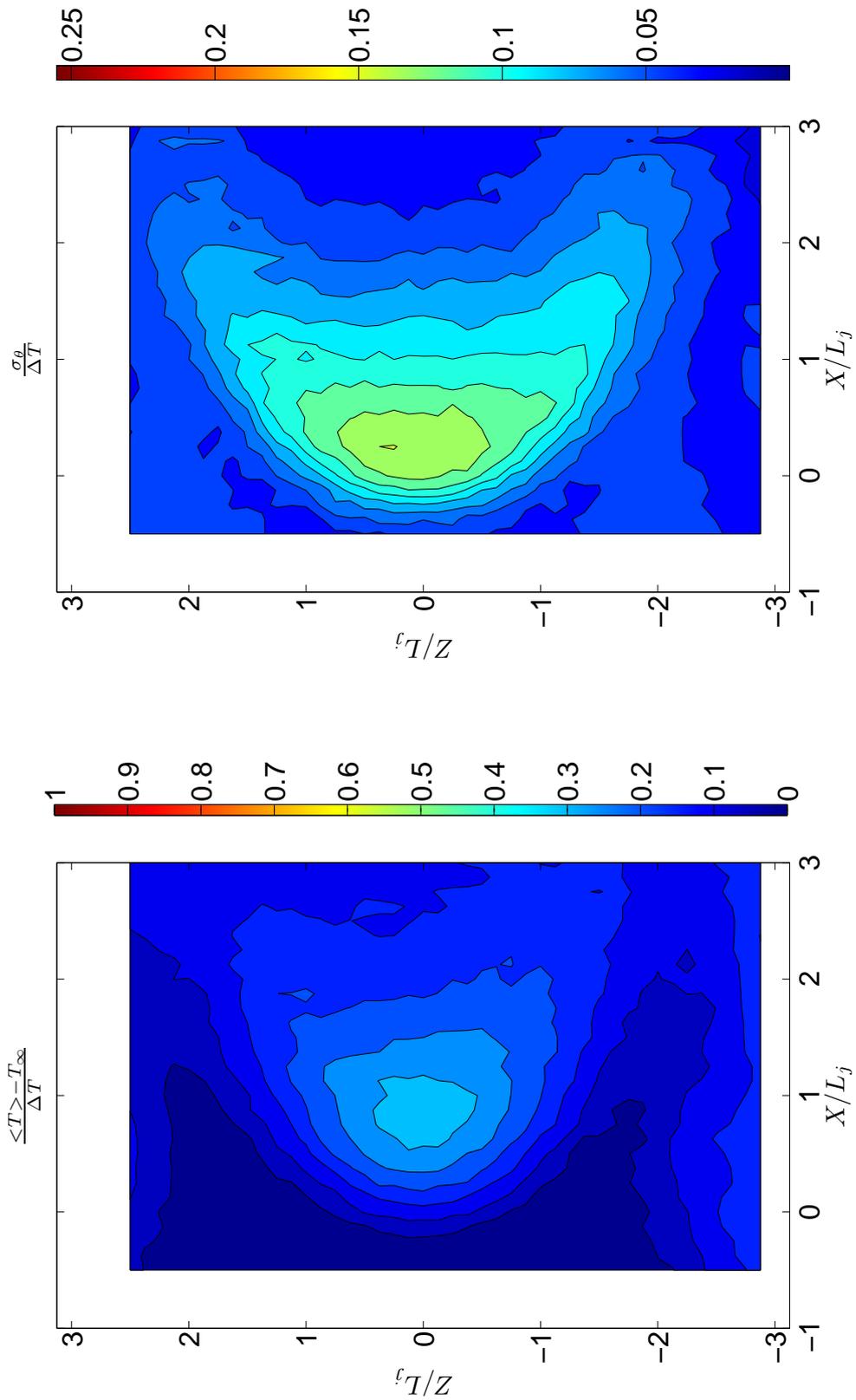


FIG. 5.35 - Valeur moyenne de température et d'écart-type de température adimensionnés en  $Y/L_j = 6.25$ ,  $r = 9.4$ . Valeur moyenne du  $\Delta T : 11.2^\circ\text{C}$ . Chaque ligne d'iso-valeur vaut 0.05 de 0 à 1 et 0.015 de 0 à 0.26 respectivement

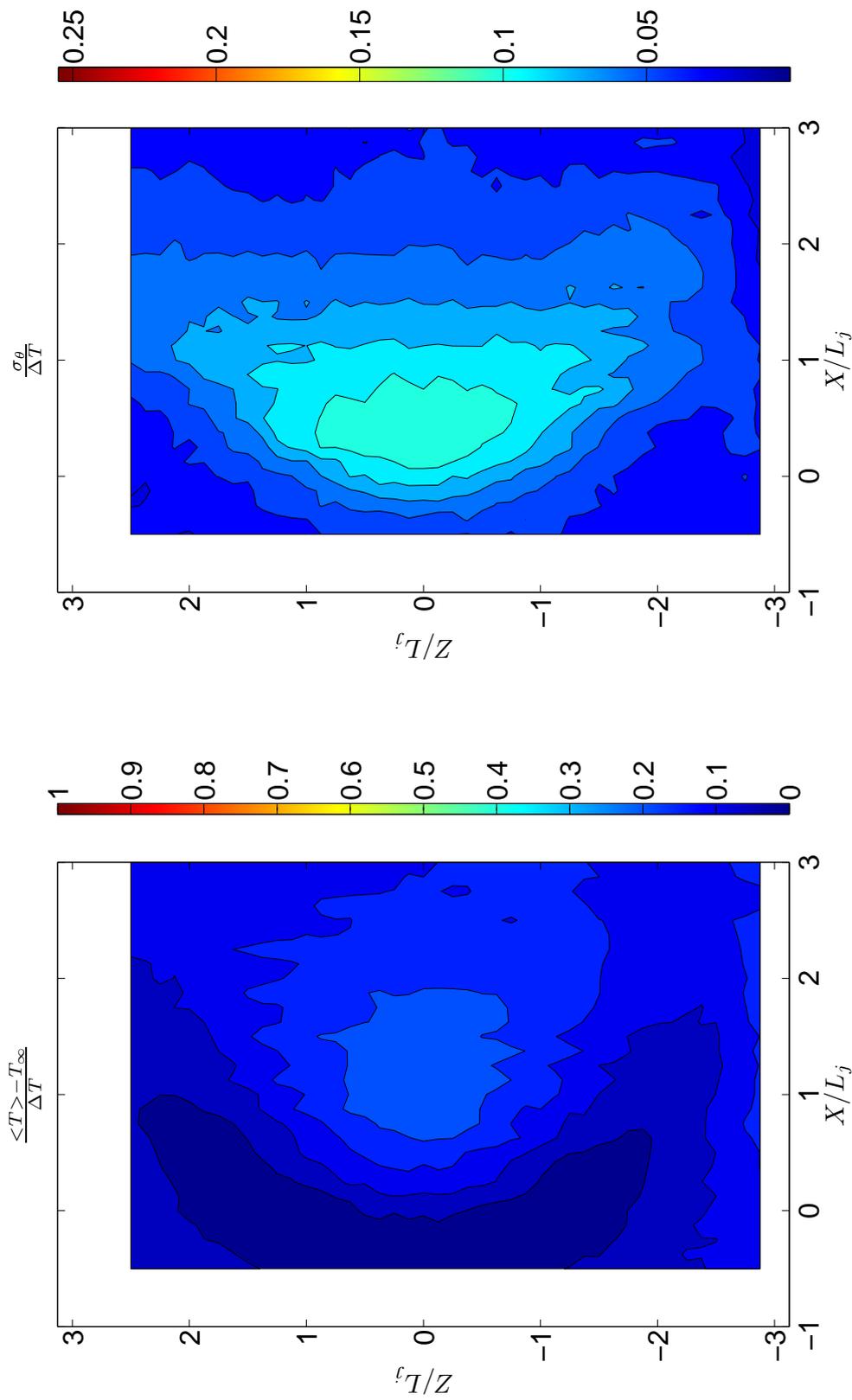


FIG. 5.36 - Valeur moyenne de température et d'écart-type de température adimensionnés en  $Y/L_j = 6.875$ .  $r = 9.4$ . Valeur moyenne du  $\Delta T : 11.3^\circ\text{C}$ . Chaque ligne d'iso-valeur vaut 0.05 de 0 à 1 et 0.015 de 0 à 0.26 respectivement

### Cartographies cinématiques

➤ *Cartographie cinématique  $\sqrt{v^2 + w^2}$  en  $Y/L_j = 1.25$*

Les mesures suivantes, dans un plan perpendiculaire à l'axe du jet, en  $Y/L_j = 1.25$ , ont été effectuées à l'aide d'une sonde à deux fils parallèles (de diamètre  $d_w = 0.35\mu\text{m}$ ) placés horizontalement. Le fil chaud est donc sensible à la grandeur  $\sqrt{v^2 + w^2}$ .

Les mesures cinématiques (présentées sur la figure 5.37) permettent d'observer une zone centrale de vitesse très homogène au cœur du jet, pour l'essentiel constituée de  $v \approx U_j$  à cette distance relativement faible de pénétration. Comme sur le champ thermique, on peut observer l'arrondissement du bord amont du jet.

Le champ fluctuant montre que la principale activité turbulente est également située sur ce bord amont, à cause d'une part de la déviation imposée par l'écoulement principal (action sur la composante  $v$ ) et d'autre part de la mise en rotation à ce même endroit (action sur  $w$ ).  $\sigma_{\sqrt{v^2+w^2}}$  y atteint une valeur d'environ  $1.5 \text{ m.s}^{-1}$ , c'est-à-dire 25% de  $\sqrt{v^2 + w^2}$ .

Enfin, on peut également constater une zone d'activité au niveau du bord aval ainsi qu'une zone de sillage présentant une valeur de  $\sigma_{\sqrt{v^2+w^2}}$  légèrement plus importante, ce qui constitue une preuve supplémentaire de la présence de structures de sillage à cet endroit.

➤ *Cartographies cinématiques  $\sqrt{v^2 + w^2}$  et  $\sqrt{u^2 + v^2}$  en  $Y/L_j = 3.75$*

La même sonde a été placée successivement horizontalement et verticalement (perpendiculairement à l'axe Y), ce qui nous permet de disposer des champs cinématiques  $\sqrt{v^2 + w^2}$  et  $\sqrt{u^2 + v^2}$  à mi-distance entre la sortie du jet et la paroi d'impact ( $Y/L_j = 3.75$ ).

Concernant les champs cinématiques (figures 5.38 et 5.39), les cartographies de valeurs moyennes des deux grandeurs mesurées présentent sensiblement la même forme "en croissant", à ceci près que les deux "branches" de ce croissant sont plus petites et présentent une valeur plus importante pour  $\sqrt{u^2 + v^2}$  et sont plus larges et de valeur plus faible pour  $\sqrt{v^2 + w^2}$ . Outre le fait de souligner encore une fois le caractère extrêmement tridimensionnel de l'écoulement, ceci traduit que de part et d'autre de l'enveloppe du jet, la composante d'entraînement selon l'axe principal de la veine,  $u$ , est plus importante. En effet, le fluide mis en rotation de l'enveloppe amont vers le bas et vers le haut de la veine est contraint par l'écoulement principal à se réorienter. La rotation globale des tourbillons contrarotatifs du côté de l'enveloppe aval engendre un mouvement vertical qui augmente la composante  $w$  et crée les deux zones plus larges observées sur la cartographie de  $\sqrt{v^2 + w^2}$ . La constatation

est identique sur les mesures de fluctuations. Le maximum est dans les deux cas situés sur l'enveloppe amont, mais la valeur est plus importante pour  $\sqrt{v^2 + w^2}$  à cause de la mise en rotation du fluide. En revanche, la valeur est plus faible sur les "branches" ( $Z/L_j \approx \pm 1, 0 \leq X/L_j \leq 1.5$ ) que dans le cas de  $\sqrt{u^2 + v^2}$  à cause de la déviation par l'écoulement principal.

Enfin, on peut observer, notamment sur les deux cartographies des fluctuations cinématiques, la trace là aussi des structures de recirculation dont on a parlé précédemment concernant le champ thermique correspondant.

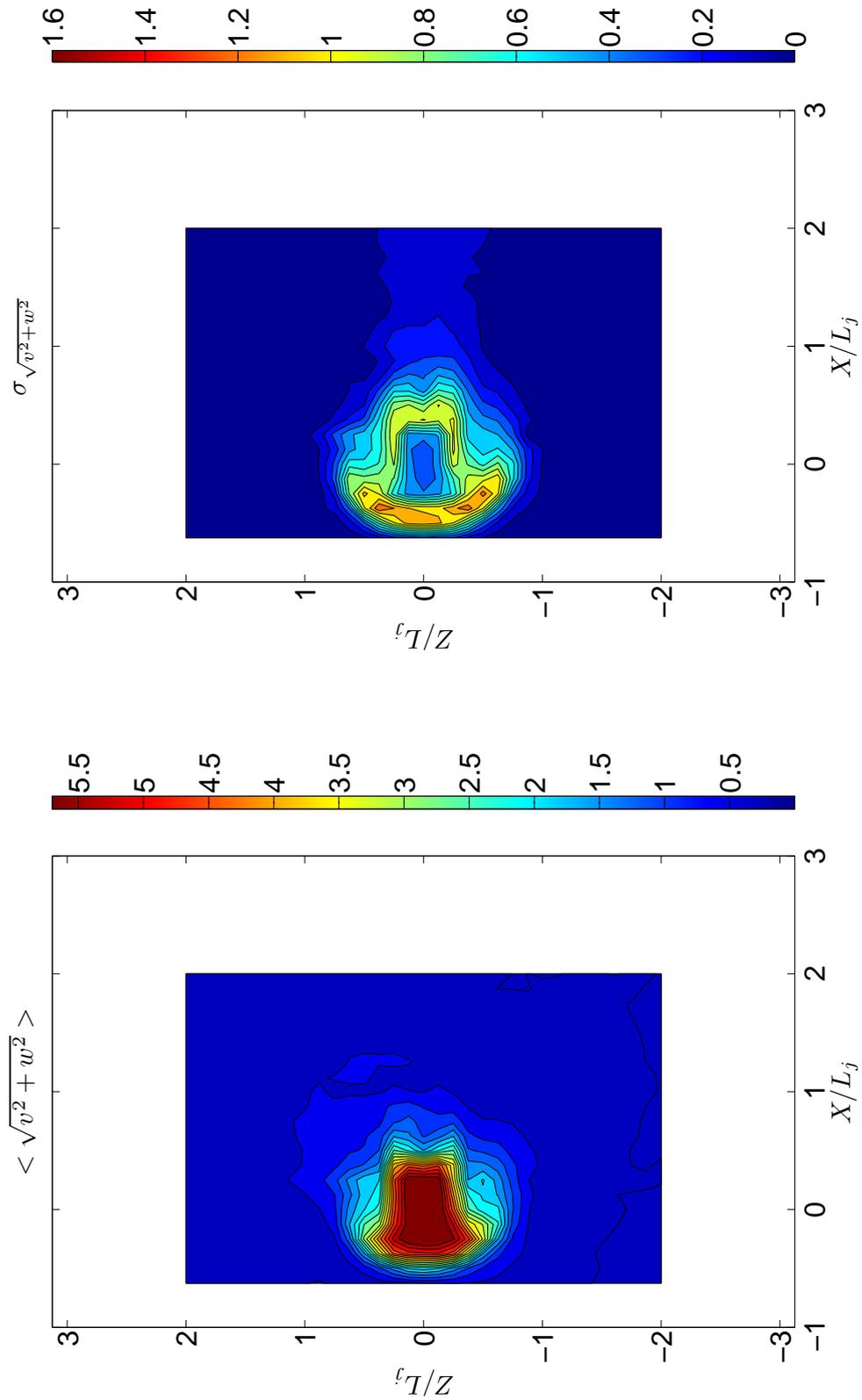


FIG. 5.37 - Valeur moyenne et écart-type de  $\sqrt{v^2 + w^2}$  en  $Y/L_j = 1.25$ ,  $r = 9.4$ . Chaque ligne d'iso-valeur vaut  $30\text{cm.s}^{-1}$  et  $10\text{cm.s}^{-1}$  de 0 à  $1.6\text{m.s}^{-1}$  respectivement

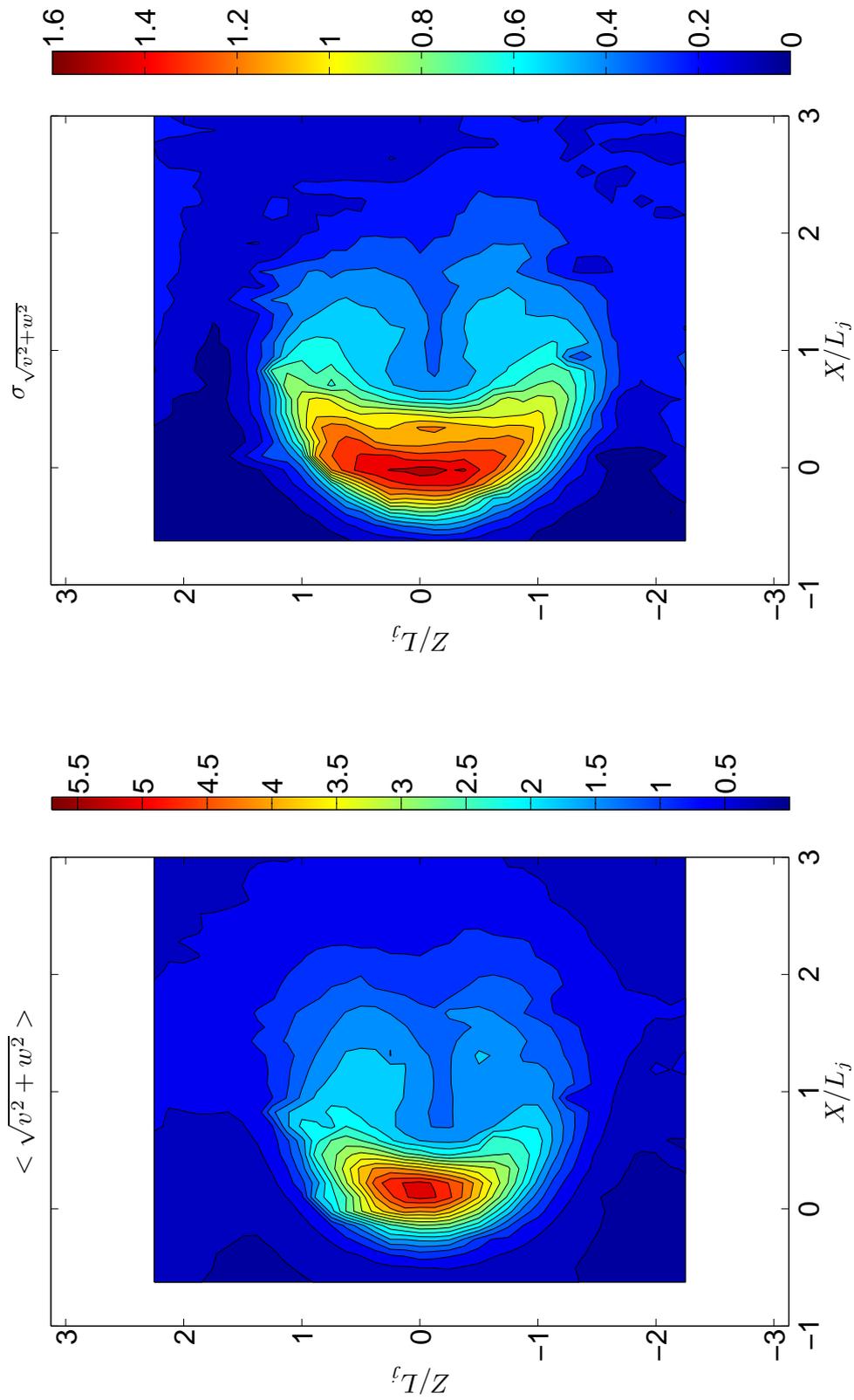


FIG. 5.38 - Valeur moyenne et écart-type de  $\sqrt{v^2 + w^2}$  en  $Y/L_j = 3.75$ ,  $r = 9.4$ . Chaque ligne d'iso-valeur vaut 0.3 de 0 à 5.7 et 0.1 de 0 à 1.6 respectivement

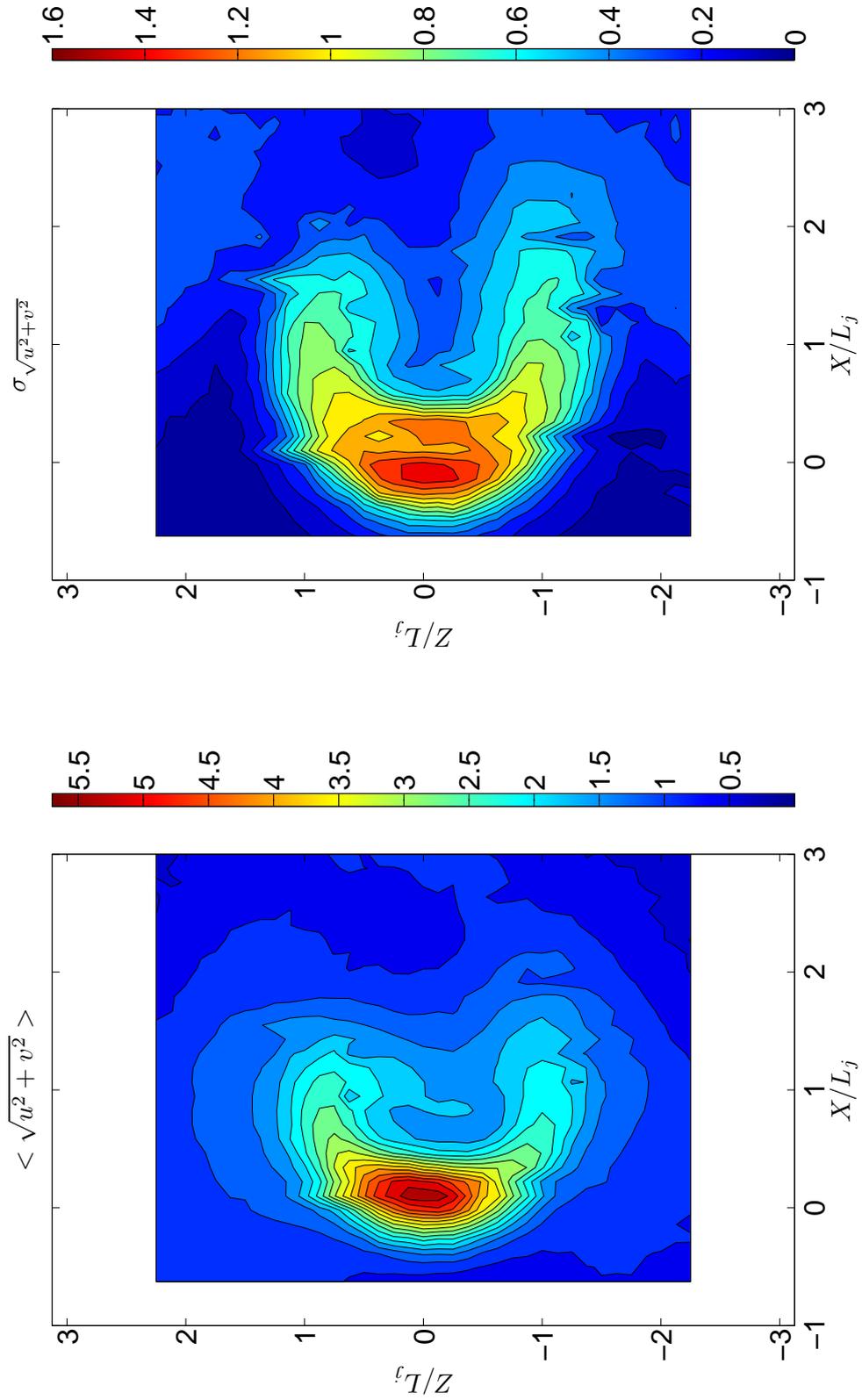


FIG. 5.39 - Valeur moyenne et écart-type de  $\sqrt{u^2 + v^2}$  en  $Y/L_j = 3.75$ .  $r = 9.4$ . Chaque ligne d'iso-valeur vaut 0.3 de 0 à 5.7 et 0.1 de 0 à 1.6 respectivement

## 5.2.3 Impact

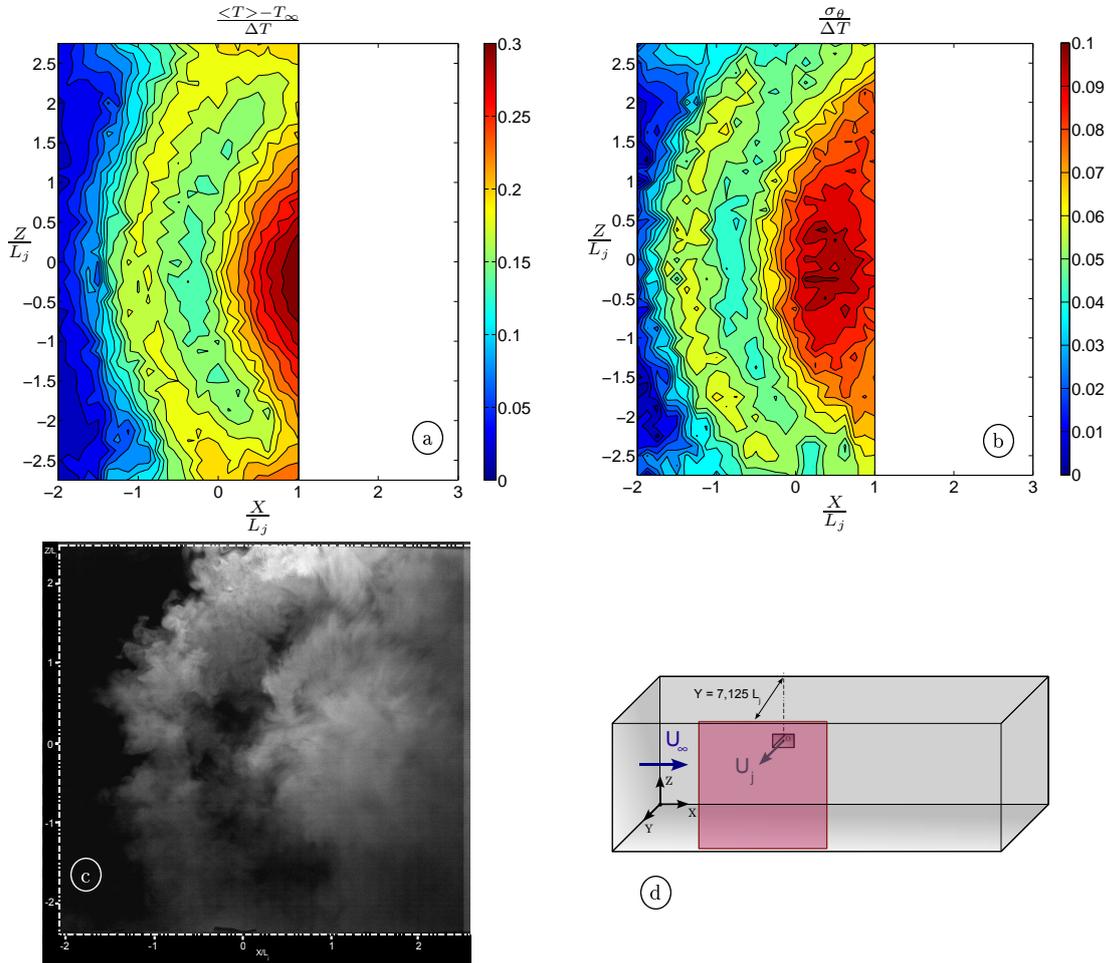


FIG. 5.40 - Cartographies de température moyenne (a) et d'écart-type de température adimensionnés (b) en  $Y/L_j = 7.125$ . Lignes d'iso-valeurs tous les 0.015 de 0.03 à 0.3 et tous les 0.005 de 0 à 0.095 respectivement.  $\Delta T = 12.1^\circ\text{C}$ . (c) : Visualisation instantanée ( $X, Z$ ) dans le même plan  $Y/L_j = 7.125$  (schématisé en (d))

Afin de décrire la structuration liée à l'impact, qui s'effectue au proche voisinage de la paroi, la figure 5.40 présente les cartographies thermiques (a) et (b) dans un plan parallèle à cette paroi en  $Y/L_j = 7.125$  (d), ainsi qu'une visualisation instantanée de l'écoulement effectuée dans le même plan (c).

La cartographie moyenne montre que la zone centrale d'impact est circulaire et située au milieu de la veine ( $-1.5 \leq Z/L_j \leq 1.5$  et  $X/L_j \geq 0.5$ ), avec une température maximale mesurée de  $T^* \approx 0.3$ . La zone de fluctuations correspondante est plus étendue ( $-2.5 \leq Z/L_j \leq 2.5$  et  $X/L_j \geq 0$ ), et les valeurs maximales observées pour  $\sigma_\theta$  sont de  $0.1\Delta T$ , soit 30% de la valeur de  $T^*$ .

On observe clairement la structure de recirculation “en banane” ( $-1 \leq X/L_j \leq -0.5$ ), que l’on avait mise en évidence au chapitre concernant l’étude globale (paragraphe 4.7.1), qui est clairement désolidarisée de la zone d’impact. Le maximum des fluctuations associées à cette structure est situé légèrement plus à l’amont (jusqu’à  $X/L_j \approx -2$  environ). Là encore leur valeur est d’environ 30% de la valeur de  $T^*$  ( $\sigma_\theta^* \approx 0.06$  pour  $T^* \approx 0.18$ ). On remarque que pour ce rapport de vitesse  $r = 9.4$ , la zone située entre la “banane” et “l’impact central” est située en  $X/L_j \approx 0$ , ce qui témoigne de la trajectoire quasi-rectiligne du jet sur la largeur de la veine (pas de déflexion notable par l’écoulement principal).

Le fait que cette structure apparaisse sur la cartographie des températures moyennes confirme comme on l’avait évoqué précédemment que sa position est stationnaire. Sa forme de “banane” contourne l’impact. Elle est très comparable à ce que décrivent Barata et al. [8] dans leurs travaux concernant un jet impactant. Ces derniers étudient des rapports de vitesse importants, compris entre 30 et 73, avec une paroi d’impact distante de cinq diamètres de la sortie de leur jet circulaire. Au niveau de l’impact, ils observent une remontée du fluide jusqu’à une distance amont très importante (jusqu’à  $X/D = -8$  dans le cas  $r = 30$ ), suivie d’une mise en rotation de ce fluide éjecté parallèlement à la paroi d’impact, par interaction avec l’écoulement principal. Ils décrivent ensuite un enroulement de cette structure tourbillonnaire de part et d’autre de l’impact du jet, donnant naissance à une paire de structures tournoyantes du même type que les structures “en hélice” que nous observons. La différence avec notre étude réside dans le fait que la dimension du canal de part et d’autre du jet est dans leur cas de  $12.5D$ , alors que dans notre cas les parois latérales au jet (nos parois supérieures et inférieures) ne sont distantes que d’environ  $3L_j$  soit  $4D_j$ . Dans notre étude, la mise en rotation de ces structures est accentuée par le confinement imposé par la présence de ces parois.

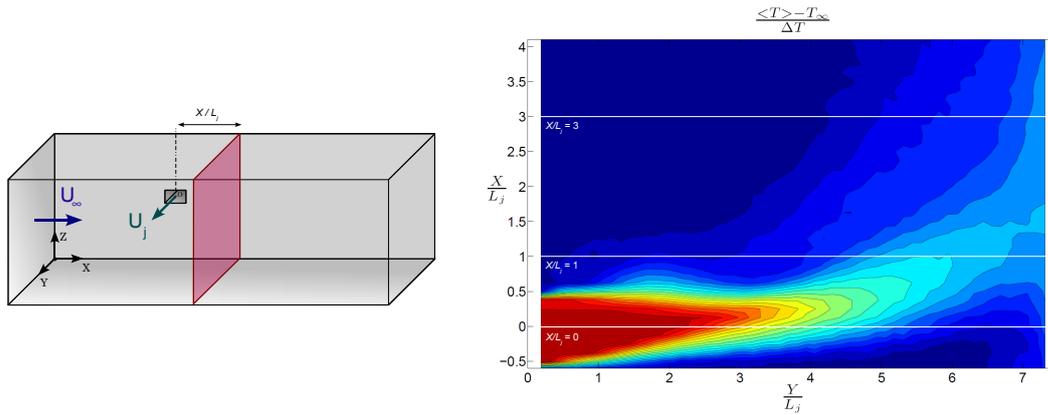
### 5.2.4 Effet de confinement 3D

Compte-tenu du caractère très 3D du régime avec impact, on présente des cartographies de ce même champ thermique dans des plans  $(Y,Z)$  perpendiculaires à l’axe de la veine, localisés sur la figure 5.41, afin d’obtenir une information complémentaire à celle déduite des plans de coupe précédents..

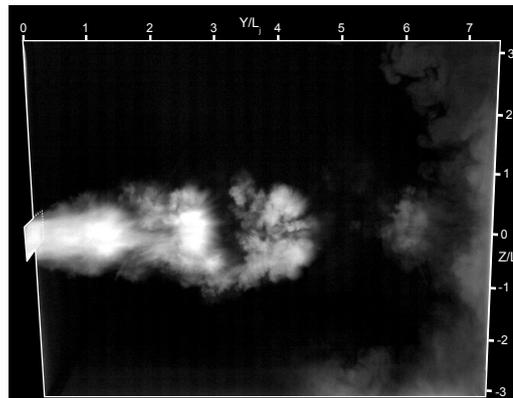
#### Cartographie thermique en $X/L_j = 0$

Afin de faciliter la lisibilité des cartographies (figure 5.43), la figure 5.42 rappelle une image caractéristique des visualisations effectuées dans le même plan.

Sur le champ moyen, on retrouve le coeur potentiel du jet qui s’étend jusqu’à une distance  $Y/L_j \approx 2.2$ . L’enveloppe du jet prend de ce point de vue une forme ovale et la valeur de  $T^*$  diminue à mesure que la distance sur l’axe  $Y$  augmente. Les valeurs moyennes faibles observées pour  $6 \leq Y/L_j \leq 7$  sont dues au fait que

FIG. 5.41 - Localisation des plans de mesure ( $Y, Z$ )

la partie la plus chaude du jet quitte le plan de mesures à cet endroit. Les valeurs mesurées redeviennent plus importantes à l'approche de la paroi ( $Y/L_j \geq 7$ ) car on mesure ici la température du fluide remontant l'écoulement après l'impact (situé plus à l'aval). On observe également très clairement pour  $Y/L_j \geq 5$  dans les coins supérieur et inférieur de la veine la trace du fluide éjecté verticalement et contraint par les parois horizontales, ce qui suggère un mécanisme stationnaire en espace. En ce qui concerne le champ de fluctuations de température, on retrouve des faibles valeurs dans le coeur potentiel, dont la symétrie par rapport à l'axe médian horizontal est affectée par la grille des mesures adoptée et la représentation. On peut remarquer deux zones d'activités de part et d'autre du jet ( $0 \leq Y/L_j \leq 1$  et  $Z/L_j = \pm 0.3$ ), mais l'essentiel de l'activité thermique dans ce plan est situé en  $Y/L_j \approx 3$  (où  $\sigma_\theta = 0.24\Delta T$ ). Quand on regarde la visualisation associée, c'est à cet endroit que se succèdent le plus nettement les structures "en rouleaux verticaux" de la couche de mélange, issues alternativement du jet et de l'écoulement principal. Enfin, on observe logiquement une activité thermique au niveau de la paroi ( $Y/L_j \geq 7$ ) et dans les coins où le fluide du jet circule et s'enroule après l'impact.

FIG. 5.42 - Vue instantanée de l'écoulement dans le plan médian vertical ( $Y, Z$ ) du jet ( $X/L_j = 0$ )

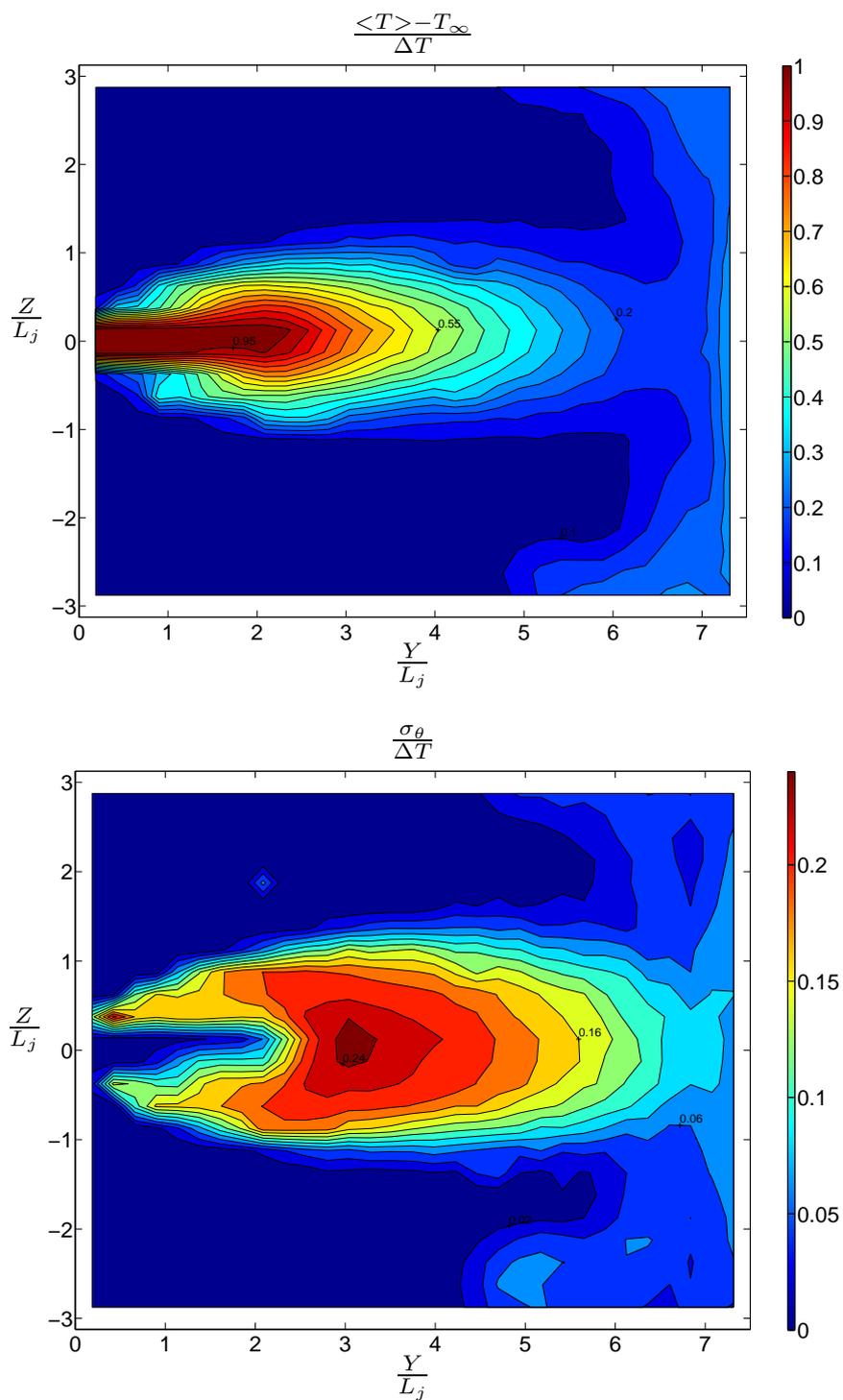


FIG. 5.43 - Cartographies de température moyenne (haut) et d'écart-type de température adimensionnés (bas) en  $X/L_j = 0$ . Lignes d'iso-valeurs tous les 0.05 de 0 à 1 et de 0.02 de 0 à 0.24 respectivement

### Cartographie en $X/L_j = 1$

Là encore, pour faciliter la lecture des cartographies thermiques (figure 5.45), une vue instantanée de l'écoulement dans un plan proche du plan de mesures considéré est présentée sur la figure 5.44. On se trouve à cet endroit dans une zone complexe de l'écoulement, car comme on l'avait précisé dans le paragraphe 4.6, on observe ici une coupe mêlant à la fois la rotation des tourbillons contrarotatifs dans un plan parallèle et dans un plan perpendiculaire au plan d'observation.

Les cartographies de valeurs moyennes et de fluctuations montrent des formes sensiblement identiques constituées d'une zone de fortes valeurs pour  $4.5 \leq Y/L_j \leq 7$  (où  $T^* \approx 0.35$  et  $\sigma_\theta = 0.14\Delta T$ ). Les limites supérieures et inférieures de cette zone sont relativement droites et horizontales. Ceci est sans doute dû au confinement de l'enveloppe du jet par les structures tourbillonnaires, dont la trace est visible en moyenne et l'enroulement sur la cartographie des fluctuations (pour  $4 \leq Y/L_j \leq 7$  et  $Z/L_j \geq 2$ , respectivement  $Z/L_j \leq -2$ ). On observe également sur les cartographies deux extensions des zones de valeurs importantes (pour  $2.5 \leq Y/L_j \leq 4.5$  et  $Z/L_j \approx \pm 1$ ), sans doute dues à l'action des tourbillons contrarotatifs. Enfin, on observe une diminution de la valeur de  $\sigma_\theta$  ainsi qu'un écrasement des lignes de contour à l'approche de la paroi d'impact.

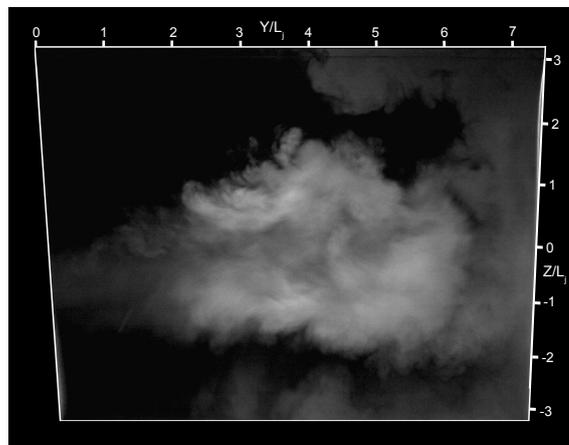


FIG. 5.44 - Vue instantanée de l'écoulement dans le plan  $(Y, Z)$  en  $X/L_j = 1.25$

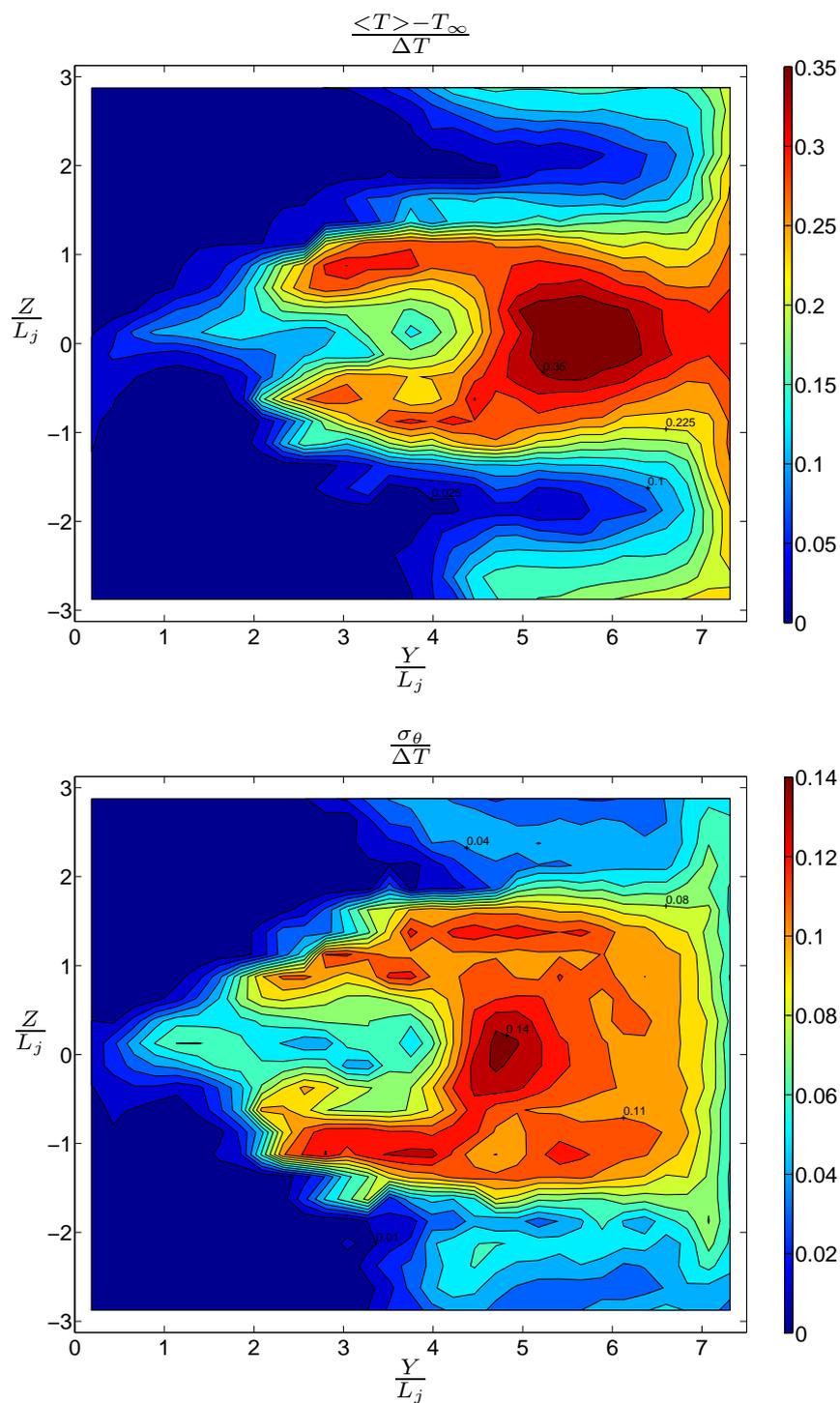


FIG. 5.45 - Cartographies de température moyenne (haut) et d'écart-type de température adimensionnés (bas) en  $X/L_j = 1$ . Lignes d'iso-valeurs tous les 0.025 de 0 à 0.35 et de 0.01 de 0 à 0.14 respectivement

### Cartographie thermique en $X/L_j = 3$

Une vue instantanée de l'écoulement en  $X/L_j = 2.5$  est présentée en figure 5.46 pour une meilleure interprétation, même si le plan de mesure est situé en  $X/L_j = 3$ , c'est à dire après l'impact (situé en  $X/L_j \approx 1.75$ ).

La principale différence entre la visualisation et les cartographies de température est que l'on n'observe pas sur ces dernières la trace circulaire du jet au centre du canal. Les valeurs moyennes montrent que la zone de température maximale est située en milieu de veine, le long de la paroi impact (où  $T^* \approx 0.28$ ). On trouve également des zones de température relativement importante le long des parois horizontales supérieures et inférieures, dues aux structures tourbillonnaires en hélice.

Ces structures, mises en évidence par les visualisations dans le paragraphe 4.6.1, sont particulièrement visibles sur la vue instantanée de la figure 5.46, ainsi que sur le champ des fluctuations de température. On voit clairement les deux boucles de retour que forment ces structures, symétriques par rapport à l'axe médian horizontal de la veine, et contraintes par les parois horizontales. Les zones d'activité maximale ( $\sigma_\theta = 0.07\Delta T$ ) sont situées sur ces "écoulements pariétaux" de retour au plus proche de la paroi d'impact (pour  $5 \leq Y/L_j \leq 6$  et  $1 \leq Z/L_j \leq 2$ , respectivement  $-2 \leq Z/L_j \leq -1$ ). Enfin, on peut remarquer que l'activité thermique au niveau de la paroi d'impact est relativement peu importante.

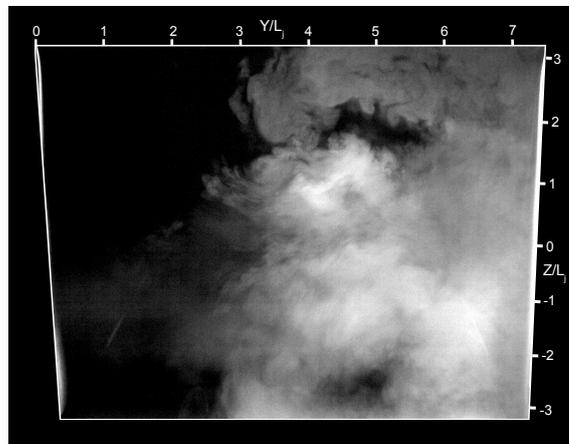


FIG. 5.46 - Vue instantanée de l'écoulement dans le plan  $(Y, Z)$  en  $X/L_j = 2.5$

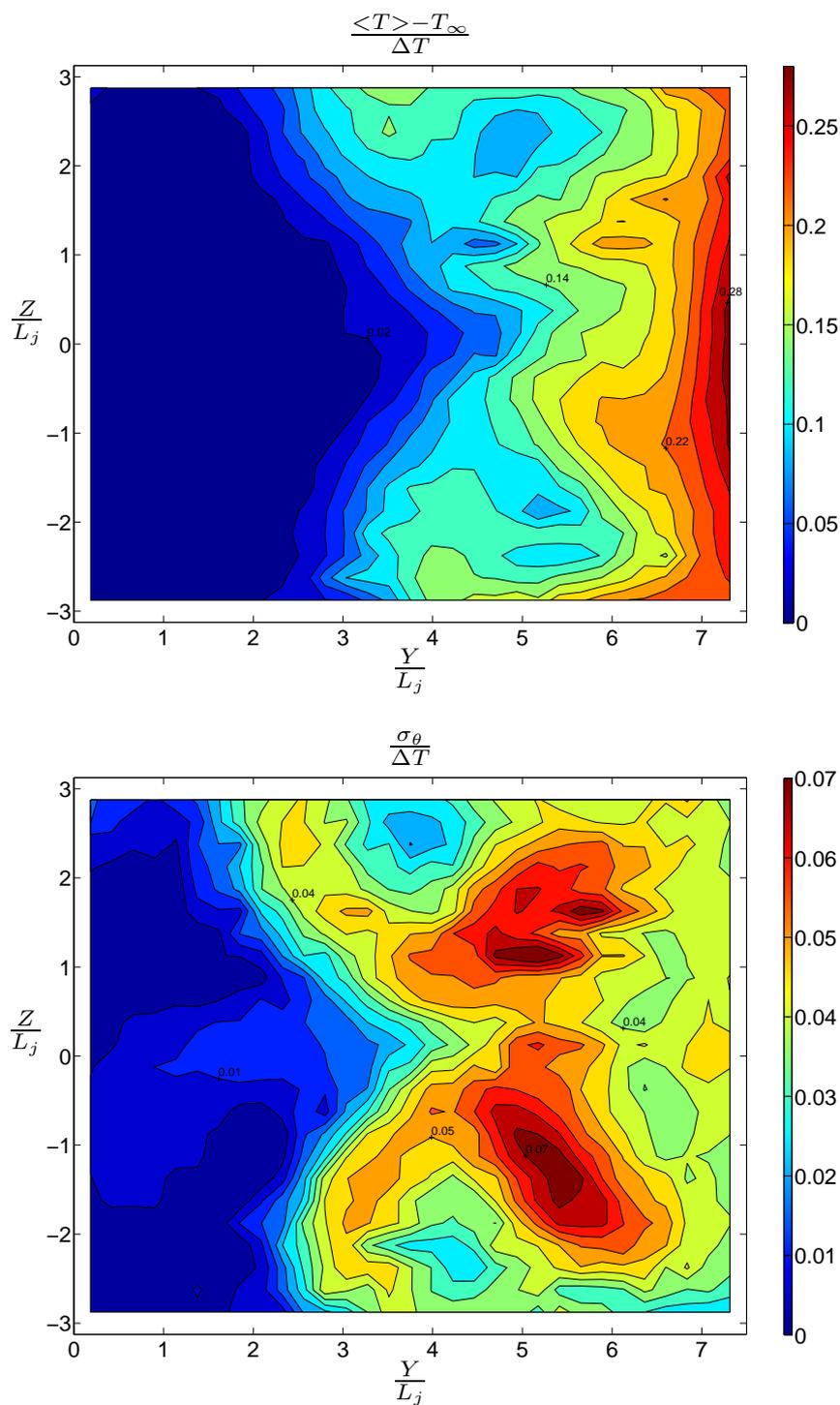


FIG. 5.47 - Cartographies de température moyenne (haut) et d'écart-type de température adimensionnés (bas) en  $X/L_j = 3$ . Lignes d'iso-valeurs tous les 0.02 de 0 à 0.28 et de 0.005 de 0 à 0.07 respectivement

### Cartographies thermiques en $X/L_j = 7$ et $X/L_j = 10$

Ces mesures ont été effectuées dans des plans relativement loin à l'aval afin d'examiner la comportement de l'écoulement au delà de l'impact.

Ces cartographies, situées en  $X/L_j = 7$  et  $X/L_j = 10$  (figures 5.48 et 5.49 respectivement), présentent des configurations tout à fait similaires. Le fluide chauffé se localise le long de la paroi d'impact et des parois horizontales supérieure et inférieure. Les zones les plus chaudes sont situées dans les coins de la veine près de la paroi d'impact, où  $T^*$  atteint encore la valeur relativement importante de 0.2 pour  $X/L_j = 10$ .

Le champ des fluctuations thermiques montre que la rotation des deux structures tourbillonnaires en hélice occupe la totalité de la veine. Les zones d'activité les plus importantes sont situées d'une part, le long de la paroi d'impact et d'autre part, dans les coins de la veine d'essais mais cette fois du côté de la paroi dont est issu le jet (sur la gauche des figures). C'est en effet à cet endroit que l'on observe encore une "alternance" entre du fluide chauffé et du fluide issu de l'écoulement principal.  $\sigma_\theta$  atteint une valeur de  $0.065 \Delta T$  et  $0.05 \Delta T$  pour les deux distances avales respectives.

Il est intéressant de remarquer que la qualité du mélange est moindre dans ce cas par rapport au cas  $r = 3.3$  traité au paragraphe 5.1. En effet, ici, les zones froides situées proches de la paroi dont est issu le jet et les zones chaudes situées le long des trois autres parois sont clairement distinctes et l'on observe une valeur de température  $T^* \approx 0.2$  en  $X/L_j = 10$ , alors que la valeur maximale mesurée n'était que de  $T^* \approx 0.16$  pour  $X/L_j = 8.5$  dans le cas sans interaction. Si l'on est intéressé par l'aspect mélange de la configuration du "jet in crossflow", il est donc préférable d'adopter un rapport de vitesse relativement faible pour éviter l'interaction avec les parois et obtenir un mélange plus efficace par l'entraînement du jet situé au milieu du conduit principal. Un autre inconvénient de la configuration avec impact est le fait que les zones les plus chaudes ainsi que l'activité thermique se situent proche des parois, ce qui constitue un facteur pénalisant concernant leurs sollicitations thermiques et la fatigue éventuelle des matériaux.

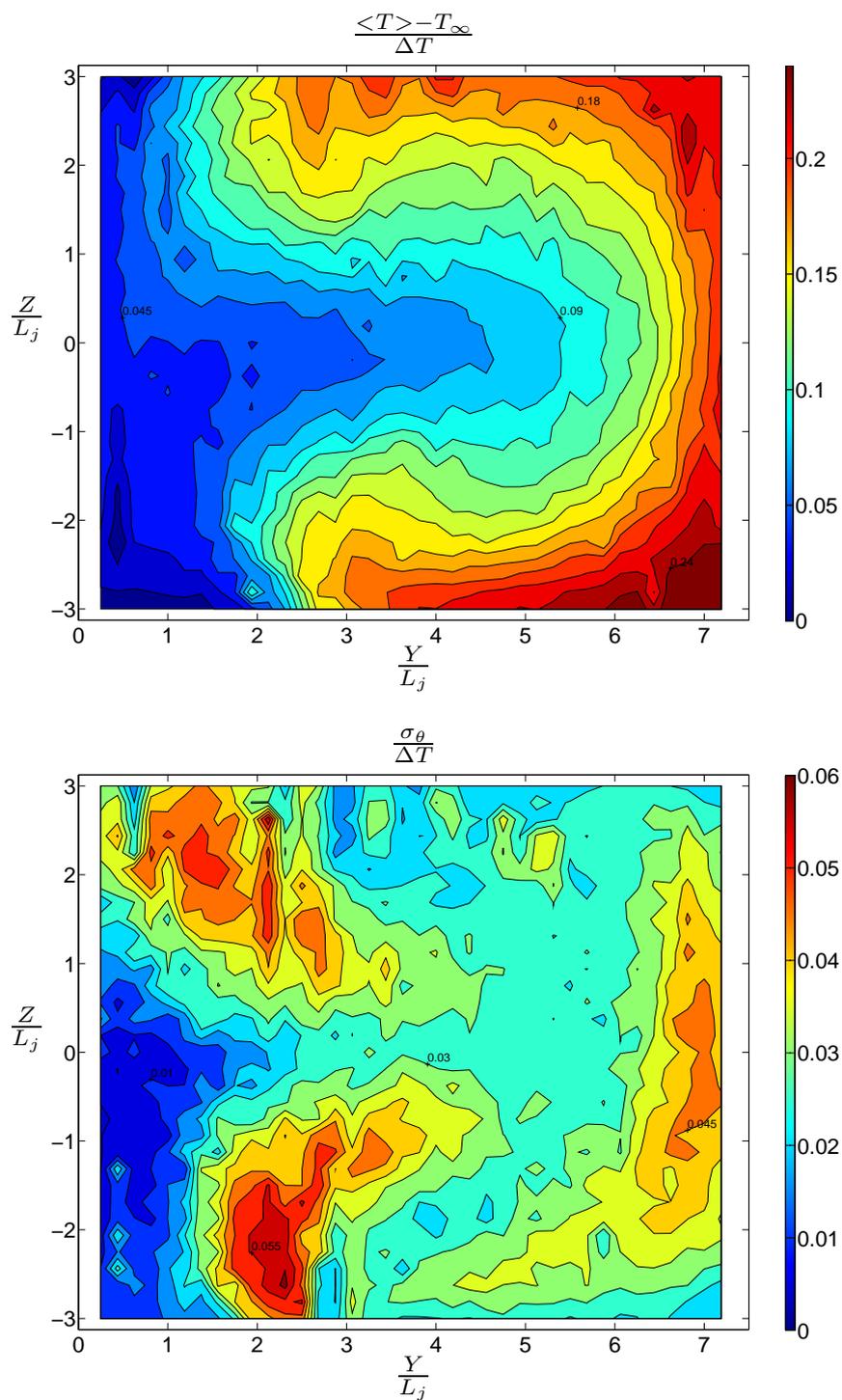


FIG. 5.48 - Cartographies de température moyenne (haut) et d'écart-type de température adimensionnés (bas) en  $X/L_j = 7$ . Lignes d'iso-valeurs tous les 0.015 de 0 à 0.24 et de 0.005 de 0 à 0.06 respectivement

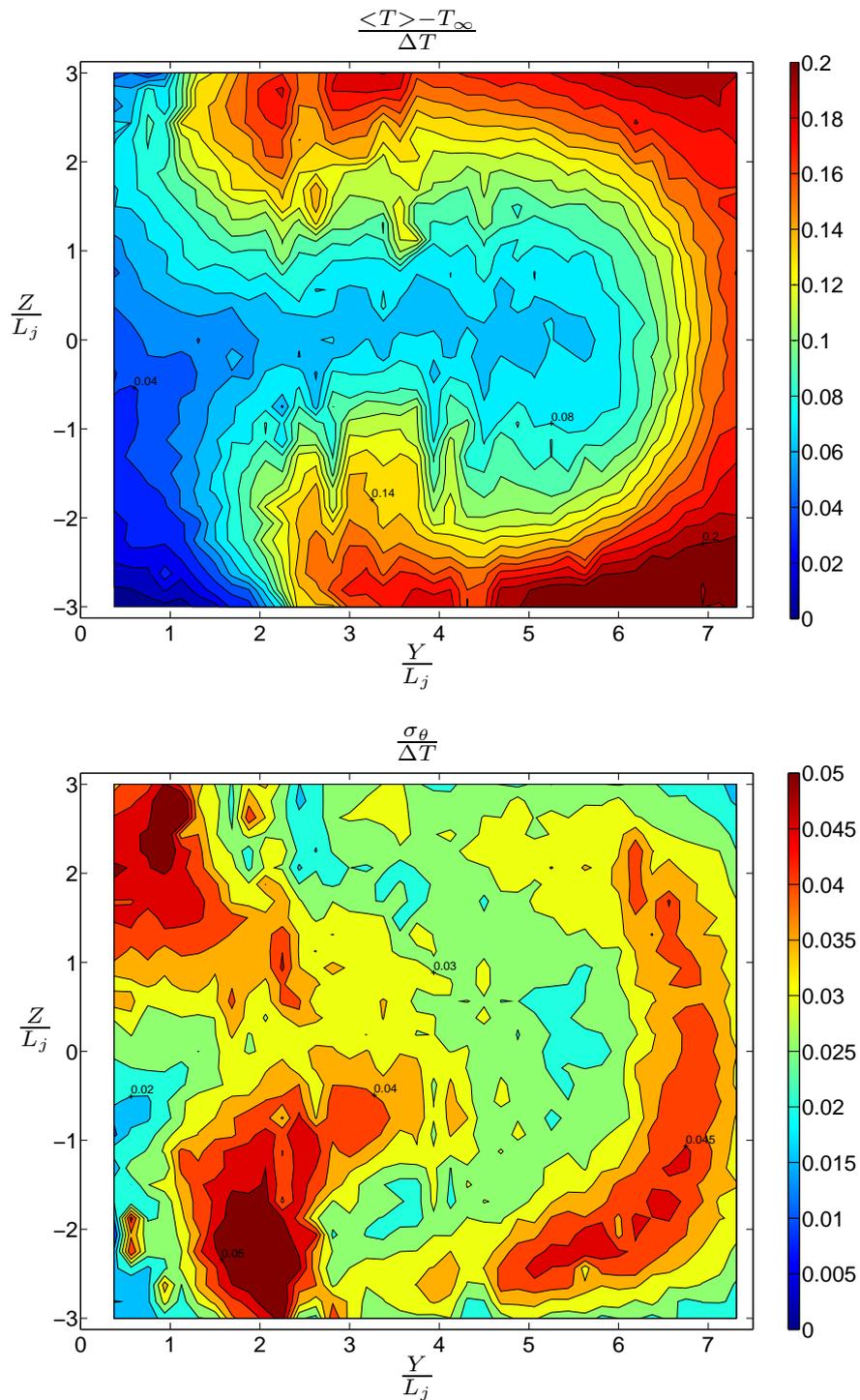


FIG. 5.49- Cartographies de température moyenne (haut) et d'écart-type de température adimensionnés (bas) en  $X/L_j = 10$ . Lignes d'iso-valeurs tous les 0.01 de 0 à 0.2 et de 0.005 de 0 à 0.05 respectivement

## 5.2.5 Flux turbulents

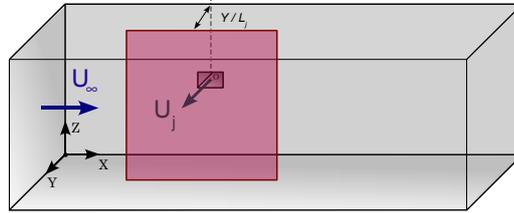


FIG. 5.50 - Localisation des plans de mesure (X,Z)

**Cartographie de  $\sqrt{v^2 + w^2} \theta'$  en  $Y/L_j = 1.25$** 

Les flux des valeurs moyennes et des fluctuations des grandeurs  $\sqrt{v^2 + w^2}$  et  $\theta$  dans un plan (X,Z) perpendiculaire à l'axe du jet en  $Y/L_j = 1.25$  (figure 5.50) sont représentés sur la figure 5.51. Dans un premier temps, on observe que le flux des valeurs moyennes  $\langle \sqrt{v^2 + w^2} \rangle T^*$  (figure de gauche) adopte une forme générale rectangulaire légèrement déformée au niveau des coins du bord amont, qui rappelle le champ scalaire dans ce même plan de mesure (figure 5.31 page 187). Les valeurs maximales sont situées au coeur du jet, légèrement décalées vers son bord amont. Les gradients les plus importants sont donc situés sur le pourtour de cette trace rectangulaire.

C'est sur ce pourtour que l'on observe les zones de valeurs les plus importantes pour les flux de fluctuations  $\sqrt{v^2 + w^2} \theta'$  (figure de droite), principalement au niveau des bords amont et aval de la trace du jet. Les valeurs maximales, positives, sont situées dans la couche de mélange, à l'amont, particulièrement au niveau des deux coins supérieur et inférieur  $Z/L_j \approx \pm 0.3$ . On trouve aussi des zones de forte valeur au niveau des coins du bord aval.

Dans ce plan situé dans le champ proche, il n'est pas étonnant d'observer au coeur du jet à la fois des valeurs importantes pour le "champ moyen" et de très faibles valeurs pour le "champ fluctuant" dans la mesure où la vitesse est encore très proche de la vitesse d'injection, en valeur et en orientation, et où la température à cet endroit est très proche de la température d'injection, répartie de manière homogène.

**Cartographies de  $\sqrt{v^2 + w^2} \theta'$  et  $\sqrt{v^2 + u^2} \theta'$  en  $Y/L_j = 3.75$** 

Dans ce plan d'observation situé en milieu de veine parallèlement à son axe ( $Y/L_j = 3.75$ ), on dispose de mesures cinématiques avec la sonde simple orientée

horizontalement et verticalement, ce qui nous a permis de tracer les flux moyens et des fluctuations  $\langle \tilde{U} \rangle T^*$  et  $\langle \tilde{u}'\theta' \rangle$  avec  $\tilde{u} = \sqrt{v^2 + w^2}$  et  $\sqrt{v^2 + u^2}$  respectivement. Ces cartographies sont présentées sur les figures 5.52 et 5.53 avec les mêmes échelles de couleur pour permettre la comparaison.

La première constatation est que les deux cartographies des “flux moyens” (figures de gauche) ont une forme très similaire en “croissant”, avec une zone de valeurs maximales en “demi-lune”. Cette zone s’étend approximativement entre  $0 \leq X/L_j \leq 0.5$  et  $-1 \leq Z/L_j \leq 1$  et montre dans les deux cas une répartition et un niveau des lignes d’iso-valeurs tout à fait comparables. Les zones de gradient les plus importantes sont donc situées au niveau des frontières externe et interne du jet (en  $X/L_j \approx 0$  et  $0.5$  respectivement).

Les cartographies de flux des fluctuations (figures de droite) sont quant à elles assez différentes, même si leur localisation correspond aux zones de gradients que l’on vient de citer dans les deux cas. Pour la grandeur  $\sqrt{v^2 + w^2}'\theta'$  (figure 5.52), une zone de valeurs importantes est située sur le bord externe (au niveau de la couche de mélange) et adopte une forme de “croissant” étiré sur la hauteur de la veine d’essais. On observe également au niveau du bord externe une zone d’activité bien plus limitée aussi bien en taille qu’en valeur (1.5 fois moindre). Concernant  $\sqrt{v^2 + u^2}'\theta'$  (figure 5.53), les deux zones de valeurs maximales sont elles aussi situées au niveau des enveloppes externe et interne, mais présentent des formes ovoïdes comparables aussi bien en taille qu’en niveau, avec une légère prépondérance pour la zone amont. On peut constater que les valeurs relevées à cet endroit sont environ 1.5 moindres en comparaison de  $\sqrt{v^2 + w^2}'\theta'$ .

Ceci peut s’expliquer par le fait que les frontières externe et interne du jet sont des endroits privilégiés de transferts thermiques. Si les valeurs observées sont comparables pour  $\sqrt{v^2 + u^2}'\theta'$ , c’est que l’effet de la déflexion est comparable à ces endroits pour les composantes  $u$  et  $v$ , et l’échange thermique est effectué par les tourbillons de la face externe (couche de mélange) et de la face interne. En revanche, pour la grandeur  $\sqrt{v^2 + w^2}'\theta'$ , il est clair que la mise en rotation verticale (selon  $\pm Z$ ) par action de l’écoulement principal est beaucoup plus importante au niveau du bord externe, en interaction “frontale”, qu’au niveau du bord interne, situé “sous le vent”, dans le sillage. En outre, les valeurs plus importantes mesurées dans la couche de mélange suggèrent que l’échange thermique est plus efficace par ce mécanisme d’enroulement vertical.

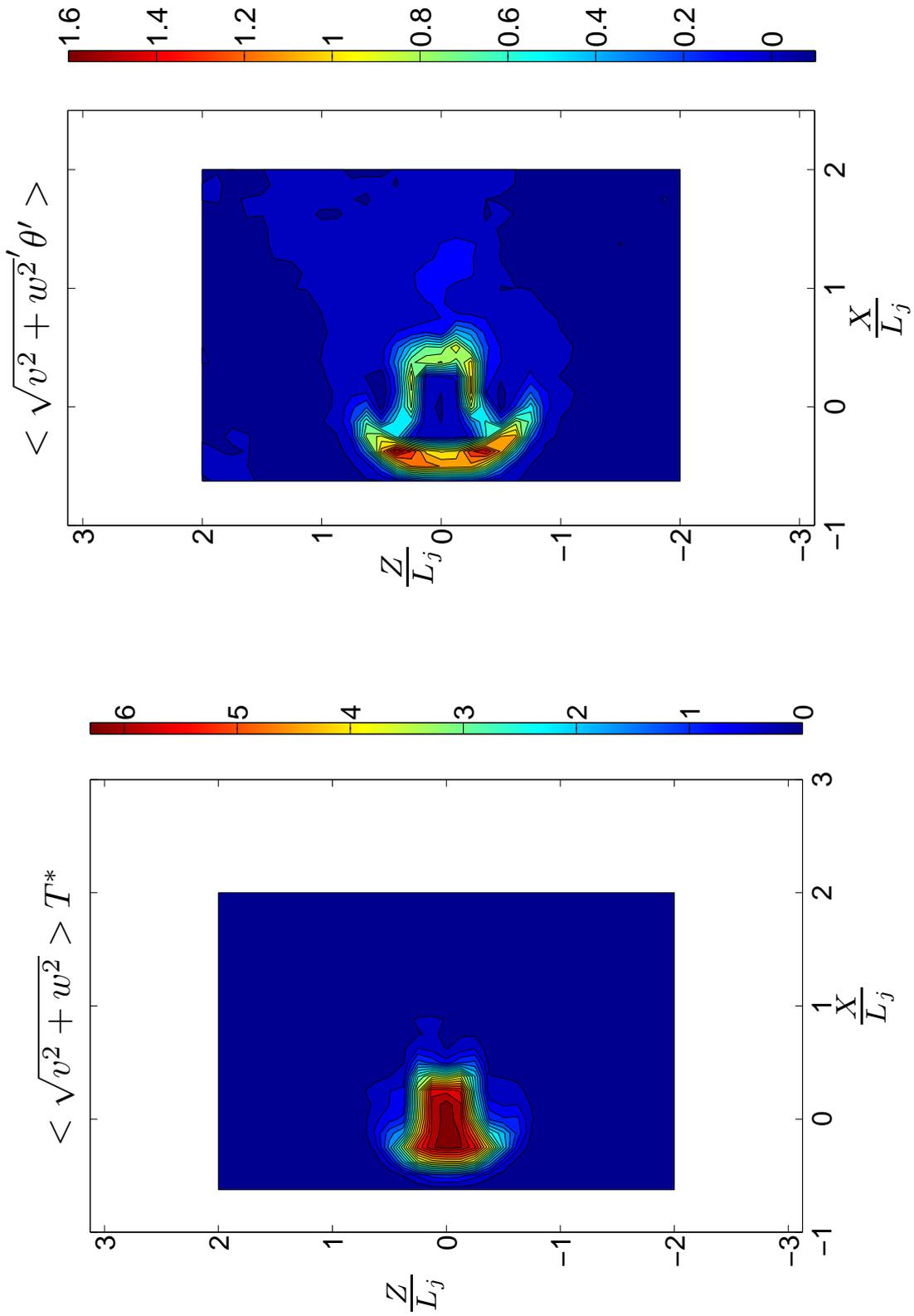


FIG. 5.51 - Flux des valeurs moyenne  $\langle \sqrt{v^2 + w^2} > T^*$  et des fluctuations  $\sqrt{v^2 + w^2} \theta'$  en  $Y/L_j = 1.25$ .  $r = 9.4$ . Chaque ligne d'iso-valeur vaut 0.3 de 0 à 6.3  $\text{m.s}^{-1}$  et 0.1 de -0.1 à 1.6  $\text{K.cm.s}^{-1}$  respectivement

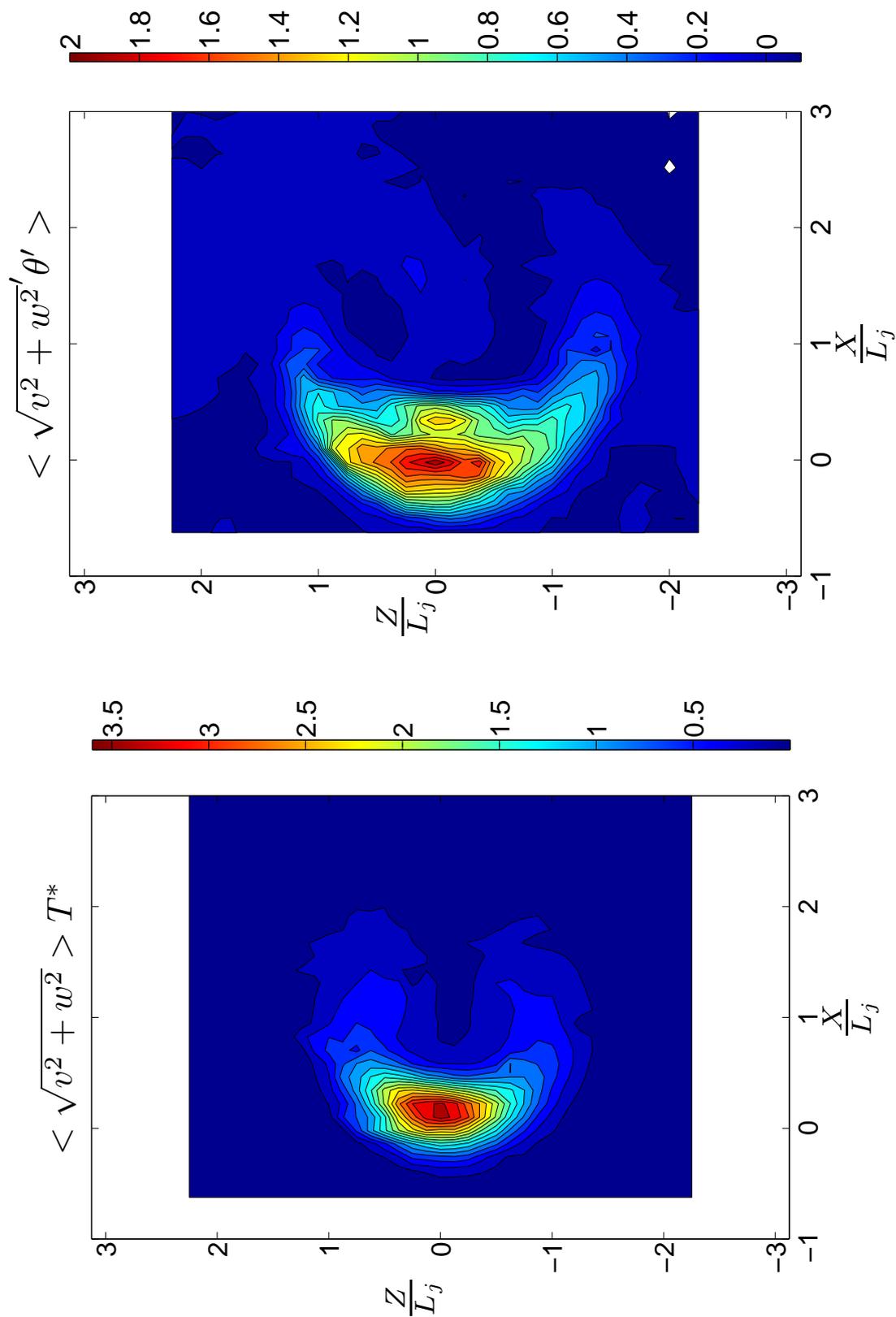


Fig. 5.52 - Flux des valeurs moyenne  $\langle \sqrt{v^2 + w^2} > T^*$  et des fluctuations  $\langle \sqrt{v^2 + w^2} \theta' \rangle$  en  $Y/L_j = 3.75$ .  $r = 9.4$ . Chaque ligne d'iso-valeur vaut 0.2 de 0 à 3.6  $\text{m.s}^{-1}$  et 0.1 de -0.1 à 2  $\text{K.cm.s}^{-1}$  respectivement

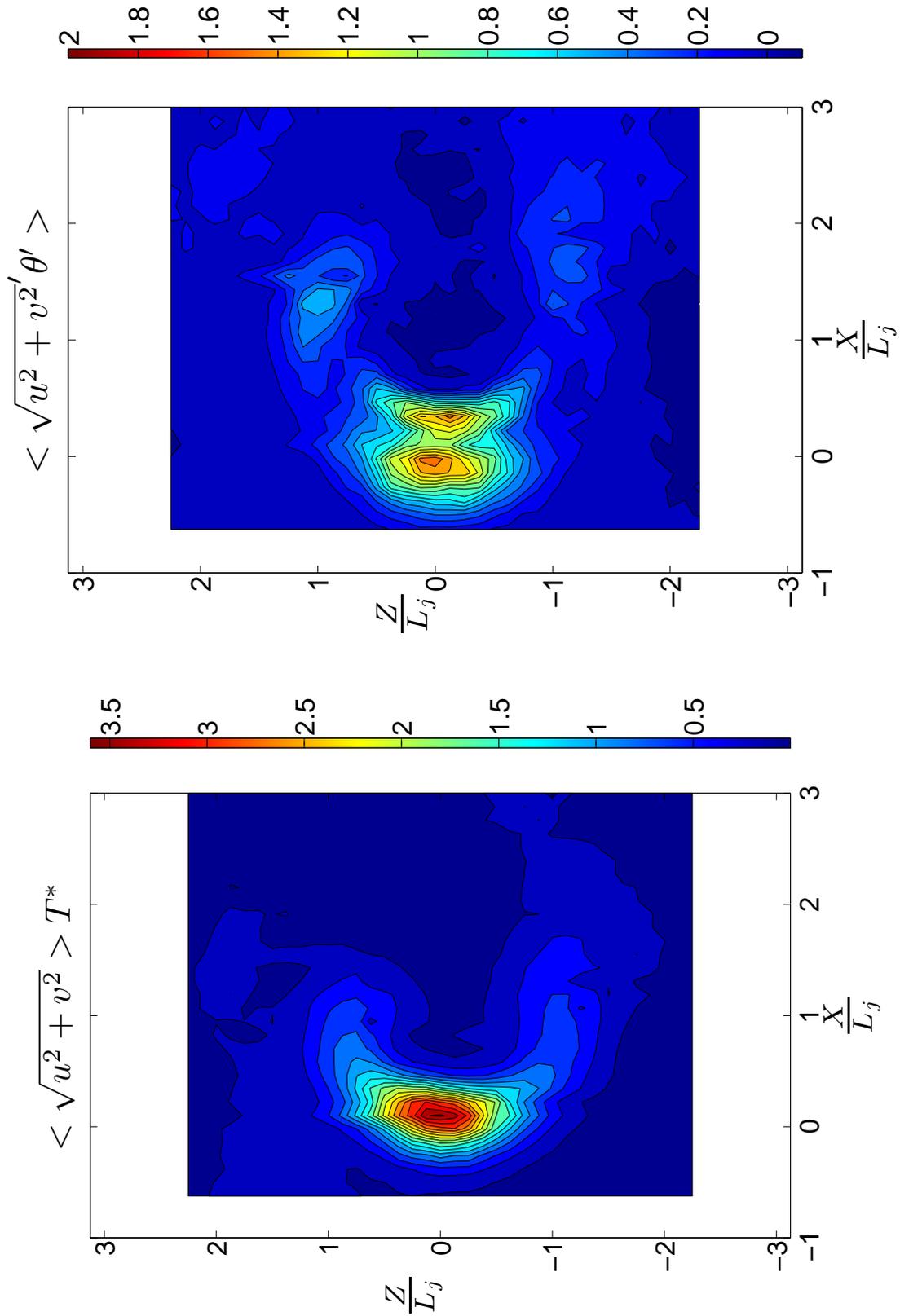


FIG. 5.53 - Flux des valeurs moyenne  $\langle \sqrt{v^2 + u^2} > T^*$  et des fluctuations  $\sqrt{v^2 + u^2} \theta'$  en  $Y/L_j = 3.75$ .  $r = 9.4$ . Chaque ligne d'iso-valeur vaut 0.2 de 0 à 3.6  $\text{m.s}^{-1}$  et 0.1 de -0.1 à 2  $\text{K.cm.s}^{-1}$  respectivement

### 5.3 Décroissance du scalaire

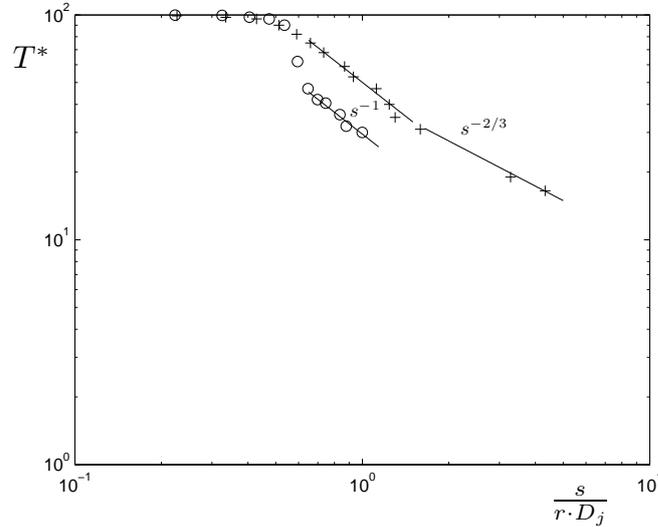


FIG. 5.54 - Décroissance de la température adimensionnée en fonction de l'abscisse curviligne adimensionnée par  $rD_j$ . + :  $r = 3.3$ , o :  $r = 9.4$

Les cartographies des valeurs moyennes de température dans le plan médian  $Z/L_j = 0$  (figures 5.1 et 5.23 pages 149 et 179 pour les rapports  $r = 3.3$  et  $r = 9.4$  respectivement) permettent d'accéder à la décroissance de sa valeur le long du trajet du jet. On calcule pour cela l'abscisse curviligne via la formule

$$ds = \sqrt{dX^2 + dY^2}$$

dans laquelle on substitue  $dY$  par son expression fonction de  $dX$  grâce à la corrélation pour la ligne centrale déterminée au paragraphe 4.8. On relève la valeur de la température adimensionnée  $T^* = \frac{\langle T \rangle - T_\infty}{\Delta T}$  aux points auxquels est calculée l'abscisse curviligne, laquelle est adimensionnée par  $rD_j$  comme dans les travaux de Smith & Mungal (1998 [85]). Le résultat est tracé sur la figure 5.54 sur laquelle on observe qu'au-delà de  $\frac{s}{rD_j} = 0.6$  pour le rapport 3.3, la décroissance de la température suit une loi de puissance d'exposant -1. Cette valeur est comparable à celle obtenue dans le cas des jets libres, même si dans notre cas elle n'est absolument pas associée à une self-similarité. On peut noter que la décroissance en  $s^{-1}$  débute sensiblement à la même abscisse curviligne  $s$  que l'observent Smith & Mungal pour leur rapport  $r = 5$  ( $\frac{s}{rd} = 0.4$ ), bien que ces auteurs obtiennent un exposant différent pour la loi de puissance ( $s^{-1.3}$ ). Su & Mungal (2004) [88] quant à eux observent bien une décroissance en  $s^{-1}$ . Ceci peut être attribué au fait que ces derniers utilisent un jet de conduit, au profil parabolique développé, au contraire des premiers pour lesquels le jet est un nozzle à profil plat.

Au delà d'un certain point ( $\frac{s}{rD_j} \approx 1.4$ ), on observe un ralentissement de la décroissance, qui est à rapprocher des observations de Smith & Mungal [85]. Ils relèvent un ralentissement identique (passage à une loi  $s^{-2/3}$ ) au delà de certains points baptisés "points de branchement" ("branch points" selon leur terminologie), situés en  $\frac{s}{r^2d} \approx 0.3$ . On a indiqué sur la figure la pente correspondante ; si celle-ci semble correspondre avec nos relevés (le "point de branchement" étant pour nous situé à  $\frac{s}{rD_j} \approx 0.4$ ), il convient de rester prudent dans la mesure où nous ne disposons que de deux points dans le champ lointain, ce qui n'est pas suffisant pour tirer une conclusion définitive. De plus, Su & Mungal [88] observent non seulement des "points de branchement" situés un peu plus à l'aval, mais aussi une accélération de la décroissance au lieu d'un ralentissement, sans avancer d'explication à cette observation.

Concernant le rapport 9.4, ce qui frappe le plus est la cassure nette que l'on voit entre le début de la décroissance et une évolution en puissance selon la loi  $s^{-1}$ , qui apparaît pour  $0.55 \leq \frac{s}{rD_j} \leq 0.65$ . Il est intéressant de constater que cette valeur d'abscisse curviligne  $s$  correspond dans ce cas à une valeur  $Y/L_j \approx 4$  qui est celle où la déflexion du jet devient visible sur la cartographie de température précédente d'une part, mais surtout très proche de la limite inférieure à partir de laquelle la signature rectangulaire n'était plus discernable d'autre part (ce qui nous avait permis de sélectionner les points pour la ligne centrale dans la partie 4.8).

Ainsi, la décroissance de la température semble affectée par la géométrie rectangulaire du jet dans la première partie de sa pénétration dans l'écoulement principal, et se trouve modifiée à partir de la distance à laquelle on ne peut plus discerner cette géométrie du cas circulaire conventionnel. Les instabilités propres au rectangle sont remplacées par celles d'un jet "classique". Dans la mesure où la géométrie rectangulaire est très vite perdue dans le cas  $r = 3.3$ , on n'a pas observé de cassure dans la loi de décroissance, passant directement de la zone potentielle à la loi en  $s^{-1}$ . Enfin on peut préciser que pour le régime d'impact ( $r = 9.4$ ), ce dernier change complètement la configuration de l'écoulement et limite la zone d'observation avant même l'éventuelle apparition de "points de branchement" comme pour le rapport  $r = 3.3$ .

Le schéma présenté sur la figure 5.55 synthétise les observations que l'on vient de détailler concernant la loi de décroissance du scalaire.

## 5.4 Dynamique instationnaire, analyse spectrale

Dans cette partie, on s'intéresse à la dynamique instationnaire de l'écoulement à travers le tracé de densités spectrales de variance des fluctuations des grandeurs mesurées. Dans le cas du régime d'impact ( $r = 9.4$ ), on a sélectionné six points caractéristiques dans l'écoulement, repérés de A à G, pour lesquels on a effectué de longues acquisitions de température (pour les six points) et/ou vitesse (pour les

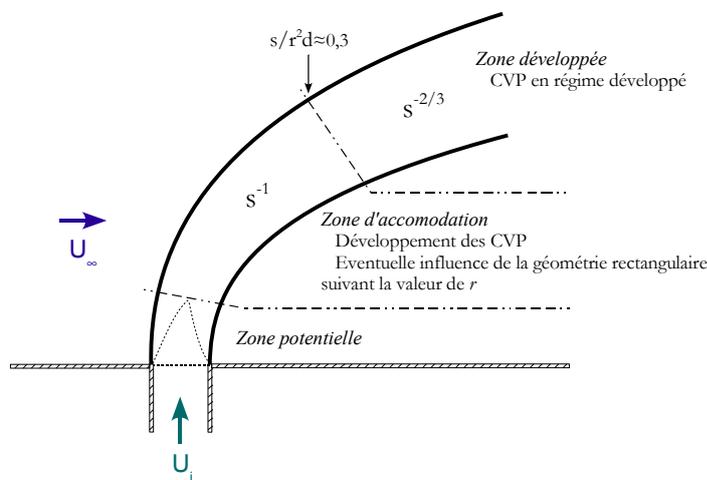


FIG. 5.55 - Schéma synthétique des lois de décroissance

points A à D et G). La localisation des points de mesure est indiquée par la figure 5.56.

Les mesures ont été effectuées à une fréquence de 10 kHz pendant 1000 s (soit  $10^7$  échantillons) à l'aide de la sonde double équipée de fils de 350 nm de diamètre. Le thermomètre était réglé avec un courant de  $70\mu\text{A}$  et la différence de température entre les écoulements  $\Delta T$  était d'environ  $11.2^\circ\text{C}$ .

Les densités spectrales sont tracées avec la méthode du périodogramme de Welch, sur des fenêtres de 65536 points (périodisées par une fonction de Blackman) avec un taux de recouvrement de 50%.

### ➤ Point **(A)** (figure 5.57)

Le point A est situé dans la couche de mélange entre le jet et l'écoulement principal, au niveau du bord amont du jet, à une distance de sa sortie  $Y/L_j = 0.625$ . On cherche à cet endroit à observer une éventuelle fréquence caractéristique associée aux instabilités de Kelvin Helmholtz. Les densités spectrales de variance des fluctuations de température (en haut) et de la grandeur cinématique  $\sqrt{u^2 + v^2}$  (en bas) présentent une bosse pour des fréquences comprises entre 30 et 70 Hertz. Cette bosse, dont la fréquence d'amplitude maximale est 45 Hz, est beaucoup plus marquée sur le spectre de température, ce qui suggère que le champ thermique est plus sensible aux instabilités que le champ cinématique. Le spectre cinématique présente quant à lui un pic très prononcé à une fréquence  $f = 7$  Hz. Des mesures complémentaires en sortie de jet et à l'intérieur de son conduit nous ont permis d'exclure la possibilité que ce pic soit une instabilité spatiale caractéristique de l'interaction du

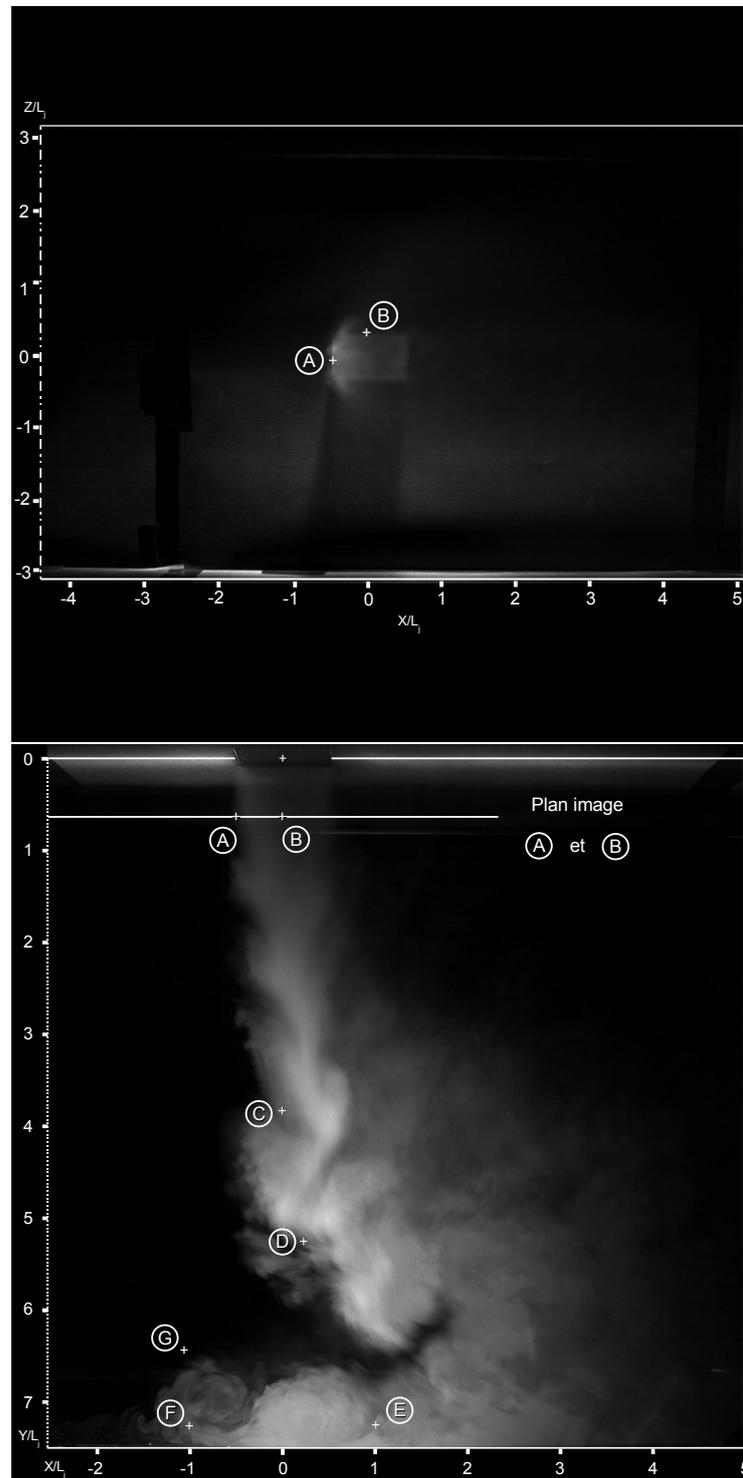


FIG. 5.56 - Localisation des points de mesure.  $r = 9.4$ . Haut : plan  $(X, Z)$ , bas : plan  $(X, Y)$

jet avec l'écoulement principal ou d'une quelconque structure tourbillonnaire. Cette fréquence est la traduction d'une instabilité temporelle propre au circuit du jet et sans doute due à sa configuration (lâcher en sortie de boîte chauffante par exemple) sans que l'on puisse le vérifier par ailleurs. Il est également présent sur les densités spectrales présentées ci-après.

➤ **Point  $\textcircled{\text{B}}$  (figure 5.58)**

Le point B est le seul point de mesure située hors du plan médian de la veine ( $Z/L_j = 0$ ), lui aussi à une distance  $Y/L_j = 0.625$  de la sortie ; il est voisin du bord supérieur du jet et a été choisi afin d'observer d'éventuelles fréquences caractéristiques de l'enroulement des coins. La densité spectrale des fluctuations cinématiques montre encore clairement le pic situé à 7 Hz, tout comme celle des fluctuations de température, dans une moindre mesure. Ces deux spectres contiennent encore une bosse, plus "aplatie", pour des fréquences allant de 30 à 105 Hz, avec un maximum à  $f = 70$  Hz. On peut noter que cette bosse, qui apparaît là encore de manière plus prononcée pour la température, n'est presque pas visible pour la grandeur cinématique  $\sqrt{u^2 + v^2}$  (figure du bas).

➤ **Couche de mélange : points  $\textcircled{\text{C}}$  (figure 5.59) et  $\textcircled{\text{D}}$  (figure 5.60)**

Le point C est quant à lui situé en milieu de veine ( $Y/L_j = 3.75$ ), au niveau du bord externe du jet, dans la couche de mélange. Sur le tracé des densités spectrales de variance des fluctuations, on observe encore une fois une bosse, caractéristique des structures de la couche de mélange. Cette bosse s'étend de 5 à 30 Hz avec un maximum pour  $f = 15$  Hz. On peut noter qu'en ce point de mesure elle est plus marquée sur le spectre cinématique.

La constatation est identique pour le point D, également situé dans la couche de mélange, à une distance de pénétration du jet plus importante ( $Y/L_j = 5.25$ ). On observe une bosse de moins en moins discernable, dont les fréquences caractéristiques sont cette fois comprises entre 2 et 15 Hertz, avec un pic assez prononcé pour  $f = 9$  Hz.

➤ **Impact et recirculation : points  $\textcircled{\text{E}}$  (figure 5.61 du haut) et  $\textcircled{\text{F}}$  (figure 5.61 du bas)**

Afin d'observer d'éventuelles fréquences caractéristiques de l'impact et de la recirculation, des mesures de température ont été effectuées aux points  $\textcircled{\text{E}}$  et  $\textcircled{\text{F}}$ , situés à 2 cm de la paroi d'impact ( $Y/L_j = 7.25$ ). Leurs positions selon l'axe X ont été déterminées grâce aux visualisations du paragraphe 4.7.1.

On n'observe pas de fréquence caractéristique au point E, ce qui est confirmé par le tracé en échelle linéaire présenté en insert : ceci est cohérent avec les observations car

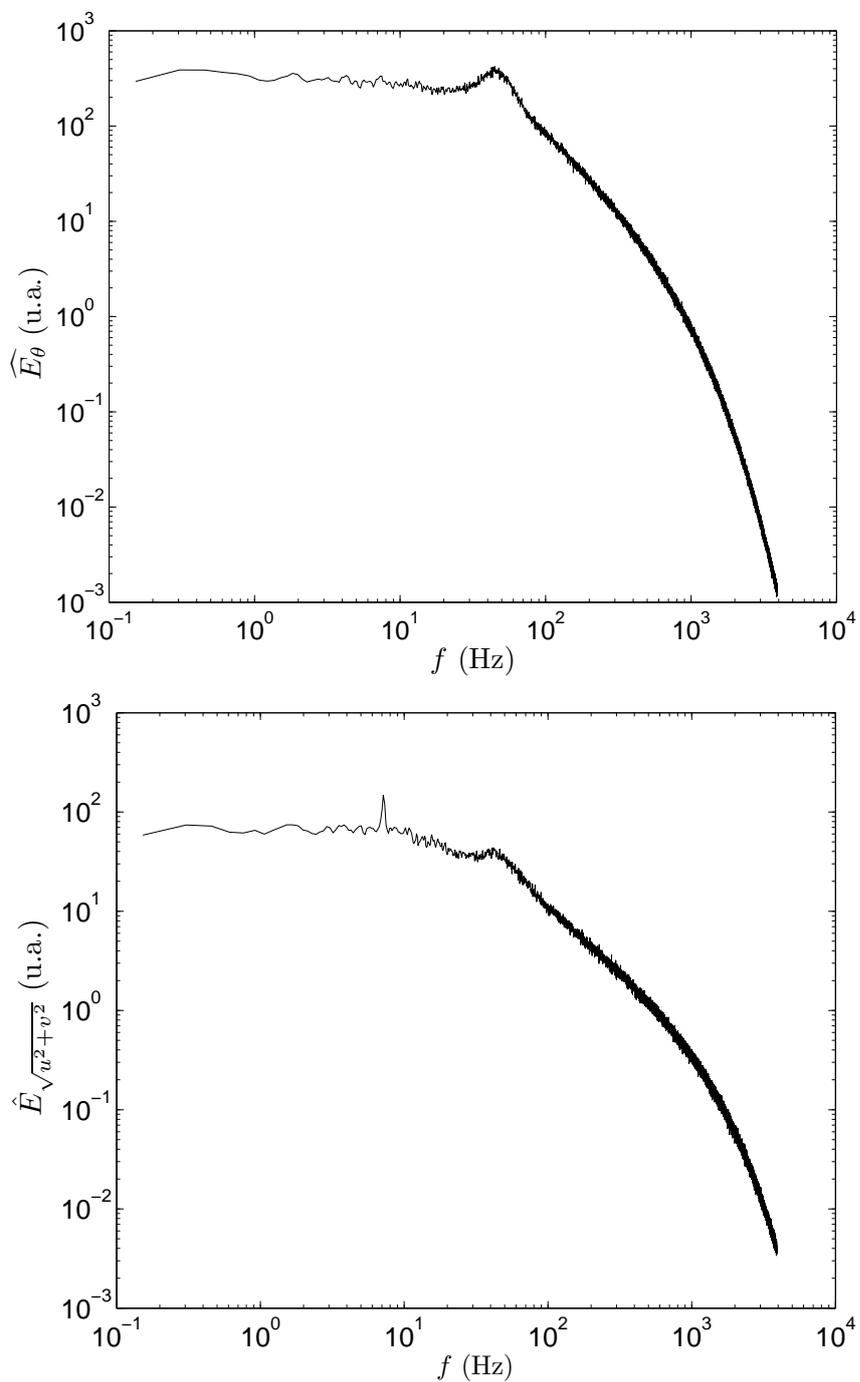


FIG. 5.57 - Spectre de variance des fluctuations de température  $\theta$  (haut) et de  $\sqrt{u^2 + v^2}$  (bas), point  $\textcircled{A}$

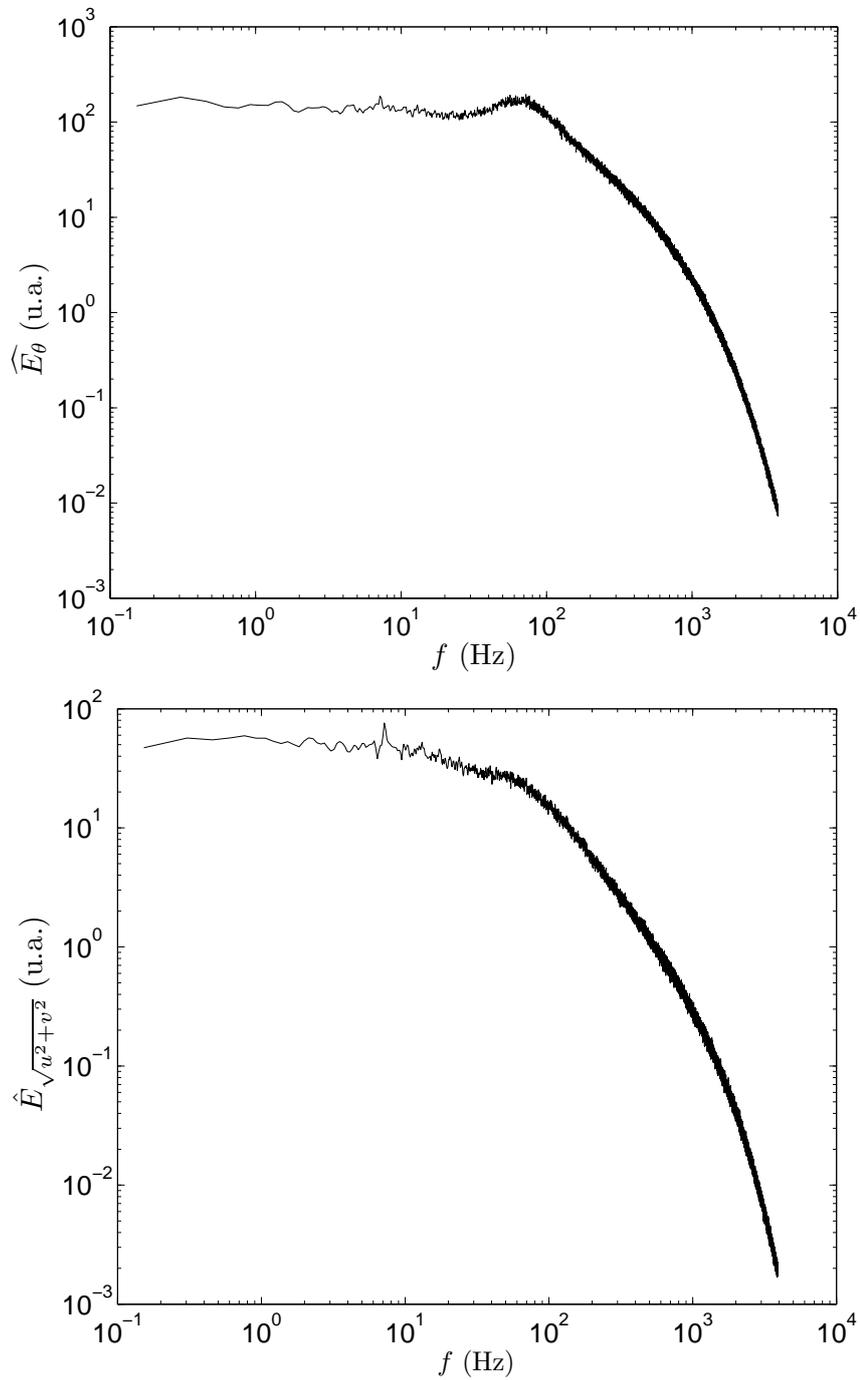


FIG. 5.58 - Spectre de variance des fluctuations de température  $\theta$  (haut) et de  $\sqrt{u^2 + v^2}$  (bas), point  $\textcircled{B}$

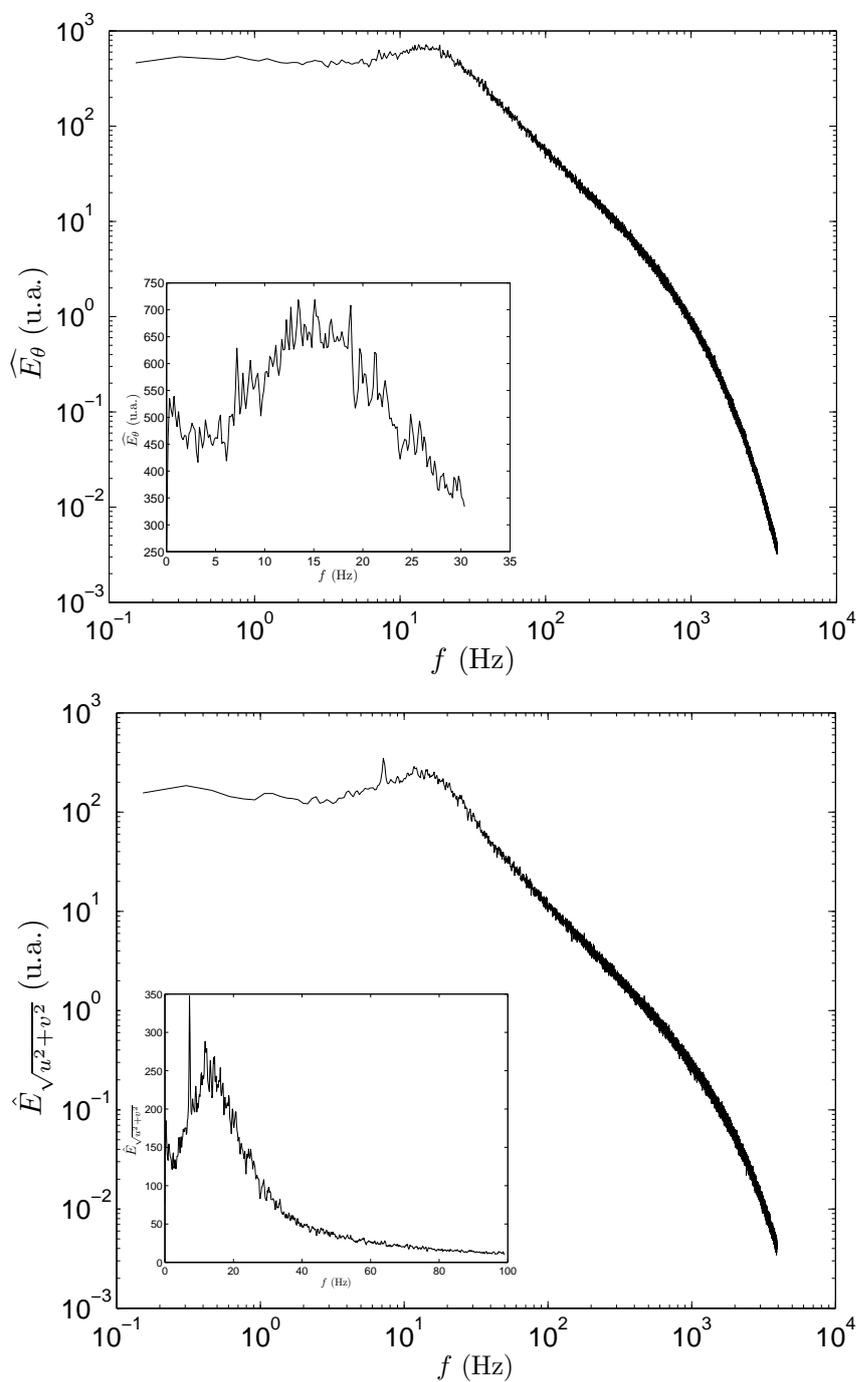


FIG. 5.59 - Spectre de variance des fluctuations de température  $\theta$  (haut) et de  $\sqrt{u^2 + v^2}$  (bas), point  $\odot$ . Insert : zoom sur le spectre en échelle linéaire

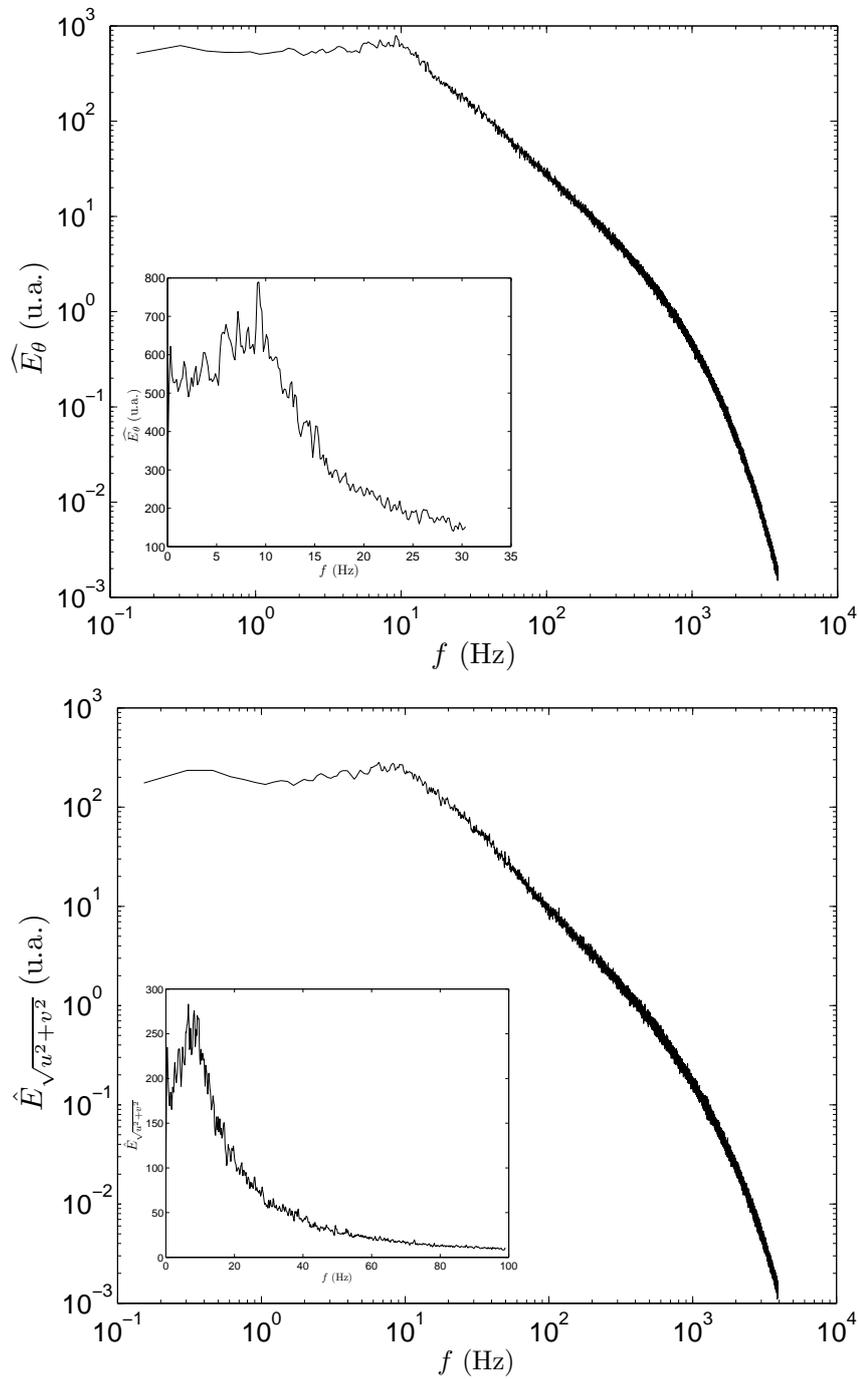


FIG. 5.60 - Spectre de variance des fluctuations de température  $\theta$  (haut) et de  $\sqrt{u^2 + v^2}$  (bas), point  $\textcircled{D}$ . Insert : zoom sur le spectre en échelle linéaire

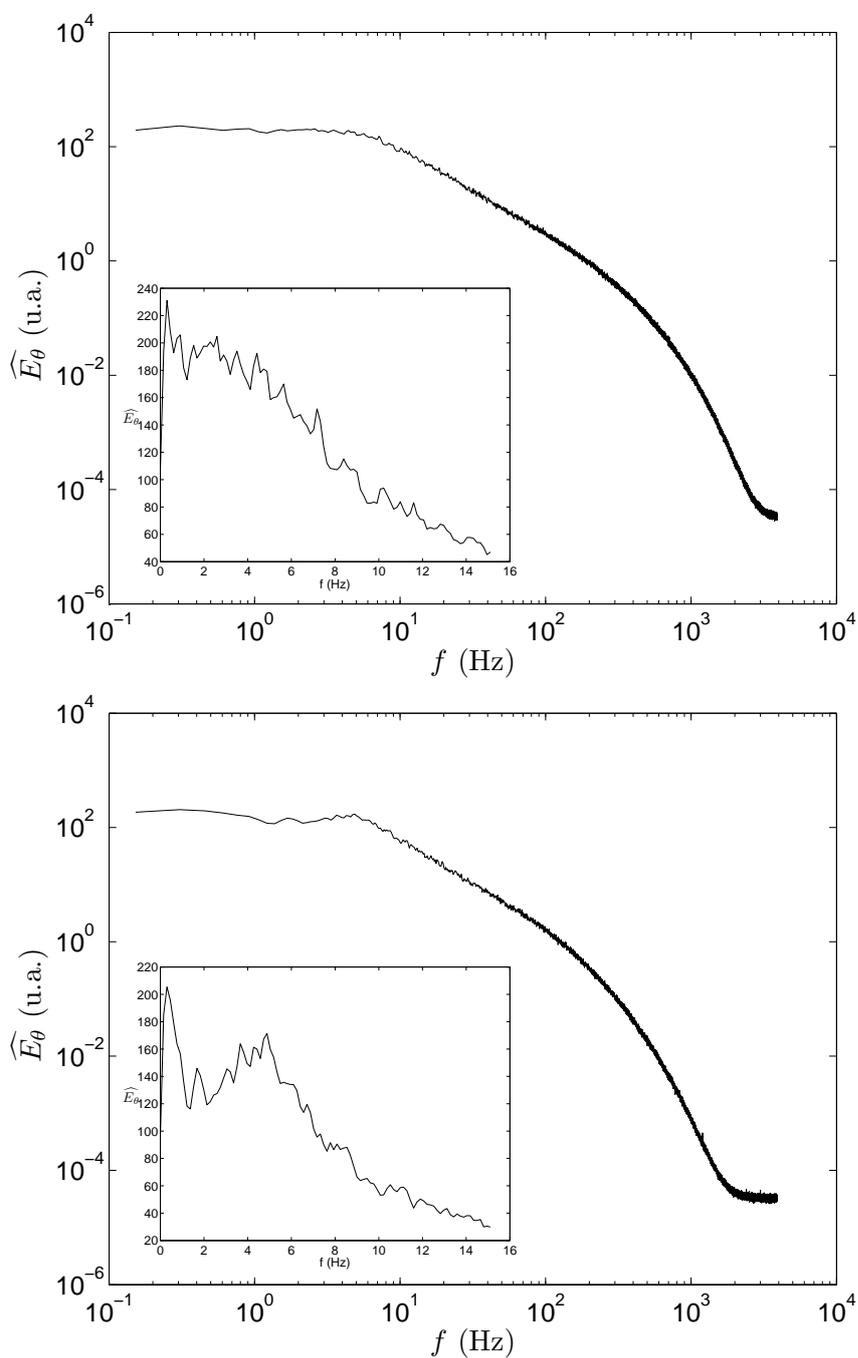


FIG. 5.61 - Spectre de variance des fluctuations de température, point  $\textcircled{E}$  en haut et point  $\textcircled{F}$  en bas. Insert : zoom sur le spectre en échelle linéaire

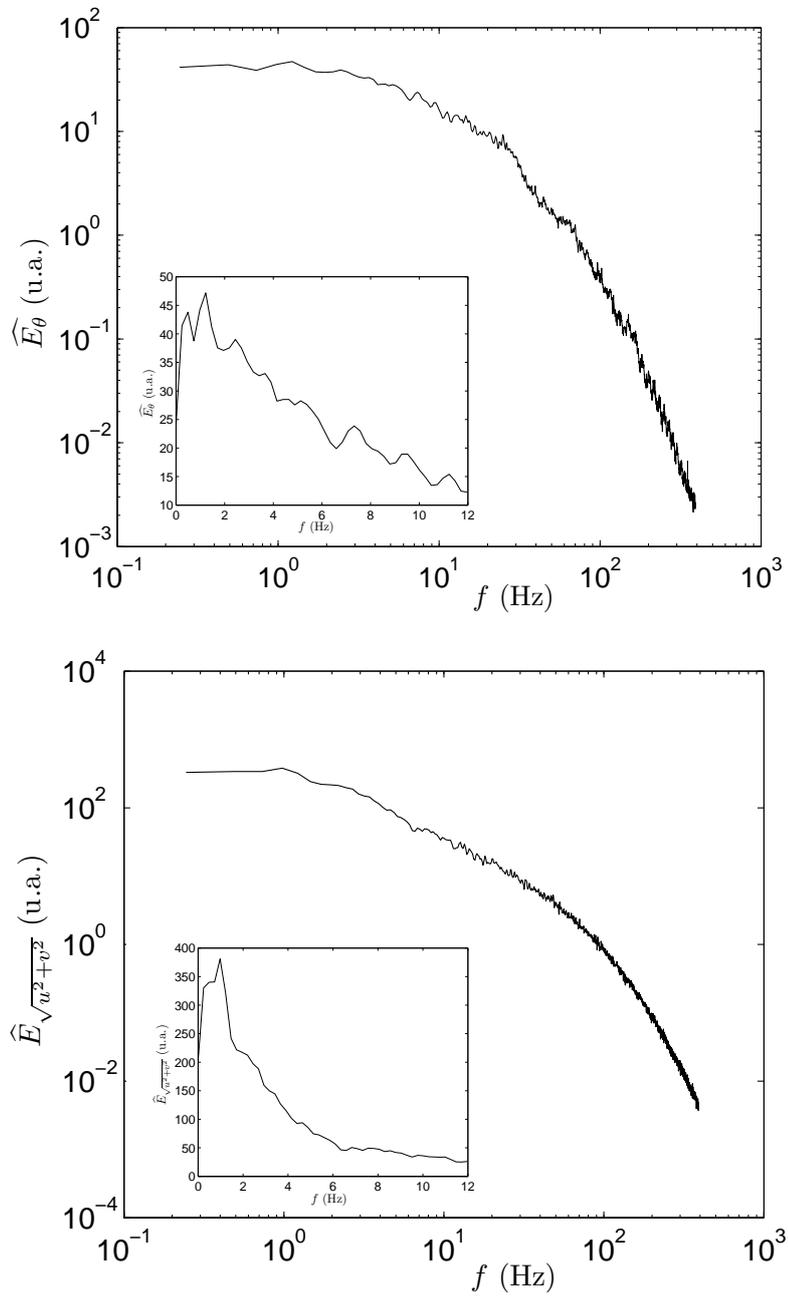


FIG. 5.62 - Spectre de variance des fluctuations de température  $\theta$  (haut) et de  $\sqrt{u^2 + v^2}$  (bas), point  $\textcircled{G}$ . Insert : zoom sur le spectre en échelle linéaire

le point de mesure est fixe et les séquences complètes de visualisations ont montré que le “point d’impact” n’est pas stationnaire en espace mais varie dans une zone déterminée, en fonction de l’arrivée sur la paroi de “bouffées” de fluide.

En revanche, au point F, la densité spectrale de variance des fluctuations de température, et plus particulièrement un “zoom” sur les basses fréquences, révèle deux pics de fréquence à  $f = 0.3$  et 5 Hz. Il n’est pas étonnant d’observer à cet endroit une fréquence caractéristique, dans la mesure où la séquence d’images complète a montré que la position du tube de recirculation est quant à elle stationnaire en espace, quelles que soient les variations de position du point d’impact. La fréquence de 0.3 Hz semble due à l’écrasement des structures de la couche de mélange sur la paroi, tandis que, par comparaison avec les visualisations, il apparaît que la fréquence de 5 Hz est associée au temps de retournement de cette structure recirculante.

### ➤ **Recirculation : points $\textcircled{G}$ (figure 5.62)**

Par crainte que la présence intrusive de la sonde dans le tourbillon de recirculation ne perturbe sa dynamique, et à cause de la faible vitesse moyenne à cet endroit, on a choisi d’effectuer une mesure supplémentaire au point G, situé légèrement à l’extérieur de cette structure. Les mesures cinématiques et thermiques conduisent toutes les deux à l’observation d’un seul pic sur la densité spectrale de variance des fluctuations, particulièrement visible sur les tracés linéaires, situé environ à 1.2 Hz. Cette fréquence est un multiple (4 fois) de la fréquence 0.3 Hz observée plus proche de la paroi (au point F), ce qui suggère un effet de la structure recirculante en “tube” sur l’écoulement principal incident. Localement, ce dernier pourrait subir une excitation paramétrique due à la périodicité de cette structure en “banane”, créant un doublement de période, auquel pourrait s’ajouter l’effet de la position légèrement instationnaire de cette “banane” selon l’axe Y. Il est donc possible que dans cette zone l’écoulement principal soit légèrement pulsé au moment de l’interaction avec la couche de mélange du bord amont du jet.

### ➤ **Résumé et calcul du nombre de Strouhal**

La détermination de fréquences caractéristiques permet de calculer un nombre de Strouhal, qui compare la périodicité des instabilités temporelles au temps inertiel de l’écoulement :

$$\text{St} = \frac{fL}{U} \quad (5.6)$$

avec  $f$  la fréquence,  $L$  une longueur caractéristique et  $U$  une vitesse de référence.

Comme on l’a vu dans le paragraphe 1.2.2, la difficulté dans le calcul du nombre de Strouhal réside dans le choix d’une échelle de longueur et d’une valeur de vitesse adéquates, ce sur quoi les auteurs ne sont pas toujours en accord. L’option la plus fréquente est de se baser sur le diamètre du jet, même si, dans le cas des structures

de la couche de mélange, cette grandeur ne représente pas forcément une référence pertinente. Concernant la vitesse considérée, toutes les options sont évoquées, de la vitesse de l'écoulement principal  $U_\infty$  à celle du jet  $U_j$  en passant par une vitesse moyenne  $U_{mean} = \frac{U_\infty + U_j}{2}$ . Dans notre cas, nous avons choisi de considérer la valeur de vitesse moyenne mesurée dans le plan médian ( $\sqrt{u^2 + v^2}$ ) aux points où les acquisitions ont été effectuées. Ainsi le nombre de Strouhal calculé "classiquement" sera noté  $St_D$  :

$$St_D = \frac{f D_j}{\sqrt{u^2 + v^2}} \quad (5.7)$$

On peut également, comme le suggèrent McMahon et al. (1971) [60], considérer une échelle de longueur adaptée à l'épanouissement du jet à l'endroit de la mesure. Dans ce cas, on adoptera un diamètre apparent du jet adapté à son expansion, noté  $D_{exp}$ , qui sera déterminé grâce aux visualisations effectuées.

$$St_{exp} = \frac{f D_{exp}}{\sqrt{u^2 + v^2}} \quad (5.8)$$

Enfin, l'échelle de longueur qui semble la plus adaptée est la taille des structures dont on cherche à exhiber une fréquence caractéristique de passage. On a donc également calculé un nombre de Strouhal local  $St_{loc}$ , basé sur la taille apparente des structures  $L_{struc}$ , là encore déterminée grâce aux visualisations.

$$St_{loc} = \frac{f L_{struc}}{\sqrt{u^2 + v^2}} \quad (5.9)$$

Le tableau 5.1 présente un résumé des fréquences caractéristiques que nous avons relevées aux différents points sélectionnés, ainsi qu'un calcul des nombres de Strouhal que nous venons d'évoquer, quand ceux-ci ont un sens. Ainsi, concernant le point B, le seul qui ne soit pas situé dans le plan médian du jet, la vitesse de référence mesurée ne prend pas en compte la troisième composante  $w$ , importante, de vitesse. Les résultats sont donc à considérer avec précaution. De même, concernant le point F après impact, le nombre de Strouhal basé sur le diamètre du jet, et surtout celui basé sur un diamètre d'expansion ne sont pas calculés car il ne représentent pas une réalité physique. Enfin, aucune fréquence caractéristique n'ayant été décelée au point E, on ne peut calculer un nombre de Strouhal à cet endroit.

Les nombres de Strouhal obtenus au point B (situé en  $X = 0$ ,  $Y/L_j = 0.625$  et  $Y/L_j = 0.5$ ) sont assez élevés et correspondent aux structures d'enroulements de coin caractéristiques de la géométrie d'injection possédant des angles droits comme le rectangle. Notons que la valeur locale du Strouhal ( $St_{loc} = 0.22$ ), calculé sur la taille du "tourbillon de coin" (cf. figure 5.30 page 186) correspond à la valeur caractéristique d'une allée de Von Karman (0.21).

Si l'on s'intéresse aux points situés dans la couche de mélange du bord amont du jet (A, C et D), on observe des valeurs du nombre de Strouhal "classique" décroissantes suivant la pénétration du jet, sans caractéristiques particulières. En revanche,

Point	$f$	Phénomène observé	$St_D$	$St_{exp}$	$St_{loc}$
B	30-105 Hz ( <b>70 Hz</b> )	Enroulements de coin	1.36	1.36	0.22
A	30-70 Hz ( <b>45 Hz</b> )	Kelvin-Helmholtz	0.6	0.6	0.1
C	5-30 Hz ( <b>15 Hz</b> )	Structures couche mélange (1)	0.18	0.52	0.09
D	2-15 Hz ( <b>9 Hz</b> )	Structures couche mélange (2)	0.15	0.58	0.1
E	-	“Point d’impact”	-	-	-
F	<b>0.3 Hz</b>	Tourbillon de recirculation	-	-	0.07
	<b>5 Hz</b>		-	-	1.17
G	<b>1.2 Hz</b>	Recirculation	-	-	0.14

TAB. 5.1 - Résumé des fréquences caractéristiques aux points choisis.  $r = 9.4$ 

on peut voir que le fait de considérer l’échelle de longueur adaptée au point de la mesure tend à uniformiser les valeurs de Strouhal obtenus. En effet, celui basé sur le diamètre apparent d’expansion ( $St_{exp}$ ) est compris entre 0.52 et 0.6, tandis que celui basé sur la taille des structures considérées ( $St_{loc}$ ) exhibe pour les trois points des valeurs très proches, de 0.09 et 0.1. L’obtention d’un nombre de Strouhal unique semble cohérente dans la mesure où les structures de la couche de mélange sont issues des instabilités spatiales de Kelvin Helmholtz qui voient leur taille augmenter parallèlement à la réduction de leur vitesse d’advection.

On peut comparer ces valeurs à celles obtenues sur le dispositif expérimental HYPI (pour “Hydraulique Piquage”) au sein du laboratoire (LIEX). Ce dispositif consiste en un té de mélange en eau dans lequel on fait varier les rapports de débit des deux circuits. Dans le cas d’un rapport de débit (et donc de vitesse, les diamètres des deux circuits circulaires étant identiques) de 0.2, Dolias et al. [26] ont mesuré à la frontière du mélange entre les deux écoulements une fréquence caractéristique de 7 Hz, correspondant à un nombre de Strouhal de 0.64. Ce nombre est basé sur la vitesse de “jet” et le diamètre des conduits, qui correspond de fait à l’expansion du jet. Il est donc à rapprocher des valeurs que l’on observe dans notre cas pour  $St_{exp}$ , comprises entre 0.52 et 0.6 comme on vient de l’évoquer. La proximité des valeurs obtenues sur ces deux dispositifs expérimentaux très différents suggère le fait que celles-ci soient caractéristiques des structures de la couche de mélange, en tenant compte toutefois du caractère arbitraire des valeurs de référence choisies.

Le nombre de Strouhal obtenu au point F pour la fréquence de 0.3 Hz,  $St_{loc} = 0.07$ , est tout à fait compatible avec celui de 0.1 que l’on a calculé pour les structures de la couche de mélange. Dans la mesure où la structure de recirculation est alimentée par l’écrasement de ces dernières sur la paroi d’impact, il n’est pas surprenant d’observer des valeurs caractéristiques de Strouhal proches. Le nombre de Strouhal associé à la fréquence de 5 Hz est relativement élevé, de par la faible valeur moyenne de vitesse à cet endroit. Il est caractéristique de l’impact à ce rapport de vitesse  $r = 9.4$  et sans doute influencé également par les dimensions du canal principal (paroi situé en  $Y/L_j = 7.5$ ) dans la mesure où la taille des structures de la couche

de mélange au moment de l'impact joue un rôle dans le fluide amené à recirculer. À ce titre, il n'est pas possible de le comparer avec des données de la littérature. Il est à noter que le sens du calcul de Strouhal associé à cette fréquence est discutable car elle correspond à un temps de retournement et non à une fréquence spatiale caractéristique d'un passage de structure.

Enfin, au point G, le nombre de Strouhal calculé (0.14) vaut deux fois celui calculé en F, ce qui semble conforter l'hypothèse d'une relation paramétrique entre ces deux localisations de la "banane" de recirculation. En outre, la valeur obtenue reste assez proche des valeurs caractéristiques de la couche de mélange ( $\approx 0.1$ ), d'autant qu'il convient de rappeler le caractère à la fois prépondérant et subjectif du choix des échelles caractéristiques pour ce calcul.

## 5.5 Echelles internes du scalaire

### ⤵ Différence entre les champs scalaire et cinématique

Afin de mettre en évidence la différence entre les champs scalaire et cinématique, on a effectué des mesures en milieu de veine, dans la couche de mélange (au point © repéré sur la figure 5.56). A cet endroit, la sonde à deux fils parallèles a permis de mesurer simultanément  $\theta$  et la grandeur cinématique  $\sqrt{u^2 + v^2}$  dont une partie des évolutions temporelles sont représentées sur la figure 5.63 (à gauche) avec les densités de probabilité associées (à droite).

On observe que le relevé de température (en haut) présente de fortes fluctuations et des alternances rapides entre du fluide "froid" (ici 17°C environ) de l'écoulement principal et du fluide "chaud" (27°C environ) du jet. Ces alternances adoptent souvent la forme de créneaux, entrecoupés d'oscillations de valeurs intermédiaires, qui témoignent du défilement rapide à cet endroit de "paquets" de fluide issus des deux écoulements et entremêlés dans une seule structure tourbillonnaire. On peut remarquer la présence de gradients très importants : le créneau visible vers  $t = 4.06$  s possède une amplitude de 8.6°C pour une largeur de 0.6 ms, ce qui donne une valeur proche de 3°C/mm (qu'il a été possible de résoudre grâce à la réponse fréquentielle adaptée du fil froid). La fonction densité de probabilité associée traduit parfaitement la mesure temporelle : on observe les deux pics extrêmes qui représentent les "sources" froide et chaude que constituent les deux écoulements, entre lesquels s'étend l'ensemble des valeurs intermédiaires. On peut noter qu'à cet endroit la majorité des fluctuations est plutôt, comme la moyenne, proche de la température chaude.

En revanche, le relevé cinématique (en bas) est totalement différent. Il montre des fluctuations beaucoup plus équilibrées entre basses vitesses (fluide de l'écoulement principal entraîné) et hautes vitesses (fluide du jet). La pdf associée démontre clairement ce constat et révèle des fluctuations faibles bien réparties (partie gauche de la courbe parabolique) et des fluctuations fortes qui le sont beaucoup moins (partie

droite rectiligne).

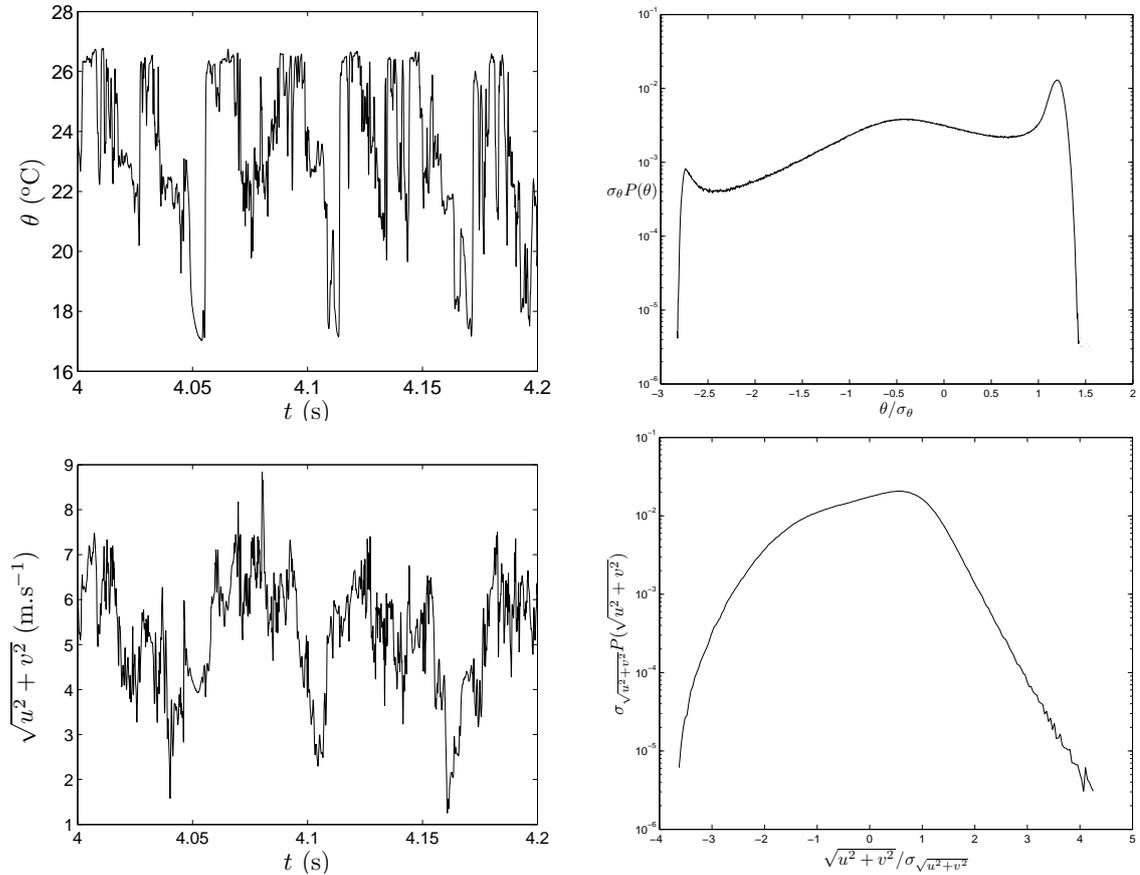


FIG. 5.63 - Exemples de signaux temporels (gauche) et pdf associées (droite). Haut : température  $\theta$ , bas :  $\sqrt{u^2 + v^2}$

Ainsi, même si les zones de basses vitesses peuvent être le plus souvent associées à celles de basses températures (pour  $t \approx 4.05$  s, 4.12 s et 4.17 s par exemple), ce n'est pas systématique (à  $t \approx 4.08$  s par exemple, où une vitesse importante est associée à une température moyenne). Mais surtout l'alternance entre faibles et fortes valeurs n'adopte pas du tout la même structure suivant la grandeur mesurée, ce qui traduit un processus complexe dans cette zone de l'écoulement.

### ➤ Mécanisme de mélange au coeur du jet

Afin d'étudier les propriétés du mélange au coeur du jet, on a tracé des profils de température dans le plan médian de la veine ( $Z/L_j = 0$ ) à différentes distances aval ( $X/L_j = 2.3, 3.8, 6.2, 7.6$  et  $9.2$ ), pour un régime non impactant ( $r = 3.3$ ) et dans un régime avec interaction ( $r = 6$ ). Ces profils de température normalisés sont présentés sur la figure 5.64.

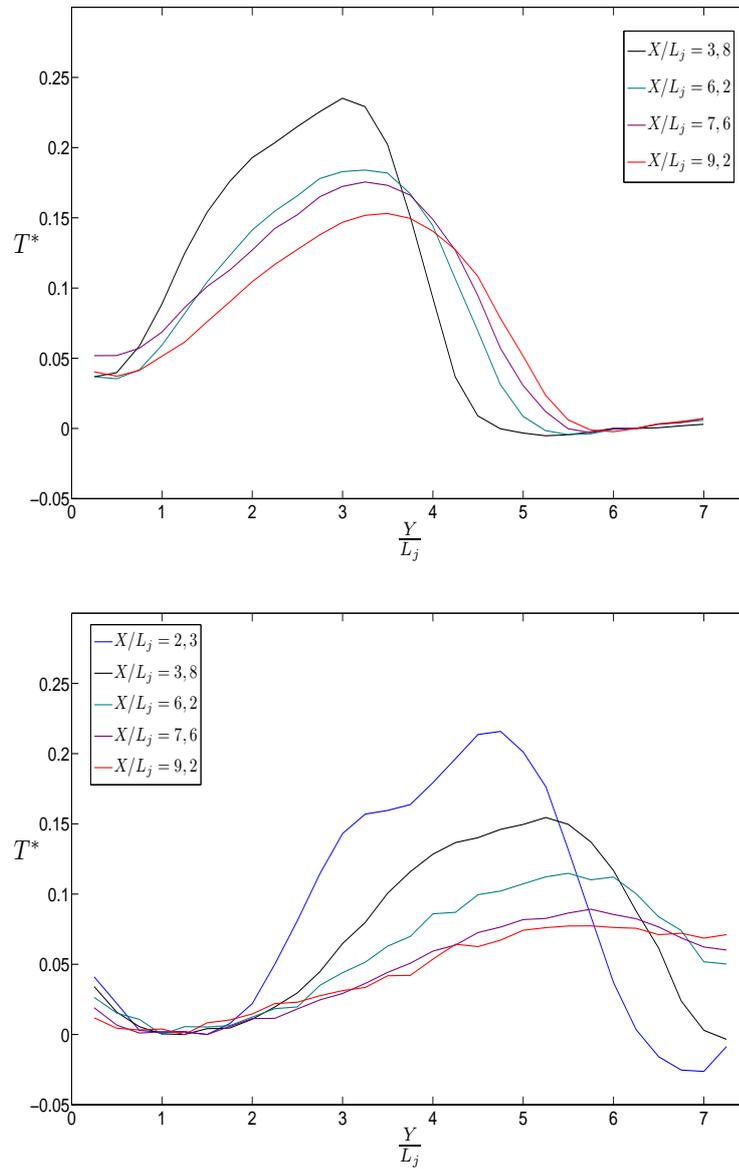


FIG. 5.64 - Profils de température adimensionnée dans le plan médian horizontal ( $Z/L_j = 0$ ) pour différentes distances axiales. Haut :  $r = 3.3$  (régime sans interaction), bas :  $r = 6$  (régime avec interaction)

Les profils obtenus montrent bien la distinction entre les deux régimes : dans le cas  $r = 3.3$  (figure du haut), on n'observe pas d'interaction avec la paroi opposée (située en  $Y/L_j = 7.5$ ), tandis que dans le cas  $r = 6$  (figure du bas), on observe une interaction dès  $X/L_j = 6.2$ . Ces mesures nous ont permis de localiser les points de température maximale ("points chauds") pour chaque distance aval ( $Y/L_j = 3.5$  pour  $X/L_j = 9.2$  dans le cas  $r = 3.3$  par exemple).

En ces points, on a ensuite tracé les fonctions de densité de probabilité normalisées (PDF) des fluctuations de température, présentées sur la figure 5.65.

La première observation que l'on peut faire est que les PDF normalisées sont quasiment identiques non seulement pour toutes les distances avales explorées pour un même rapport, mais aussi entre le régime sans interaction ( $r = 3.3$ , figure du haut) ou avec interaction de paroi ( $r = 6$ , figure du bas). Ceci suggère l'existence d'un processus de mélange unique au coeur du jet, processus qui semble indépendant de l'interaction éventuelle du jet avec la paroi

Dans les deux cas, on observe que les PDF sont asymétriques pour toutes les distances à l'aval. La partie droite des courbes ( $\theta/\sigma_\theta > 0$ ) est quasi-gaussienne. Cela signifie que les fluctuations chaudes sont bien diffusées ; en effet, on retrouve du fluide chaud issu du jet dans lequel la température est homogène.

La partie gauche des courbes ( $\theta/\sigma_\theta < 0$ ), en revanche, montre tout d'abord un "pic froid" situé à  $\theta/\sigma_\theta \approx -4$  qui correspond à la température de l'écoulement principal  $T_\infty$ , et une courbe "en rampe" caractéristique du mélange. Ainsi, les "structures froides" présentes au coeur du jet y sont juste advectées par les mouvements tourbillonnaires des CVP et n'ont pas eu le temps de diffuser. Dans la mesure où la dynamique des CVP semble peu influencée par l'interaction du bord externe du jet avec la paroi, il apparaît logique que le processus de mélange au coeur du jet, dont ils sont le principal moteur, soit identiques dans les deux cas.

On peut noter que ce mélange imparfait des fluctuations froides peut avoir son importance dans le cadre de la fatigue thermique. Contrairement au cas d'un jet libre chauffé uniformément en situation d'impact avec une paroi, l'interaction avec un écoulement principal transverse avant impact crée des gradients thermiques importants. Ceci est d'autant plus vrai au niveau de la couche de mélange entre les deux écoulements (comme on l'a vu dans le sous paragraphe précédent). La présence de feuillets thermiques à cet endroit, engendrant des gradients très forts, a certainement un effet majeur sur la fatigue des matériaux en paroi.

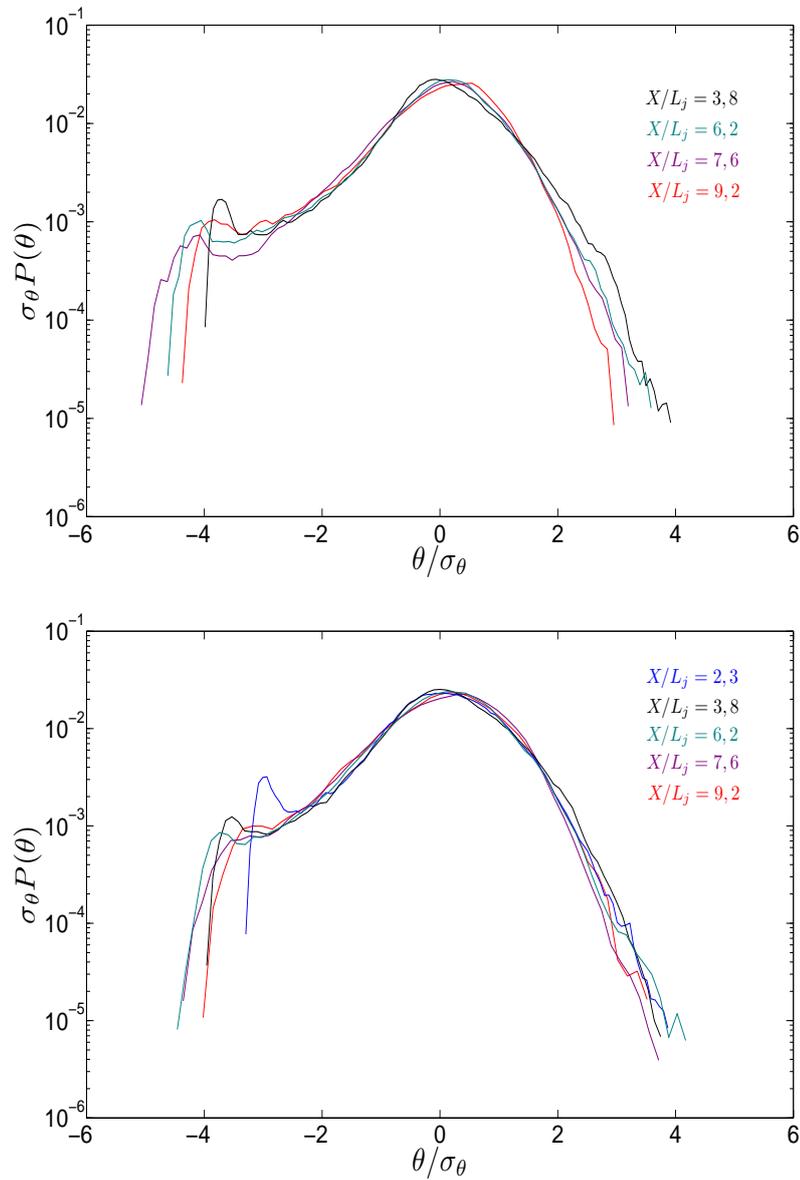


FIG. 5.65 - Fonctions densité de probabilité adimensionnées des fluctuations de température au "point chaud" du jet pour différentes distances avales. Haut :  $r = 3.3$  (régime sans interaction), bas :  $r = 6$  (régime avec interaction)

# CONCLUSION

---

L'étude de ce JICF marqué passivement par le scalaire température a dans un premier temps nécessité des améliorations concernant le dispositif expérimental et les moyens métrologiques employés, ce qui justifie la part importante qui leur est consacrée dans cette thèse. Afin d'obtenir des conditions aux limites compatibles avec la mesure de faibles écarts de température, des systèmes de calorifugeages et de régulations ont été mis en place sur le tunnel aérodynamique TRANSAT, qui ont permis d'obtenir des conditions thermiques très satisfaisantes. L'emploi de sondes à fil de Wollaston de  $0.35\mu\text{m}$  de diamètre a nécessité des modifications considérables au niveau du protocole de fabrication, de par l'extrême fragilité de ce matériau. La simplification des circuits électroniques et l'adaptation des composants ont permis d'obtenir un anémomètre et un thermomètre aux rapports signal sur bruit et aux bandes passantes exceptionnels. En particulier, l'alimentation par batteries de l'ensemble de la chaîne métrologique et la régulation en température des composants du thermomètre nous ont permis de mesurer à l'aide d'un seul fil froid la température moyenne et les fluctuations de température simultanément et au même point, ce qui est unique à notre connaissance. Il est ainsi possible d'obtenir une précision inégalée pour des mesures thermo-anémométriques dans un écoulement 3D anisotherme, comme c'est le cas pour notre JICF en interaction de paroi. Sans les développements conduits sur l'ensemble de la chaîne de mesure, il aurait été impossible de produire des résultats dignes de confiance, tels que ceux que nous avons obtenus.

La réalisation de visualisations de l'écoulement par caméra rapide pour différents rapports de vitesses s'est avérée être une étape importante de l'étude. Si ces dernières n'ont qu'une valeur qualitative et souffrent de défauts (principalement dus à l'épaisseur du plan lumineux), elles ont néanmoins permis de mettre en évidence le caractère très tridimensionnel des structures intrinsèques au JICF. On a pu observer l'effet du confinement sur l'épanouissement et le mélange du jet, ainsi que son comportement dans le cas d'impact avec la paroi opposée. Ceci a permis, d'une part de différencier trois régimes d'écoulement et de les classer en fonction du rapport de vitesses  $r$ , et d'autre part, de placer les capteurs locaux aux endroits les plus judicieux et de faciliter grandement l'interprétation des mesures ponctuelles réalisées.

Le but de ces mesures ponctuelles était l'obtention dans un premier temps des moments d'ordre un et deux des mesures cinématiques et thermiques. La valeur

des cartographies statistiques obtenues est surtout liée à la grande précision de l'instrumentation que l'on vient d'évoquer. On dispose ainsi d'une banque de données expérimentales de qualité qui permettra une validation du code de simulation TRIO-U du CEA, et éventuellement de travaux de la communauté scientifique.

Les mesures ponctuelles ont permis de mettre en évidence que dans le cas d'un régime de jet confiné sans impact ( $r = 3.3$ ), on retrouve les caractéristiques globales du JICF en situation académique. En effet, dans ce cas, le rapport de vitesse semble rester le paramètre déterminant du processus, et la zone d'interaction tourbillonnaire dans le champ proche est celle où se joue principalement la dynamique des structures du jet. On a pu observer l'ensemble de ces dernières, et notamment l'extrême importance de la paire de tourbillon contrarotatifs, principale structure de vorticité dans le champ lointain.

L'orifice d'injection du jet, rectangulaire, ne semble pas jouer un rôle prépondérant dans l'évolution globale de ces CVP, ce qui suggère que le champ de pression est le moteur principal de leur formation. En revanche, dans le champ proche, le rectangle entraîne une accélération de l'apparition des instabilités en raison notamment des tourbillons de coin. Ainsi, l'influence géométrique de cet orifice sur la trace du jet disparaît rapidement, d'autant plus que le rapport de vitesse  $r$  est faible et, de fait, l'action de l'écoulement principal importante.

L'autre contribution de ce travail concerne l'étude du régime d'impact. Ce dernier se caractérise par l'apparition d'une structure tubulaire de recirculation en forme de "banane", convect e à l'aval, contournant la colonne form e par le jet avant l'impact pour engendrer des structures hélicoïdales. Cette structure, dont la rotation est accentu e par le confinement des parois horizontales, interagit également avec le fluide éjecté verticalement lors de l'impact avec la paroi.

Enfin, l'étude spectrale a permis de mettre en évidence un nombre de Strouhal commun aux structures de la couche de mélange spécifique du bord amont du jet. Il semble que, dans le cas de l'impact, le comportement quasi-périodique de la structure en "banane" soit gouverné par la dynamique de cette couche de mélange. Ce point nécessiterait d'être éclairci par des mesures complémentaires. Le tracé des densités de probabilité (PDF) des fluctuations de température au coeur du jet a quant à lui suggéré un mécanisme de mélange unique à cet endroit, indépendant de l'éventuelle interaction du jet avec les parois.

Un aspect manquant de ce travail d'exploration, qui constitue donc l'une des perspectives immédiates de l'étude, est l'obtention d'informations et de mesures concernant l'interaction thermique du jet avec la paroi, notamment au niveau des flux. Si des mesures thermiques ponctuelles par sonde à fil froid sont immédiatement envisageables, des visualisations par thermographie infrarouge, nécessitant un travail de mise en place, seraient souhaitables afin d'obtenir des champs globaux instantanés. Concernant les mesures cinématiques, l'obtention de visualisations 3D (voire

de PIV) permettrait d'affiner l'étude des mécanismes d'évolution des structures du jet. De plus, des mesures par capteurs de pression seraient souhaitables, notamment au niveau des parois. L'obtention du champ de pression autour du jet permettrait de préciser la localisation du décollement de l'écoulement principal à l'amont et des zones de recirculation à l'aval. Au niveau de la paroi d'impact, la détermination de la pression pariétale préciserait des conditions de recirculation après l'impact et la position de ce dernier. En outre, on pourrait également en couplant ces relevés à des mesures cinématiques, dresser des bilans en proche paroi du poids des différents termes des équations de transport. Enfin, de par le caractère extrêmement tridimensionnel de l'écoulement, l'utilisation de sondes équipées de plusieurs fils semble indispensable pour accéder aux fluctuations simultanées des trois composants de vitesse, et ainsi obtenir des informations très intéressantes concernant leur caractère instationnaire et les valeurs des tensions de Reynolds.

Dans une plus large mesure, l'étude du JICF confiné et impactant pourrait se voir enrichie de variations paramétriques systématiques, concernant par exemple le rapport entre le diamètre du jet et la largeur de la veine  $D_j/L_c$ , le rapport d'aspect des deux conduits  $H_c/L_c$  et  $H_j/L_j$  ou encore le rapport des masses volumiques  $\rho_j/\rho_\infty$ . Au niveau de l'impact, les caractéristiques thermiques fluctuantes pourraient être comparées en présence ou non de l'écoulement principal afin de caractériser précisément les spécificités du JICF sur la fatigue thermique de la paroi. On pourrait également à des fins de comparaison envisager l'emploi d'autres formes d'orifice d'injection, comme la forme circulaire académique, tout en prenant en considération les difficultés expérimentales de mise en place et les contraintes temporelles qu'impliquent de telles modifications.



# BIBLIOGRAPHIE

---

- [1] **AI, J.J., YU, S.C.M., LAW, A.W.-K. & CHUA, L.P.**  
Vortex dynamics in starting square water jets.  
*Physics of Fluids*. **17**, 014106 (2005)
- [2] **ALADIEV, I.T.**  
Experimental determination of local and mean coefficients of heat transfer for turbulent flow in pipes.  
*Technical report, NACA Technical Memorandum 1356* (1954)
- [3] **ANDREOPOULOS, J.**  
Heat transfer measurements in a heated jet-pipe flow issuing into a cold stream.  
*Physics of Fluids*. **26** (11), 3201-3210 (1983)
- [4] **ANDREOPOULOS, J. & RODI, W.**  
Experimental investigations of jets in a crossflow.  
*Journal of Fluid Mechanics*. **138**, 93-127 (1984)
- [5] **ANDREOPOULOS, J.**  
On the structure of jets in a crossflow.  
*Journal of Fluid Mechanics*. **157**, 163-197 (1985)
- [6] **ANTONIA, R., BROWNE & CHAMBERS**  
On the spectrum of the transverse derivative of the streamwise velocity in a turbulent flow.  
*Physics of Fluids*. **27** (11), p.2628 (1984)
- [7] **ANTONIA, R.A., ABE, H. & KAWAMURA, H.**  
Analogy between velocity and scalar fields in a turbulent channel flow.  
*Journal of Fluid Mechanics*. **628**, 241-268 (2009)
- [8] **BARATA, J.M.M., DURÃO, D.F.G., HEITOR, M.V. & MCGUIRK, J.J.**  
The turbulence characteristics of a single impinging jet through a crossflow.  
*Experimental Thermal and Fluid Science*. Vol.5, issue 4, 487-498 (1992)
- [9] **BARRE, C.**  
Jet en écoulement transversal : observations expérimentales et numériques.  
*Thèse, Université Henri Poincaré-Nancy 1*. (1998)
- [10] **BENARAF, Y.**  
Application du couplage RANS/LES aux écoulements turbulents à haut nombre de Reynolds de l'industrie nucléaire.  
*Thèse, Université Pierre et Marie Curie, Paris VI*. (2005)
- [11] **BERGELES, G., GOSMAN, A. D. & LAUNDER, B. E.**  
The near-field character of a jet discharged normal to a main stream.  
*J. Heat Transfer*. **98**, 373-378 (1976)

- [12] **BROADWELL, J.E. & BREIDENTHAL, R.E.**  
Structure and scaling of a transverse jet in incompressible flow.  
*Journal of Fluid Mechanics.* **148**, 405-412 (1984)
- [13] **BRUUN, H. H.**  
Hot-wire anemometry, Principes and signal analysis.  
*Oxford University Press.* (1995)
- [14] **CARCASCI, C.**  
An experimental investigation on air impinging jets using visualisation methods.  
*Int. J. Therm. Sci.* **38**, 808-818 (1999)
- [15] **CHAMPAGNE, F.H., SCHLEICHER, C.A. & WEHRMANN, O.H.**  
Turbulence measurements with inclined hot-wires.  
*Journal of Fluid Mechanics.* **28**, Part.1, 153-175 (1967)
- [16] **CHASSAING, P., GEORGE, J., CLARIA, A. & SANANES, F.**  
Physical characteristics of subsonic jets in a cross-stream.  
*Journal of Fluid Mechanics.* **62**, Part.1, 41-64 (1974)
- [17] **CHATELAIN, A.**  
Simulation des grandes échelles d'écoulements turbulents avec transfert de chaleur.  
*Thèse, INP Grenoble.* (2004)
- [18] **COLLIS, D. C. & WILLIAMS, M. J.**  
Two-dimensional convection from heated wires at low Reynolds numbers.  
*Journal of Fluid Mechanics.* **6**, 357-384 (1959)
- [19] **COMTE-BELLOT, G.**  
Hot-Wire Anemometry.  
*Ann. Rev. Fluid Mech.* **8**, pp.209-231 (1976)
- [20] **COMTE-BELLOT, G. & CORRSIN, S.**  
The use of a contraction to improve the isotropy of grid-generated turbulence.  
*Journal of Fluid Mechanics.* Vol.**25**, Part.4 (1966)
- [21] **COMTE-BELLOT, G., STROHL, A. & ALCARAZ, E.**  
On aerodynamic disturbances caused by single hot-wire probes.  
*ASME, J. Applied Mech.* Vol.**38**, 767-774 (1971)
- [22] **COMTE-BELLOT, G. & SARMA, G. R.**  
Constant voltage anemometer practice in supersonic flows.  
*AIAA Journal.* **39**, N°2, 261-270 (2001)
- [23] **CORRSIN, S.**  
Turbulence : Experimental Methods.  
*Hanbuch der Physik.* **8** (-2), pp524-590. Springer-Verlag, 1963
- [24] **CORTELEZZI, L. & KARAGOZIAN, A.R.**  
On the formation of the counter-rotating vortex pair in transverse jets.  
*Journal of Fluid Mechanics.* Vol.**446**, 347-373 (2001)

- [25] **CRABB, D., DURÃO, D. F. G. & WHITELAW, J. H.**  
A round jet normal to a crossflow.  
*Journal of Fluids Engineering.* **103**, 142-153 (1981)
- [26] **DOLIAS, Y. & LEANDRE, G.**  
Bilan des mesures des tenseurs de Reynolds et des fluctuations de vitesse dans la section d'essais HYPI.  
*CEA, note technique NT SSTH/LIEX 05-022.* 2006.
- [27] **DONJAT, D., REULET, P., RADENAC, E. & MILLAN, P.**  
Etude de l'interaction d'un jet transitoire avec une paroi chaude dans un écoulement transverse confiné.  
*Congrès francophone de Techniques Laser, CFTL 2008.* Futuroscope, France, 16-19 septembre 2008.
- [28] **DUFOUR, R.**  
Développement d'un peigne de fils froids pour l'étude d'écoulements turbulents en présence d'un champ thermique.  
*Thèse, Faculté des Sciences et de Génie, Université Laval, Canada* (1998)
- [29] **EIFF, O. S., KAWALL, J. G. & KEFFER, J. F.**  
Lock-in of vortices in the wake of an elevated round turbulent jet in a crossflow.  
*Experiments in Fluids.* **19**, 203-213 (1995)
- [30] **EIFF, O. S. H.**  
Experimental analysis of the coherent structures within a turbulent jet in a crossflow.  
*PhD Thesis, University of Toronto* (1996)
- [31] **FEDIOUN, Y.**  
Turbulence en fluide incompressible.  
*Cours de l'Université d'Orléans, Master Energétique et Environnement.* (2004-2005)
- [32] **FRATICELLI, R., DAVID, L. & BORÉE, J.**  
Jet carré dans un écoulement transverse à faible nombre de Reynolds.  
*9ème Congrès Francophone de Vélocimétrie Laser.* 14-17 septembre 2004.
- [33] **FREYMUTH, P.**  
Feedback control theory for constant-temperature hot-wire anemometers.  
*Rev. Sci. Instrum..* **38** (5), p.677 (1967)
- [34] **FREYMUTH, P.**  
Non linear control theory for constant-temperature hot-wire anemometers.  
*Rev. Sci. Instrum..* **40** (2), p.258 (1969)
- [35] **FRIC, T.F.**  
Structure in the near field of the transverse jet.  
*PhD Thesis, California Institute of Technology* (1990)
- [36] **FRIC, T. F. & ROSHKO, A.**  
Structure in the near field of the transverse jet.

- Seventh Symposium on turbulent shear flows*. Stanford University, August 21-23, 1989.
- [37] **FRIC, T. F. & ROSHKO, A.**  
Vortical structure in the wake of a transverse jet.  
*Journal of Fluid Mechanics*. **279**, 1-47 (1994)
- [38] **FULACHIER, L.**  
Hot wire measurements in low speed heated flow.  
*Proceedings of the Dynamic Flow Conference (Baltimore-Marseille)*. pp465-485. Springer-Verlag, 1978.
- [39] **HAVEN, B. A. & KUROSAKA, M.**  
Kidney and anti-kidney vortices in crossflow jets.  
*Journal of Fluid Mechanics*. **352**, 27-64 (1997)
- [40] **HASSELBRINK, E.F. & MUNGAL, M.G.**  
An analysis of the time-averaged properties of the far field of the transverse jet.  
AIAA **96-0201**. *34<sup>th</sup> Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, Nevada, January 15-18 (1996)
- [41] **HUANG, Z., LOW, M. S., KAWALL, J. G. & KEFFER, J. F.**  
Structural features of a heated round turbulent jet in a cross-flow.  
*Eight Symposium on Turbulent Shear Flows*. Munich, 1991.
- [42] **HUMBER, A. J., GRANDMAISON, E. W. & POLLARD, A.**  
Mixing between a sharp-edged rectangular jet and a transverse cross flow.  
*Int. J. Heat Mass Transfer*. Vol **36**, N°18, 4307-4316 (1993)
- [43] **JACQUIN, L.**  
Phenomenological description and simplified modelling of the vortex wake issuing from a jet in a crossflow.  
*La Recherche Aéronautique*. N°2, 117-133 (1994)
- [44] **JACQUIN, L., LEUCHTER, O. & GEFFROY, P.**  
Use of quadripole hotwire probes for studying turbulent flows.  
*La Recherche Aéronautique*. N°6, 427-444 (1995)
- [45] **KAMOTANI, Y. & GREBER, I.**  
Experiments on a turbulent jet in a cross flow.  
*AIAA Journal*. **10**, 1425-1429 (1972)
- [46] **KEFFER, J. F. & BAINES, W. D.**  
The round turbulent jet in a cross-wind.  
*Journal of Fluid Mechanics*. **15**, 481-496 (1963)
- [47] **KELSO, R.M. & SMITS, A.J.**  
Horseshoe vortex system resulting from the interaction between a laminar boundary layer and a transverse jet.  
*Physics of Fluids*. Vol. **7** n°1, 153-158 (1995)
- [48] **KELSO, R. M., LIM, T. T. & PERRY, A. E.**  
An experimental study of round jets in cross-flow.  
*Journal of Fluid Mechanics*. **306**, 111-144 (1996)

- [49] **KHALKHAL, H.K.**  
Measurements of temperature dissipation in a turbulent wake using cold wires with numerical compensation.  
*Thèse, Université Laval, Québec.* (1997)
- [50] **KIM, S.-W. & BENSON, T. J.**  
Calculation of a circular jet in crossflow with a multiple-time-scale turbulence model.  
*Int. J. Heat Mass Transfer.* Vol **35**, N°10, 2357-2365 (1992)
- [51] **KROTHAPALLI, A., LOURENCO, L. & BUCHLIN, J.**  
On The Separated Flow Upstream of a Jet in a Cross Flow.  
AIAA **89-0571**. *27<sup>th</sup> Aerospace Sciences Meeting*, Reno, Nevada, January 9-12 (1989)
- [52] **KROTHAPALLI, A., LOURENCO, L. & BUCHLIN, J.**  
Separated Flow Upstream of a Jet in a Cross Flow.  
*AIAA Journal.* **28**, 414-420 (1990)
- [53] **KUZO, D. M. & ROSHKO, A.**  
Observations on the wake region of the transverse jet.  
*Bulletin of the American Physical Society.* **29**, 1536 (1984)
- [54] **LECORDIER, J.C., PARANTHOEN, P. & PETIT, C.**  
The effects of the thermal prong-wire interaction on the response of a cold wire in gaseous flows (air, argon and helium).  
*Journal of Fluid Mechanics.* **124**, 457 (1982)
- [55] **LEMAY, J., BENAÏSSA, A. & ANTONIA R.A.**  
Correction of cold-wire response for mean temperature dissipation rate measurements.  
*Experimental Thermal and Fluid Science.* **27**, 133-143 (2003)
- [56] **LIGRANI, P.M. & BRADSHAW, P.**  
Subminiature hot-wire sensors : development and use.  
*J.Phys. E : Sci Instrum.* **20**, 323-332 (1987)
- [57] **LIGRANI, P.M., WESTPHAL, R.V. & LEMOS, F.R.**  
Fabrication and testing of subminiature multi-sensor hot-wire probes.  
*J.Phys. E : Sci Instrum.* **22**, 262-268 (1989)
- [58] **LIM, T. T., NEW, T. H. & LUO, S. C.**  
On the development of large-scale structures of a jet normal to a cross flow.  
*Physics of Fluids.* Vol. **13** n°3, 770-775 (2001)
- [59] **MCMAHON, H. M. & MOSHER, D. K.**  
Experimental investigation of pressures induced on a flat plate by a jet issuing into a subsonic crosswind.  
*NASA SP 218.* pp. 49-62 (1969)
- [60] **MCMAHON, H. M., HESTER, D. D. & PALFERY, J. G.**  
Vortex shedding from a turbulent jet in a cross-wind.  
*Journal of Fluid Mechanics.* **48**, 73-80 (1971)

- [61] **MA, F., SATISH, M. & ISLAM, M. R.**  
Large Eddy Simulation of thermal jets in crossflow.  
*Engineering Applications Of Computational Fluid Dynamics*. Vol. **1**, n°1, pp 25-35 (2007)
- [62] **MARGASON, R.J.**  
The path of a jet directed at large angles to a subsonic free stream.  
*TN D-4919, NASA* (1968)
- [63] **MARGASON, R.J.**  
Fifty years of jet in cross flow research.  
*In Computational and Experimental Assessment of Jets in Cross Flow, AGARD Conference Proceedings 534* (1993)
- [64] **MALÉCOT, Y.**  
Intermittence en turbulence 3D : statistiques de la vitesse et de la vorticit .   
*Thèse, Université Joseph Fourier - Grenoble I.* (1998)
- [65] **MOISY, F.**  
Méthodes expérimentales en mécanique des fluides.  
*Cours de l'Université Paris Sud, Master Mécanique-Physique.* (2006)
- [66] **MORO, J.P., FOGAIROLLE, P. & CARENZA, A.**  
Qualification de la soufflerie TRANSAT.  
*CEA, note technique NT SSTH/LIEX 05-002.* 2005
- [67] **MOUSSA, Z. M., TRISCHKA, J. W. & ESKINAZI, S.**  
The near field in the mixing of a round jet with a cross-stream.  
*Journal of Fluid Mechanics.* **80**, 40-89 (1977)
- [68] **MUPPIDI, S.**  
Direct Numerical Simulations and Modeling of Jets in Crossflow.  
*PhD Thesis, University of Minnesota* (2006)
- [69] **MUPPIDI, S. & MAHESH, K.**  
Direct numerical simulation of passive scalar transport in transverse jets.  
*Journal of Fluid Mechanics.* **598**, 335-360 (2008)
- [70] **NEW, T. H., LIM, T. T. & LUO, S. C.**  
Elliptic jets in cross-flow.  
*Journal of Fluid Mechanics.* **494**, 119-140 (2003)
- [71] **NEW, T. H., LIM, T. T. & LUO, S. C.**  
A flow field study of an elliptic jet in cross flow using DPIV technique.  
*Experiments in Fluids.* **36**, 604-618 (2004)
- [72] **NEW, T. H., LIM, T. T. & LUO, S. C.**  
Effect of jet velocity profiles on a round jet in cross-flow.  
*Experiments in Fluids.* **40**, 859-875 (2006)
- [73] **PAN, G. & MENG, H.**  
Experimental study of turbulent mixing in a tee mixer using PIV and PLIF.  
*AIChE Journal.* Vol. **47**, n°12, pp. 2653-2665 (2001).

- [74] **PATRICK, M. A.**  
Experimental investigation of the mixing and penetration of a round turbulent jet injected perpendicularly into a transverse stream.  
*Trans. Institute of Chemical Engineers*, 45, 1967.
- [75] **PLESNIAK, M. W. & CUSANO, D. M.**  
Scalar mixing in a confined rectangular jet in crossflow.  
*Journal of Fluid Mechanics*. **524**, 1-45 (2005)
- [76] **PRATTE, B. D. & BAINES, W. D.**  
Profiles of the round turbulent jet in a cross flow.  
*Journal of the Hydraulics Division Proceedings of the ASCE*. **92**, 53-64 (1967)
- [77] **PRIÈRE, C.**  
Simulation aux grandes échelles : application au jet transverse.  
*Thèse, Institut National Polytechnique de Toulouse* (2005)
- [78] **RAMSEY, J. W. & GOLDSTEIN, R. J.**  
An interaction of a heated jet with a deflecting stream.  
*J. Heat Transfer*. **93**, 365-372 (1971)
- [79] **SAEZ, M.**  
Contribution à l'étude expérimentale de la convection mixte.  
*Thèse, Université Joseph Fourier - Grenoble I effectuée au CEA (LETS)* (1998)
- [80] **SARMA, G.R.**  
Transfer function analysis of the constant voltage anemometer.  
*Review of scientific instruments*. Vol. **69** N°6 (1998)
- [81] **SARMA, G.R. & COMTE-BELLOT, G.**  
Automated constant voltage anemometer for measurements with fluid temperature drifts.  
*Review of scientific instruments*. Vol. **73** N°3 (2002)
- [82] **SHERIF, S.A. & PLETCHER, R.H.**  
Measurement of the flow and turbulence characteristics of round jets in crossflow.  
*Journal of Fluid Engineering*. **111**, 165-171 (1989)
- [83] **SHERIF, S.A. & PLETCHER, R.H.**  
Jet-wake thermal characteristics of heated turbulent jets in crossflow.  
*Journal of Thermophysics*. **5**, 181-191 (1991)
- [84] **SMITH, S.H.**  
The scalar concentration field of the axisymmetric jet in crossflow.  
*PhD Thesis, Stanford University* (1996)
- [85] **SMITH, S.H. & MUNGAL, M.G.**  
Mixing, structure and scaling of the jet in crossflow.  
*Journal of Fluid Mechanics*. **357**, 83-122 (1998)
- [86] **SROKA, L.M. & FORNEY, L.J.**  
Fluid mixing with a pipeline tee : theory and experiment.  
*AIChE Journal*. Vol. **35**, 406 (1989).

- [87] **STROHL, A. & COMTE-BELLOT, G.**  
Aerodynamic effects due to configuration of Xwires anemometers.  
*ASME, J. Applied Mech.* Vol.**40E**, p.661 (1973)
- [88] **SU, L.K. & MUNGAL, M.G.**  
Simultaneous measurements of scalar and velocity field evolution in turbulent crossflowing jets.  
*Journal of Fluid Mechanics.* **513**, 1-45 (2004)
- [89] **TRUZZI, G.E., SARMA, G.R. & CHOKANI, Y.**  
Constant voltage anemometer operated hot wire at subsonic speeds over wide overheats in unsteady flows.  
*Review of scientific instruments.* **73**, N°12 (2002)
- [90] **VEJRAZKA, J.**  
Experimental study of a pulsating round impinging jet.  
*Thèse, Institut National Polytechnique de Grenoble* (2002)
- [91] **VEJRAZKA, J., TIHON, J., MARTY, PH. & SOBOLIK, V.**  
Effect of an external excitation on the flow structure in a circular impinging jet.  
*Physics of Fluids.* **17**, 105102 (2005)
- [92] **WILLIAMSON, C. H. K. & PRASAD, A.**  
The instability of the shear layer separating from a bluff body.  
*Journal of Fluid Mechanics.* **333**, 375-402 (1997)
- [93] **WYNGAARD, J.C.**  
Measurements of small-scale turbulence structure with hot-wires.  
*J. Sci. Instrum.* **1**, p.1105 (1968)
- [94] **YI, J. & PLESNIAK, M. W.**  
Dispersion of particle-laden air jet in a confined rectangular crossflow.  
*Powder Technology.* **125**, 168-178 (2002)
- [95] **YUAN, L.L., STREET, R.L. & FERZIGER, J.H.**  
Large-eddy simulations of a round jet in crossflow.  
*Journal of Fluid Mechanics.* **379**, 71-104 (1999)



## CARACTÉRISATION EXPÉRIMENTALE THERMO-AÉRAULIQUE D'UN JET TRANSVERSE IMPACTANT OU NON, EN TURBULENCE DE CONDUITE

Ce travail de thèse concerne l'étude expérimentale d'un jet perpendiculaire à un écoulement principal ("jet in crossflow") dans une soufflerie en circuit fermé. Suivant la valeur du rapport de vitesse entre les deux écoulements ( $r = U_j/U_\infty$ ), ce jet rectangulaire confiné se trouve en situation d'interaction voire d'impact avec la paroi opposée à celle dont il est issu. Le jet est faiblement marqué en température ( $\sim 10^\circ\text{C}$ ), afin de rester dans le cas du scalaire passif. Une amélioration du dispositif expérimental a été mise en oeuvre afin d'obtenir des conditions aux limites thermiques compatibles avec la mesure de faibles écarts de température imposés par le scalaire passif. Du point de vue métrologique, on utilise l'anémométrie et la thermométrie à fil chaud / fil froid, l'ensemble de la chaîne anémométrique étant réalisé au laboratoire. Des sondes à fil de Wollaston (Pt-Rh) de  $0.35\mu\text{m}$  de diamètre sont associées à un thermomètre et un anémomètre à tension constante optimisés pour maximiser le rapport signal sur bruit. Les différents résultats sont obtenus à la fois grâce à des visualisations par caméra rapide pour différents rapports de vitesse ( $r$  compris entre 3 et 12), et grâce aux mesures locales par fil chaud / fil froid, dans le cas particulier de deux rapports de vitesses ( $r = 3.3$  et  $9.4$ ). Les propriétés de mélange du scalaire sont étudiées par le tracé de cartographies des grandeurs statistiques de vitesse et température dans des plans de coupe perpendiculaires aux trois axes. L'analyse du contenu spectral des signaux en différents points caractéristiques met en évidence des caractéristiques du comportement dynamique instationnaire du jet.

*Mots-clés* : Jet transverse turbulent, anémométrie fil chaud / thermométrie fil froid, scalaire passif, mélange, impact.

## EXPERIMENTAL THERMO-AERODYNAMIC CHARACTERISATION OF A JET IN CROSSFLOW, IMPACTING OR NOT, IN CHANNEL TURBULENCE

This work consists in the experimental study of a jet in crossflow in a closed wind tunnel. Depending on the value of the velocity ratio ( $r = U_j/U_\infty$ ), this confined rectangular jet can interact or impact with the opposite wall from the one it issues. The jet is slightly heated ( $\sim 10^\circ\text{C}$ ) in order to stay in the passive scalar case.

An improvement of the experimental facility has been done to obtain thermal boundary conditions compatible with the measurements of slight differences of temperature, imposed by the passive scalar. Concerning the metrology, hot and cold wire anemometry and thermometry are used, and all the anemometric devices are developed and built in the lab. Probes made with Wollaston wire (Pt-Rh) of  $0.35\mu\text{m}$  diameter are coupled with an anemometer and a thermometer optimized to maximize the signal to noise ratio.

The results are obtained both thanks to visualisations by fast camera shots for several velocity ratios ( $r$  between 3 and 12), and thanks to local hot and cold wire measurements, in the particular case of two velocity ratios ( $r = 3.3$  and  $9.4$ ). Mixing properties of the scalar are studied by the plot of statistical values of velocity and temperature in different plans, perpendicularly to the three axis. The analysis of spectral densities of the signals on several typical locations emphasizes some features of the dynamic behaviour of the jet.

*Keywords* : Turbulent jet in crossflow, hot wire anemometry / cold wire thermometry, passive scalar, mixing, impact.



Thèse préparée au CEA Grenoble DEN/DTN/SE2T/LIEX  
CEA Grenoble, 17 rue des Martyrs  
38054 Grenoble CEDEX 9

