



HAL
open science

Développement d'une méthode de mesure basée image pour caractériser en grande taille les flux d'air intérieurs

Romain Schuster

► **To cite this version:**

Romain Schuster. Développement d'une méthode de mesure basée image pour caractériser en grande taille les flux d'air intérieurs. Autres [stat.ML]. Université de Rennes, 2019. Français. NNT : 2019REN1S046 . tel-02444022

HAL Id: tel-02444022

<https://theses.hal.science/tel-02444022>

Submitted on 17 Jan 2020

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.

THESE DE DOCTORAT DE

L'UNIVERSITE DE RENNES 1
COMUE UNIVERSITE BRETAGNE LOIRE

ECOLE DOCTORALE N° 601
*Mathématiques et Sciences et Technologies
de l'Information et de la Communication*
Spécialité : *Signal, Image, Vision*

Par

Romain SCHUSTER

**« Développement d'une méthode de mesure basée image pour
caractériser en grande taille les flux d'air intérieurs »**

Thèse présentée et soutenue à Rennes, le 14 juin 2019
Unité de recherche : OPAALE - FLUMINANCE

Rapporteurs avant soutenance :

Frédéric CHAMPAGNAT Maître de Recherches, ONERA
Laurent DAVID Professeur, Université de Poitiers

Composition du Jury :

Président :	Thomas CORPETTI	Directeur de recherche, CNRS
Examineurs :	Amina MESLEM	Professeur, Université de Rennes 1
	Thomas CORPETTI	Directeur de recherche, CNRS
	Benjamin LECLAIRE	Maître de Recherches, ONERA
	Frédéric MOISY	Professeur, Université Paris-Sud
	Frédéric CHAMPAGNAT	Maître de Recherches, ONERA
	Laurent DAVID	Professeur, Université de Poitiers
Dir. de thèse :	Dominique HEITZ	Chargé de recherche, Irstea
Co-dir. de thèse :	Etienne MEMIN	Directeur de recherche, INRIA

Invitées

Caroline BRAUD Chargée de recherche, CNRS
Martine CHOUVET Directrice technique, ITGA
Jean-Baptiste CHOPIN Initiateur du projet, (ex-ITGA)

REMERCIEMENTS

A tout seigneur tout honneur, je tiens à remercier en premier lieu mes deux directeurs de thèse : Dominique Heitz et Etienne Mémin. Soyez assurés de toute ma considération et de ma profonde gratitude. Vous m'avez accordé toute votre confiance pour mener à bien ma thèse (ce qui n'était pas sans risque) et je vous en suis très reconnaissant. Dominique, je te remercie notamment de ne pas avoir compté tes heures pour tenter de me faire comprendre la mécanique des fluides et ses subtilités. Je te remercie aussi pour tous les conseils prodigués, pour ta disponibilité ainsi que pour ton exigence dans l'analyse des résultats scientifiques, la production des figures et la rédaction. Etienne, je te remercie pour les concepts originaux que tu as apportés à ma thèse ainsi que pour ta pédagogie et ta patience pour me les expliquer. Cette thèse aura parfois été difficile pour moi, tant du point de vue des mathématiques que de celui de la physique. Il aura fallu me surpasser plus d'une fois pour surmonter ces difficultés, et même s'il me reste beaucoup à comprendre, je pense avoir fait quelques progrès grâce à vous.

Je remercie bien évidemment mes rapporteurs Frédéric Champagnat et Laurent David pour l'intérêt qu'ils ont porté à mes travaux ainsi que pour leurs remarques constructives aussi bien dans les rapports que lors de la soutenance.

Je remercie également mes examinateurs Benjamin Leclaire, Thomas Corpetti, Frédéric Moisy et Amina Meslem qui m'ont honoré de leur présence et de leurs questions lors de ma soutenance. Ce jury, toujours bienveillant, a fait de cette soutenance un moment agréable et mémorable.

Je remercie Martine Chouvet de m'avoir recruté chez ITGA et de m'avoir donné toute latitude (et même quelques mois de plus) pour mener à bien mes travaux de thèse. Au passage, je salue bien sûr Jean-Baptiste Chopin, qui a eu l'idée originale de cette thèse (et aussi l'idée géniale du Background Oriented Schlieren projeté). Je te souhaite vraiment le meilleur dans tes nouveaux projets.

Un grand merci aussi à Philippe Georgeault et Laurent Blondel pour votre bonne humeur, votre disponibilité et pour toute l'aide que vous avez apportée pour mettre en place mes expériences. Votre savoir-faire et votre sens pratique m'ont été très précieux.

Je salue bien bas mon sparring partner, Johan Carlier. C'est certainement notre petite confrontation hebdomadaire qui m'a permis de passer 30/1... Blague à part ces parties de tennis m'ont fait le plus grand bien tant pour le bol d'air que pour les explications de mécanique des fluides distillées pendant le trajet. J'ai appris et compris beaucoup de choses grâce toi et tes conseils avisés ont largement contribué à la réussite de cette thèse.

Plus généralement je remercie tous les membres de l'équipe Acta au sein de laquelle j'ai passé un peu plus de trois années très enrichissantes et où je m'y suis toujours bien senti .

Salutations à mes collègues de bureau : Yin, tu as été pour moi un modèle de ce à quoi je devais tendre, une source d'inspiration et de motivation. Merci d'être arrivé dans le bureau, j'espère qu'on ira revoir des matchs de ligue des champions ensemble. J'ai une petite pensée pour toi Suman, avec qui j'ai partagé ma première partie de thèse. Ta présence n'a pas forcément été très stimulante scientifiquement mais nos virées nocturnes dans Rennes restent un très bon souvenir. Ali, tu reprends le flambeau, je suis persuadé que tu vas faire une belle thèse. Ravi de t'avoir rencontré et bon courage pour cette aventure.

Enfin je salue et remercie toutes les personnes d'Irstea que j'ai côtoyées plus ou moins longtemps lors de cette aventure, notamment, j'adresse un petit clin d'oeil à la clique du midi : Célia, Carlos, Oscar, Yves, Judicaël, Rodolph, Younès, Kossigan etc... nos parties de cartes me manqueront.

Bien sûr un grand merci aussi à ma copine, Bárbara, et à ma famille pour le soutien inconditionnel et aussi pour la gestion de la logistique lors de la soutenance, moment où je n'avais pas trop la tête à ça.

TABLE DES MATIÈRES

Introduction	1
Besoin industriel, application	1
Mesure basée image et flux d'air intérieur	3
Synthèse et problématique	7
Organisation du document	10
1 Estimation du mouvement fluide à partir de séquences d'images	11
1.1 Rappels de base sur la mécanique des fluides	11
1.1.1 Description du mouvement fluide	11
1.1.2 Dérivée particulaire	12
1.1.3 Equation de Continuité	12
1.1.4 Equation de Navier-Stokes	12
1.1.5 Turbulence et cascade énergétique	13
1.2 Estimation de mouvement par corrélation	14
1.2.1 Principe	14
1.2.2 Limitations	16
1.2.3 Avancées récentes	16
1.3 Flot optique	18
1.3.1 Modèle d'observation	18
1.3.2 Problème d'ouverture	19
1.3.3 Résolution globale	19
1.3.4 Résolution locale	20
1.3.5 Grands déplacements	21
1.4 Observation aux grandes échelles	23
1.5 Conclusion du premier chapitre	26
2 Estimation de mouvement sous incertitude de position	27
2.1 Modélisation sous incertitude de position	27
2.1.1 Modèle d'observation stochastique	30
2.1.2 Modèles pour la matrice de diffusion α	30
2.2 Minimisation et implémentation	32
2.2.1 Minimisation par rapport au champ de vitesse	32

TABLE DES MATIÈRES

2.2.2	Estimation des coefficients de la matrice de diffusion	33
2.2.3	Algorithme final d'estimation de mouvement	33
2.3	Evaluation sur images synthétiques	34
2.3.1	Présentation des données	34
2.3.2	Paramètres des méthodes d'estimation de mouvement	36
2.3.3	Résultats pour la séquence d'images de particules	36
2.3.4	Résultats pour la séquence d'images de scalaire	38
2.3.5	Analyse du tenseur de la variance des échelles non-résolues	42
2.4	Conclusion du deuxième chapitre	45
3	Campagne expérimentale d'évaluation de la méthode grand champ	47
3.1	Moyens expérimentaux et méthode	47
3.1.1	Soufflerie	47
3.1.2	Méthode image	48
3.1.3	Anémométrie à fil chaud	49
3.1.4	Description des expériences	53
3.2	Couche de mélange	53
3.2.1	Etude préalable de l'impact des rampes d'ensemencement sur l'écoulement	55
3.2.2	Comparaisons entre la mesure image et les mesures fil chaud	60
3.2.3	Analyse statistique de l'écoulement	63
3.2.4	Analyse spectrale	78
3.2.5	Examen local et instantané de l'effet des modèles d'observation sous incertitude de position	81
3.3	Synthèse de la campagne de validation sur l'écoulement de couche de mélange	87
3.4	Sillage de cylindre	88
3.4.1	Présentation de l'écoulement et des paramètres expérimentaux	88
3.4.2	Etude de la convergence des données	91
3.4.3	Analyse des vitesses moyennes de l'écoulement	91
3.4.4	Analyse des tensions de Reynolds de l'écoulement	94
3.4.5	Influence de l'orientation de l'écoulement sur les mesures	103
3.4.6	Analyse spectrale	105
3.5	Synthèse de la campagne de validation sur l'écoulement du sillage de cylindre	111
3.6	Conclusion du troisième chapitre	112
4	Application à la mesure du flux d'aspiration d'une sorbonne	113
4.1	Le choix de la sorbonne de laboratoire comme cas d'étude	113
4.2	Etat de l'art sur le comportement aérodynamique d'une sorbonne	114
4.3	Matériel et méthode	116

4.4	Résultats de la mesure	116
4.4.1	Comparaison des ensemencements	116
4.4.2	Influence de la hauteur d'ouverture de la façade coulissante	121
4.5	Conclusion du quatrième chapitre	128
	Conclusion et perspectives	131
A	Rampe à LEDs	135
B	Générateur de bulles et rampes d'ensemencement	139
C	Schéma global de l'algorithme d'estimation de mouvement	143
D	Détail du calcul du terme d'attache aux données du flot optique dans un contexte stochastique	144
	Bibliographie	147

TABLE DES FIGURES

1	Schéma expérimental d'une mesure PIV	4
2.1	Présentation des images synthétiques de particules et de scalaire	35
2.2	Evolutions temporelles de RMSE et AAE calculées pour la séquence d'images de particules	37
2.3	Spectres d'énergie cinétique de la composante u calculés au pas de temps 73 de la séquence d'images de particules pour différents modèles d'observation . . .	38
2.4	Evolutions temporelles de RMSE et AAE pour la séquence d'images de scalaire	39
2.5	Spectres d'énergie cinétique de la composante u calculés au pas de temps 70 de la séquence d'images de scalaire pour différents modèles d'observation . . .	40
2.6	Suivi de la RMSE lors du processus d'estimation du champ de vitesse au pas de temps 70 de la séquence d'images de scalaire	41
2.7	Evolution temporelle de $\langle \ \hat{\mathbf{a}}\ \rangle$ au cours de la séquence d'images de particules et au cours de la séquence d'images de scalaire	42
2.8	Cartographie instantanée de $\ \hat{\mathbf{a}}\ $ estimée avec le modèle diagonal anisotrope et champ de vecteur estimé dans la zone délimitée par le carré blanc	43
2.9	Comparaison entre les cartographies instantanées ($t = 70$) de $\ \hat{\mathbf{a}}\ $ estimée avec le modèle diagonal anisotrope et de $\ \mathbf{a}_{dns}\ $ estimée à partir de la DNS	44
3.1	Faisceau lumineux généré par la rampe à LEDs avec le diaphragme ouvert et avec le diaphragme fermé	48
3.2	Schéma du montage expérimental de la mesure en soufflerie	50
3.3	Schéma de la sonde croisée constituée de deux fils chauds	51
3.4	Calibration droite et angulaire de la sonde croisée	53
3.5	Lieux des différents profils de vitesse réalisés à la station $x = 1795$ mm du bord de fuite de la plaque séparatrice	55
3.6	Profils verticaux de vitesse moyenne de la couche de mélange mesurés au fil chaud à la station $x = 1795$ mm	56
3.7	Profils verticaux d'intensité turbulente de la couche de mélange mesurés au fil chaud à la station $x = 1795$ mm avec et sans présence de rampes d'ensemencement	57
3.8	Profils horizontaux d'intensité turbulente de la couche de mélange mesurés au fil chaud avec et sans présence de rampes d'ensemencement	59

3.9	Positions du champ d'observation vu par la caméra et des points de mesure à la sonde fil chaud croisée	60
3.10	Images retravaillées issues des séquences analysées pour le traceur HF SB et le traceur fumée dans la couche de mélange	61
3.11	Cartographie de l'écart-type relatif des niveaux de gris dans les images sur une séquence	64
3.12	Etude de la convergence statistique à travers l'évolution des tensions de Reynolds	65
3.13	Champs de vitesse moyenne horizontale obtenus à partir de la séquence d'images de bulles et de fumée	66
3.14	Profils adimensionnés de la vitesse moyenne avec HF SB et fumée	68
3.15	Evolution de l'épaisseur de vorticité calculée à partir des images de bulles	70
3.16	Profil des tensions de Reynolds de la couche de mélange mesurées à la station $x = 1795$ mm avec la méthode image et la sonde fil chaud	72
3.17	Profils d'intensité turbulente obtenus pour différentes tailles de fenêtre minimale	75
3.18	Profils verticaux du coefficient de dissymétrie	76
3.19	Profils verticaux du coefficient d'aplatissement	77
3.20	Densités spectrales de puissance des fluctuations de u et v mesurées à la station $x \simeq 1795$ mm en trois positions verticales, en présence des rampes HF SB	82
3.21	Densités spectrales de puissance des fluctuations de u et v mesurées à la station $x \simeq 1795$ mm en trois positions verticales, en présence des rampes de fumée	83
3.22	Densités spectrales de puissance des fluctuations de u mesurées à la station $x \simeq 1795$ mm, représentation semi-logarithmique	84
3.23	Cartes de « Endpoint Difference » (cf. équation (3.15)) pour les trois modèles d'observation sous incertitude de position	85
3.24	Cartographies instantanées de la matrice de diffusion, a , pour 3 intervalles de temps différents	86
3.25	Positions des profils de vitesse mesurée par la sonde fil chaud croisée	88
3.26	Images retravaillées issues des séquences analysées avec le traceur HF SB et avec le traceur fumée dans le sillage du cylindre	90
3.27	Etude de la convergence statistique à travers l'évolution des tensions de Reynolds pour le sillage de cylindre	92
3.28	Profils verticaux des composantes de vitesse moyenne \bar{U} et \bar{V}	93
3.29	Profils verticaux des composantes de vitesse moyenne \bar{U} et \bar{V}	95
3.30	titre court pour la liste des figures	96
3.31	Profils verticaux d'intensité turbulente dans le sillage de cylindre à la station $x = 3D$ du centre du cylindre	97

TABLE DES FIGURES

3.32	Profils verticaux d'intensité turbulente dans le sillage de cylindre à la station $x = 5D$ du centre du cylindre	99
3.33	Profils verticaux d'intensité turbulente dans le sillage de cylindre à la station $x = 7D$ du centre du cylindre	101
3.34	Profils verticaux d'intensité turbulente dans le sillage de cylindre à la station $x = 10D$ du centre du cylindre	102
3.35	Cartographies de la moyenne et de l'écart-type des angles pris par la vitesse	104
3.36	Densité spectrale de puissance des fluctuations de vitesse longitudinale et verticale aux stations $x/D = 3$ et $x/D = 5$ pour un ensemencement HFSB	106
3.37	Densité spectrale de puissance des fluctuations de vitesse longitudinale et verticale aux stations $x/D = 7$ et $x/D = 10$ pour l'ensemencement HFSB	107
3.38	Densité spectrale de puissance des fluctuations de vitesse longitudinale et verticale aux stations $x/D = 3$ et $x/D = 5$ pour un ensemencement en fumée	109
3.39	Densité spectrale de puissance des fluctuations de vitesse longitudinale et verticale aux stations $x/D = 7$ et $x/D = 10$ pour un ensemencement en fumée	110
4.1	Schéma de l'installation pour la mesure in situ du flux d'aspiration de la sorbonne	117
4.2	Images issues des séquences analysées pour le traceur HFSB et le traceur fumée dans la sorbonne de laboratoire	118
4.3	Champs de vitesse moyenne obtenus pour une hauteur d'ouverture de 500 mm avec un éclairage continu	119
4.4	Profils verticaux de vitesse moyenne pris au niveau du plan de la fenêtre coulissante	120
4.5	Champ de vitesse moyenne mesurée avec un ensemencement en bulles pour une hauteur d'ouverture $H = 350$ mm et pour une hauteur d'ouverture $H = 500$ mm	122
4.6	Cartographies des tensions de Reynolds mesurées pour une hauteur d'ouverture $H = 350$ mm et $H = 500$ mm	124
4.7	Cartographies de vorticité moyenne obtenues à partir des champs de vitesse moyenne mesurée pour les hauteurs d'ouverture $H = 350$ mm et $H = 500$ mm	125
4.8	Suivi temporel de la vitesse horizontale u à la station $x/L \simeq 0.05$ pour trois hauteurs différentes	127
A.1	Visuels du faisceau lumineux émis par la rampe à LEDs	136
A.2	Profils d'intensité lumineuse en fonction de la distance à la source	137
A.3	Profils d'intensité lumineuse regroupés par hauteurs	138
B.1	Visuels de la console de pilotage du générateur HFSB	140
B.2	Visuels des rampes d'ensemencement du générateur HFSB	141

B.3	Schéma du processus de formation des bulles	141
B.4	Visuels d'une rampe d'ensemencement pour la fumée	142
C.1	Schéma de l'algorithme	143

LISTE DES TABLEAUX

1	Tableau récapitulatif des études de flux d'air intérieurs utilisant la PIV	8
3.1	Epaisseur de vorticité locale mesurée avec et sans rampes d'ensemencement .	56
3.2	Taille des fenêtres d'interrogation des algorithmes d'estimation de mouvement utilisés	63
3.3	Paramètres de la couche de mélange estimés pour différentes méthodes (bulles)	69
3.4	Paramètres de la couche de mélange estimés pour différentes méthodes (fumée)	70
3.5	Tailles des fenêtres d'interrogation des algorithmes d'estimation de mouvement utilisés	90
4.1	Paramètres expérimentaux de la mesure sur sorbonne	117
4.2	Paramètres expérimentaux de la mesure sur sorbonne pour deux hauteurs d'ou- verture	121

INTRODUCTION

Pour commencer ce mémoire, il convient d'expliciter un peu les termes du sujet. Dans l'intitulé de cette thèse, ce qu'on entend par « caractérisation de flux d'air » correspond essentiellement à de la mesure de vitesse d'air. Pour réaliser cette mesure de vitesse d'air nous souhaitons développer une méthode « basée image ». Une méthode « basée image » est une méthode qui utilise l'information contenue dans une séquence d'images d'observation d'un écoulement pour en déduire des propriétés sur celui-ci (notamment sa vitesse). L'expression « en grande taille » est un peu vague, mais doit se comprendre au regard de ce qui se fait classiquement en laboratoire en terme de mesure « image » de vitesse d'air, où les écoulements sont étudiés sur des champs généralement restreints (de l'ordre de quelques dizaines de centimètres carrés). Or dans notre cas, le contexte applicatif de nos travaux est l'aérodynamique des bâtiments (« flux d'air intérieurs ») où nous serons plutôt confrontés à des champs au moins supérieurs au mètre carré avec pour ambition d'atteindre dans le futur une mesure à l'échelle d'une pièce.

Besoin industriel, application

Pourquoi développer une méthode pour caractériser les flux d'airs intérieurs ? Si nous cherchons à étudier les flux d'air intérieurs c'est que ceux-ci sont largement impliqués dans les transferts de température et le transport de particules au sein des bâtiments. Ils ont donc un rôle déterminant dans les problématiques de confort thermique, qualité de l'air intérieur et santé et sécurité au travail. Ces flux d'air peuvent avoir plusieurs origines comme les mouvements de personnes, les sources de chaleur présentes dans une pièce (personnes, matériel industriel, radiateurs) ou les systèmes de ventilation. Ainsi la circulation globale de l'air au sein d'une pièce ou d'un bâtiment résulte de l'interaction entre flux d'air d'origines diverses et peut de ce fait avoir un comportement assez complexe.

Selon le type d'activités abritées dans un bâtiment, la mise en place d'un système de ventilation (actif ou passif) peut avoir des buts différents. Les principales applications de la ventilation concernent en général :

- la régulation thermique
- l'amélioration de la qualité de l'air intérieur
- l'efficacité énergétique

Pour ce qui est de la régulation thermique, on pense naturellement à l'amélioration du confort thermique via des systèmes de climatisation qui permettent de réguler la température d'une pièce en y apportant un air à une température donnée. Mais la régulation thermique ne se limite pas qu'au bien-être des êtres humains. Elle est aussi nécessaire dans certains cas pour la protection de matériel dont le fonctionnement peut être altéré en cas de température trop élevée. C'est le cas par exemple dans les fermes de serveurs (KARKI et al., 2006) ou les salles blanches (LIN et al., 2011). Un autre sujet de préoccupation majeure impliquant les flux d'air intérieurs est la pollution de l'air intérieur. En effet les courants d'air peuvent véhiculer toutes sortes de particules, gaz, germes indésirables pour des raisons sanitaires ou de sécurité, mais aussi indésirables dans certains domaines industriels nécessitant des atmosphères très pures comme les salles blanches (NOH et al., 2005) ou les chaînes de production de l'industrie agro-alimentaire (CARLIER et al., 2018). Quand cela concerne les humains on parle de qualité de l'air intérieur (QAI). L'exposition à des produits toxiques ou cancérigènes peut affecter à plus ou moins long terme la santé de l'homme (maladies respiratoires, cancers etc...). Certains types d'activités (ex : laboratoires de chimie) augmentent les risques d'exposition où de tels produits sont manipulés quotidiennement. En effet malgré des mesures de sécurité, il n'est pas impossible que des particules nocives se retrouvent accidentellement dans l'air ambiant susceptible d'être respiré par les laborantins. Selon les cas il convient alors de réduire la concentration de ces particules en diluant l'air ambiant avec un air neuf et propre et/ou en évacuant l'air pollué. La qualité de l'air intérieur est aussi un enjeu crucial dans le milieu hospitalier où il faut éviter à tout prix la propagation de germes et la contamination des patients. Enfin pour des considérations environnementales et économiques, la consommation énergétique d'un bâtiment peut être optimisée en tirant profit des flux d'air intérieurs.

Pour agir sur la distribution de l'air intérieur, les ingénieurs ont donc développé toutes sortes de systèmes de ventilation. Cet ensemble comprend aussi bien les systèmes de ventilation passifs ou naturels que les systèmes de ventilation actifs comme les ventilateurs qui nécessitent un apport d'énergie. Dans la ventilation passive on tire partie en général des différences de température et de pression à l'intérieur et à l'extérieur du bâtiment pour influencer sur le comportement de l'air. Pour concevoir le système de ventilation d'une pièce il existe généralement plusieurs options. Le choix de l'emplacement des entrées et sorties d'air, leur positionnement et le choix du type de ventilation (ventilation par mélange, traversante, localisée etc...) va dépendre de la fonction que doit remplir le système et de sa performance énergétique. Une revue bibliographique sur les performances de différents systèmes de distribution de l'air dans les bâtiments a d'ailleurs été publiée (G. CAO, AWBI et al., 2014). La performance d'un système de ventilation dépend de plusieurs critères (suppression de polluants, coût énergétique, régulation thermique, vitesse de renouvellement de l'air) et ces critères prennent une importance différente selon l'application.

Pour étudier, concevoir et améliorer les systèmes de ventilation ainsi que pour contrôler leurs performances les ingénieurs ont besoin d'instruments de mesure. Notamment des instruments de mesure de vitesse d'air. Il existe aujourd'hui des techniques robustes et fiables comme l'anémométrie à fil chaud, l'anémométrie ultrasonique ou encore la vélocimétrie laser à effet Doppler (LDV) qui permettent de mesurer de manière précise la vitesse de l'air en un point de l'espace. Cependant pour avoir une compréhension globale d'un écoulement il faudrait utiliser une grande quantité d'anémomètres ou n'en utiliser qu'un seul que l'on déplacerait sur la zone d'intérêt. Bien que faisable, ce type de manipulation s'avèrerait assez lourd à réaliser et chronophage pour étudier un écoulement en grande taille. Et la résolution spatiale resterait assez faible. De plus nous n'aurions qu'une connaissance statistique de l'écoulement, le comportement dynamique (ex : structures tourbillonnaires) ne serait pas accessible. Un autre inconvénient est que l'anémométrie par sonde est une méthode intrusive qui peut perturber l'écoulement lors de la mesure. A l'inverse, la vélocimétrie par images de particules (PIV pour Particle Image Velocimetry), qui consiste à suivre le mouvement de particules dans un flux (figure 3.3), est une technique qui a l'avantage de produire une mesure d'un champ de vitesse bidimensionnel sur une section de l'espace sans perturber l'écoulement. Initialement développée en laboratoire, la vélocimétrie par images de particules semble pouvoir répondre au besoin d'étudier les flux d'air intérieurs sur le terrain. C'est dans cette optique que nous avons effectué un bilan préalable de l'existant en terme de mesure de flux d'air intérieurs par méthode basée image.

Mesure basée image et flux d'air intérieur

Souhaitant nous inspirer de la PIV pour développer notre méthode adaptée à la mesure terrain nous avons analysé les différents cas d'utilisation de la PIV relevés dans la littérature pour l'étude de flux d'air intérieurs. Les objets d'étude sont variés, cela va de la caractérisation de systèmes de ventilation spécifiques à la visualisation globale de flux dans une pièce quelconque. Une revue bibliographique sur le sujet a été réalisée par X. CAO, J. LIU et al., (2014) et peut servir de complément à ce qui suit.

PIV grand champ appliquée aux systèmes de ventilation

Il existe plusieurs types de systèmes de ventilation, chacun ayant une fonction qui lui est propre. L'étude des écoulements produits par ces systèmes est nécessaire d'une part pour des raisons de conception et d'amélioration, d'autre part pour contrôler le comportement de ces systèmes en conditions réelles. Parmi les applications impliquant l'utilisation de tels dispositifs il y a la limitation des infiltrations d'air extérieur au sein des bâtiments. Pour contrecarrer ce

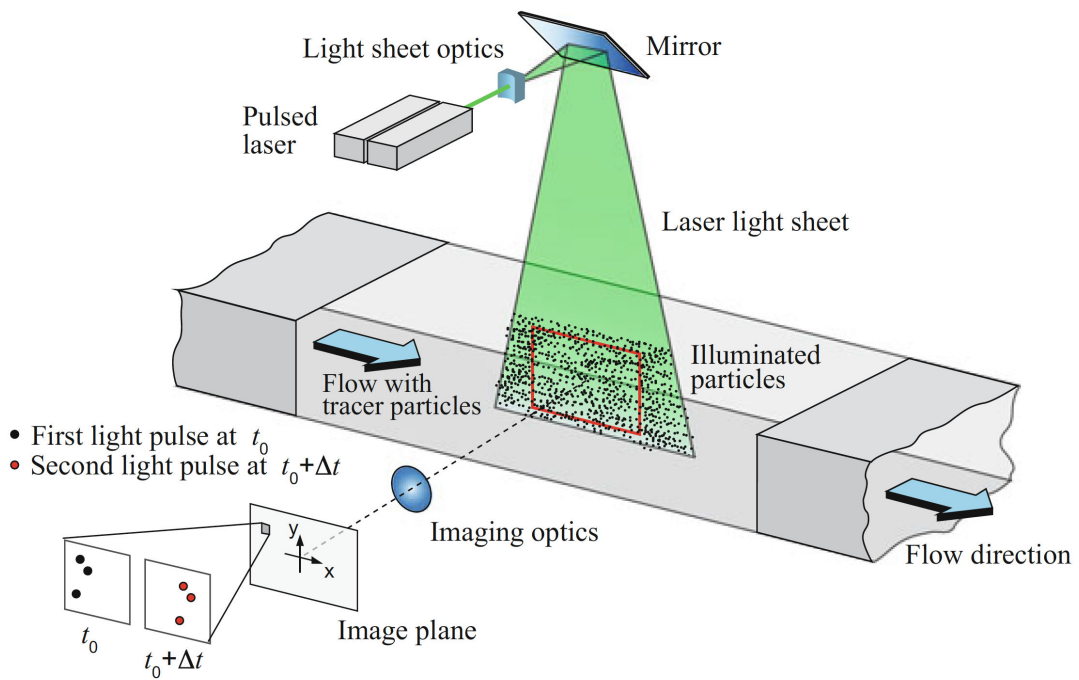


FIGURE 1 — Schéma expérimental d'une mesure PIV (RAFFEL et al., 2018).

phénomène qui induit des pertes d'énergie les ingénieurs ont inventé un système de ventilation produisant un rideau d'air vertical et empêchant ainsi les échanges d'air entre l'extérieur et l'intérieur au niveau des entrées du bâtiment. Un type de rideau d'air a fait l'objet d'une étude expérimentale par GOUBRAN et al., (2016) utilisant la PIV sur une section de l'écoulement généré par le rideau perpendiculaire à la frontière intérieur/extérieur. Les auteurs ont comparés leurs mesures PIV avec un modèle numérique présenté par WANG et al., (2014). L'influence sur l'écoulement de paramètres comme la vitesse de soufflage ou la différence de pression entre l'extérieur et l'intérieur a été étudiée. Il est conclu dans l'article que la simulation donne des résultats en accord avec les mesures ce qui permettrait de l'utiliser pour une étude paramétrique plus poussée. On notera que les mesures ont été menées sur une enceinte équipée d'un rideau d'air et spécialement conçue pour cette étude, il ne s'agit pas d'une mesure terrain en conditions réelles de fonctionnement. Dans le domaine du confort thermique il est aussi fréquent d'utiliser des systèmes de climatisation. Aujourd'hui un système de poutre climatique accrochée au plafond est devenue populaire dans les bureaux pour son rendement énergétique, son fonctionnement silencieux. Ce dispositif a fait l'objet d'une étude expérimentale par PIV (G. CAO, SIVUKARI et al., 2010). Dans cet article les champs de vitesse instantanés et moyens ont été analysés pour trois débits d'air différents. Les auteurs ont constaté que l'angle d'expansion du jet diminuait quand le débit augmentait. Il en résulte que l'air soufflé se mélange mieux avec l'air ambiant au plus faible débit testé. Le profil vertical des vitesses moyennes mesurées par PIV a été comparé à des mesures réalisées avec un anémomètre. A partir de ces mesures à l'anémomètre, une imprécision d'environ 20% a été constatée pour la mesure PIV. Une attention a aussi été portée sur la manière d'ensemencer le flux. D'après l'article un ensemencement à base de gouttelettes d'eau présente quelques inconvénients : de manière générale les gouttelettes sont trop petites et ne réfléchissent pas assez la lumière, de plus en faible quantité les gouttelettes ont tendance à adhérer aux parois de la conduite alors qu'en ensemencement dense, l'excès de gouttelettes tend à obstruer la lumière réfléchi par les gouttelettes dans le plan du laser. Finalement les auteurs ont opté pour un ensemencement avec de la fumée en faisant attention à avoir une densité de particules ni trop faible (résolution spatiale trop faible) ni trop élevée (chevauchement de particules).

PIV grand champ appliquée aux pièces ventilées

S'il est nécessaire de caractériser l'écoulement local généré par un système de ventilation spécifique, il est tout aussi important de le considérer comme partie d'un ensemble global qui considère la géométrie de la pièce où il est installé, les objets présents dans cette pièce et les autres sources de flux d'air potentiellement perturbatrices. Ainsi le besoin de visualiser une carte des vitesses sur une section plus étendue de la pièce (voire sur toute la pièce) se fait parfois sentir. C'est ce qui a été réalisé par ZHAO, (1999) et ZHAO et al., (2001) où une mesure

PIV a été menée sur une section entière d'une pièce expérimentale de simulation d'ambiance climatique de $5.5 \times 2.4 \text{ m}^2$ équipée d'un système de ventilation traversante. Lors de cette expérience les auteurs ont utilisé des bulles gonflées à l'hélium pour ensemercer la pièce ainsi qu'un éclairage halogène. Pour réaliser une prise de vue grand champ ils ont utilisé une caméra photographique 4×5 format large. Si la taille du champ étudié est assez remarquable, il n'y a cependant pas de comparaison avec un autre système de mesure pour valider la méthode. Les champs présentés restent malgré tout physiquement crédibles et on observe bien l'augmentation de la turbulence avec l'augmentation du débit. C'est en tout cas la plus grande expérience grand champ sur flux d'air intérieurs qui a été réalisée avec une seule caméra. Une autre étude expérimentale sur l'écoulement créé par une fenêtre plus ou moins ouverte (ventilation mono-façade) a été réalisée (CACIOLO, 2010 ; CACIOLO et al., 2011). L'objet de cette étude étant de comprendre le résultat de l'interaction entre le flux d'origine thermique provoqué par la différence de température entre l'intérieur et l'extérieur et celui lié au vent extérieur. Dans cette étude une mesure PIV est effectuée la nuit au niveau de l'ouverture de la fenêtre sur un champ de $1 \text{ m} \times 0.5 \text{ m}$. La mesure PIV dure 3 min à raison d'un champ par seconde, si cette mesure a une résolution temporelle faible elle permet quand même d'obtenir un champ moyen où l'on distingue bien l'entrée d'air par la moitié inférieure de l'ouverture, le plan neutre et la sortie d'air par la moitié supérieure. Cependant pour l'étude de la turbulence l'utilisation d'un anémomètre à fil chaud a été nécessaire. Encore plus récemment HVIID et al., (2016) ont étudié les flux d'air intérieurs dans une salle de classe ventilée en utilisant de la fumée, un laser et la caméra d'un téléphone portable. L'utilisation de la caméra d'un téléphone portable représente une nouveauté qui peut permettre une réduction du coût de la mesure sans nécessairement dégrader la qualité de celle-ci. En effet les caméras de téléphones portables ont une définition de plus en plus élevée qui autorise des résolutions spatiales tout à fait honorables, ici $1920 \times 1080 \text{ pix}^2$ pour une cadence de 120 fps ce qui suffit pour étudier des flux aérauliques dont la vitesse n'excède que rarement les 1 m/s. Pour cette raison l'emploi de caméras grand public suscite de plus en plus l'intérêt de la communauté PIV comme en témoigne aussi cette autre publication (CIERPKA et al., 2016) sur une PIV réalisée avec une caméra de téléphone portable. Pour en revenir à (HVIID et al., 2016), si la mesure PIV permet de visualiser la distribution de l'air pour les deux types de ventilation testée, il subsiste néanmoins des écarts de mesure non négligeables avec l'anémométrie à fil chaud. ZHANG et al., (2015) ont quant à eux étudié le flux thermique généré par une source de chaleur dans un local. Trois modèles numériques ont ensuite été comparés aux données PIV pour en retenir le meilleur (RNG $k - \epsilon$). Il a été constaté aussi bien expérimentalement que numériquement que les lignes de courant partaient de la source de chaleur vers le plafond pour ensuite se diriger vers les coins de la pièce puis redescendre le long des parois pour finalement rejoindre la source de chaleur.

PIV grand champ appliquée aux véhicules

Les bâtiments ne sont pas les seuls lieux où évoluent des flux d'air intérieurs. Ces-derniers sont aussi présents dans les véhicules et leur étude est tout aussi importante pour des raisons thermiques d'une part et aussi pour des raisons de contamination en espace confiné. Ainsi des chercheurs se sont aussi attelés à utiliser les performances de la PIV pour caractériser l'environnement intérieur de certains véhicules. En premier lieu LEE et al., (2011) ont étudié l'écoulement de l'air dans l'habitacle d'une voiture commerciale pour trois modes de ventilation différents. Etant donné la taille du champ à étudier ils ont utilisé quatre caméras car les particules auraient été difficiles à distinguer avec seulement une caméra. Cela aurait eu un impact négatif sur le calcul des déplacements par corrélation. Pour chaque mode de ventilation, trois plans verticaux dans le sens de la longueur sont étudiés (conducteur, centre, passager) : la nette différence constatée entre les trois champs moyens témoigne du caractère tridimensionnel et turbulent de l'écoulement au sein de l'habitacle. Parmi les autres environnements véhiculaires étudiés on retrouve fréquemment la cabine de passagers d'un avion (BOSBACH et al., 2009 ; X. CAO, LI et al., 2016 ; W. CHEN et al., 2017 ; LI et al., 2015 ; YAN et al., 2017). Ce type d'investigation nécessite généralement la confection d'une maquette grandeur nature ainsi que l'utilisation de mannequins chauffants simulant la présence de passagers. LI et al., (2015) ont réalisé une mesure du champ moyen de l'écoulement suivant plusieurs coupes de manière à obtenir une cartographie exhaustive du flux dans toutes les directions de l'espace. La taille du champ relativement étendue et l'utilisation d'une seule caméra ont nécessité la subdivision de chaque coupe en sous-régions pour garder une résolution spatiale acceptable. En contrepartie les champs instantanés n'ont pu être comparés puisque chaque sous-région a été mesurée isolément. Pour valider la mesure les auteurs ont comparé le profil des vitesses à l'intersection de coupes orthogonales, ces profils se sont révélés proches. Les mesures ont par ailleurs été réalisées en conditions isotherme et de refroidissement. Il ressort qu'en régime de refroidissement la distribution de l'air est plus stable et symétrique qu'en régime isotherme. La répétabilité et la fiabilité des données ayant été éprouvées avec succès les mesures récoltées pourront servir de référence pour évaluer des modèles numériques de simulation.

Synthèse et problématique

Dans la section précédente, nous avons passé en revue les différentes utilisations de la PIV rencontrées dans la littérature pour la caractérisation de flux d'air intérieurs. Le tableau 1 rassemble les principales caractéristiques de ces études. La PIV est une technique performante et prometteuse pour ce genre d'application. Elle est non-intrusive et permet une mesure 2D du champ de vitesse avec une bonne résolution spatiale. Les sujets d'étude sont potentiellement

Système étudié	Condition Taille de champ	Matériel et méthode
Rideau d'air (GOUBRAN et al., 2016)	Laboratoire 1000×500 mm ²	Laser Nd :YAG 532 nm, 120 mJ/pulse HFSB CCD 1200×1600 px ² Corrélation 64×64 px ² , 50%
Poutre climatique (G. CAO, SIVUKARI et al., 2010)	Laboratoire 800×800 mm ²	Laser Nd :YAG 532 nm, 200 mJ/pulse Générateur de fumée CCD HD Corrélation
Fenêtre (CACIOLO, 2010 ; CACIOLO et al., 2011)	Terrain 1000×500 mm ²	Laser Nd :YAG 532 nm, 50 mJ/pulse Particules de gaz fumigène CCD 1600×1200 px ² Corrélation 128×128 px ²
Salle ventilée (ZHAO, 1999)	Laboratoire 2400×5500 mm ²	Halogène HFSB Sinar p2 4 × 5
Salle de classe ventilée (HVIID et al., 2016)	Terrain 800×675 mm ²	Laser Raypower CW 5W Fumée Smartphone 1920×1080 px ² , 120 fps Corrélation
Habitacle de voiture (LEE et al., 2011)	Laboratoire 500×500 mm ²	Laser Nd :YAG 532 nm, 200 mJ/pulse Gouttelettes d'huile d'olive (1-3 μm) 4 CCD 2000×2000 px ² Corrélation 64×64 px ² , 50%
Cabine de passagers d'avion (LI et al., 2015)	Laboratoire 800×535 mm ² 975×650 mm ²	Laser Nd :YAG 532 nm, 350 mJ/pulse Particules de fumée spectacle CCD 4032×2688 px ² Corrélation 64×64 px ² , 25%
Cabine de passagers d'avion (BOSBACH et al., 2009)	Laboratoire 2200×2800 mm ²	Laser Nd :YAG 532 nm, 350 mJ/pulse HFSB CCD 1376×1040 px ² Corrélation 32×32 px ² , 50%
Soufflerie (tomographie) (KÜHN et al., 2011)	Laboratoire 690× 420×240 mm ³	Rangée de LED's HFSB 4 CCD 1280×1024 px ² et 1280×1024 px ² SMART + Corrélation
Dispositifs de diffusion (BRAGANÇA, 2017)	Laboratoire 670×1000 mm ²	Laser Nd :YAG 532 nm, 180 mJ/pulse HFSB 4000×2672 px ² Corrélation

TABLE 1 – Tableau récapitulatif des études de flux d'air intérieurs utilisant la PIV.

nombreux mais il reste cependant quelques obstacles qui contraignent la mise en place d'une mesure PIV sur le terrain et la limitent actuellement aux expériences de laboratoire dans des contextes maîtrisés. En effet, sauf exception, quasiment toutes les études citées plus haut ont été réalisées en laboratoire ou sur des maquettes.

La caractérisation de flux d'air in situ nécessite souvent un grand champ d'observation pour tenir compte des interactions entre l'air et son environnement. Si la taille du champ d'observation croît, la caméra risque fortement de se retrouver plus éloignée de la zone d'intérêt. Or pour calculer le déplacement du traceur entre les images, un calcul de corrélation est généralement effectué. Pour fournir des résultats exploitables, le traitement par corrélation nécessite de respecter une certaine taille de particule et une certaine densité sur les images. En éloignant la caméra, les particules du traceur ne sont plus forcément distinguables : la lumière perçue est plus faible et les particules peuvent être « noyées » dans un nuage diffus. Si, pour compenser la baisse de lumière rétrodiffusée, la densité de particules devient trop élevée et que celles-ci ne sont plus clairement discernables, l'estimation de mouvement par corrélation risque d'être mis à mal. Pour pallier ce problème la stratégie choisie dans plusieurs cas a été :

- soit d'utiliser plusieurs caméras pour couvrir le champ d'étude, ainsi il n'y a plus besoin de les éloigner et les particules restent visibles ;
- soit d'utiliser des particules plus grosses et plus lumineuses comme les bulles de savon gonflées à l'hélium (KERHO et al., 1994 ; SCARANO et al., 2015) ;
- soit de réaliser l'étude sur un modèle réduit, c'est volontairement que nous n'avons pas prêté attention à ce type d'étude car notre objectif final est la mesure terrain en conditions réelles.

Pour des questions pratiques l'utilisation d'une batterie de caméras sur le terrain n'est pas souhaitable et par souci de simplification nous préférons en utiliser qu'une seule pour couvrir un grand champ. L'usage même d'une caméra grand public ou de smartphone est aussi une piste sérieuse. Concernant l'éclairage du traceur, le laser est la technologie la plus utilisée mais elle est aussi dangereuse et sa manipulation sur le terrain serait pénible et hasardeux. C'est pourquoi l'exploration de nouvelles technologies pour notre méthode comme les LED's nous semble être une alternative intéressante aussi bien en terme de facilité d'usage, de coût et de sécurité.

La combinaison d'un éclairage alternatif comme les LED's produisant une nappe moins fine, de la taille du champ observé par une seule caméra, de traceurs plus gros ou très dense et des conditions du terrain, pose la question de la méthode d'estimation de mouvement à partir de séquences d'images. C'est probablement le maillon le plus crucial dans la chaîne de mesure d'une méthode basée image. Il va donc falloir développer une méthode d'estimation de mouvement robuste, capable d'estimer le mouvement sur des observations grandes échelles et ce pour différents types de traceurs (grosses particules ou fumée dense).

Organisation du document

Pour clore ce chapitre introductif voici comment se structure la suite du document :

Dans le **chapitre 1** nous effectuons un état de l'art sur l'estimation de mouvement fluide à partir de séquences d'images. Avantages et inconvénients des techniques de corrélation et flot optique y sont exposés. Une attention particulière est portée sur le problème de l'observation aux grandes échelles, situation qui sera rencontrée lors de mesures grand champ.

Le **chapitre 2** est consacré à la modélisation sous incertitude de position et à son application au développement d'une méthode d'estimation de mouvement à partir de séquences d'images censée permettre une bonne estimation du mouvement sur des observations grand champ. Sa performance y est évaluée sur des images synthétiques de particules et scalaire.

Dans le **chapitre 3** nous décrivons la méthode complète de mesure grand champ. Cette méthode est évaluée en soufflerie sur des écoulements de couche de mélange et de sillage de cylindre bien référencés dans la littérature. Ces cas d'études sont représentatifs de la complexité des écoulements qui pourra être rencontrée sur le terrain. Pour évaluer la qualité de la mesure de la méthode image les résultats sont comparés à des mesures par anémométrie à fil chaud deux composantes.

Dans le **chapitre 4** nous explorons la faisabilité d'effectuer une mesure grand champ sur le terrain avec la méthode testée en soufflerie (cf. **chapitre 3**). Cette campagne de mesures in situ est menée sur une sorbonne de laboratoire opérationnelle des locaux d'Irstea-Rennes. Deux types d'ensemencement y sont testés. Les résultats sont comparés à des mesures réalisées avec un anémomètre à fil chaud classiquement utilisé lors des contrôles de routine.

ESTIMATION DU MOUVEMENT FLUIDE À PARTIR DE SÉQUENCES D'IMAGES

La méthode sur laquelle nous travaillons utilise les images comme principale source d'information pour estimer la vitesse d'un écoulement. Ce chapitre porte donc sur l'estimation du mouvement à partir de séquences d'images. Plus précisément, il porte sur l'estimation de mouvement de traceurs introduits dans des écoulements fluides turbulents afin d'en mesurer la vitesse. Durant cette thèse nous nous sommes essentiellement cantonnés à l'estimation de deux composantes du champ de vitesse dans un plan (2D2C). Cependant, Il est possible de faire de la mesure basée image 2D3C en utilisant 2 caméras ou encore 3D3C. Ce sont-la des sujets connexes qui sortent du cadre de cette thèse.

1.1 Rappels de base sur la mécanique des fluides

Nous commençons par quelques rappels fondamentaux de la dynamique des fluides.

1.1.1 Description du mouvement fluide

Point de vue Lagrangien Le point de vue Lagrangien consiste à suivre l'évolution au cours du temps des propriétés physiques d'une particule fluide (vitesse, accélération, température, pression.). Si P désigne une particule fluide, on s'intéresse alors, à chaque instant t , à $\mathbf{v}_P(t)$, $\mathbf{a}_P(t)$, $T_P(t)$, $p_P(t)$. Pour avoir une description exhaustive du fluide on suit alors les grandeurs physiques de chaque particule fluide qui le compose.

Point de vue Eulérien Dans une description eulérienne du fluide on s'intéresse aux propriétés du fluides dans un volume d'observation donné appelé volume de contrôle, que l'on notera $\Omega \subset \mathbb{R}^3$. Ici en chaque point $M(x, y, z) \in \Omega$, les grandeurs physiques sont représentées par des fonctions de champ ($\mathbf{v}(x, y, z, t)$, $\mathbf{a}(x, y, z, t)$, $T(x, y, z, t)$, $p(x, y, z, t)$).

Relation entre point de vue Lagrangien et point de vue Eulérien La vitesse au point $M(x, y, z)$ du volume de contrôle Ω à l'instant t , soit $\mathbf{v}(x, y, z, t)$, correspond à la vitesse $\mathbf{v}_P(t)$ de la particule P située en (x, y, z) à l'instant t . Idem pour l'accélération, la température, la pression.

1.1.2 Dérivée particulaire

La dérivée particulaire (ou dérivée matérielle) est l'opérateur qui permet de dériver une fonction de champ. Elle se note $\frac{D}{Dt}$. Pour une fonction champ scalaire $f(x, y, z, t)$ on a donc

$$\frac{Df}{Dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla f, \quad (1.1)$$

où $\mathbf{v}(x, y, z, t)$ est le champ de vitesse du fluide. Pour une fonction champ vectorielle $\mathbf{w}(x, y, z, t)$ on a

$$\frac{D\mathbf{w}}{Dt} = \frac{\partial \mathbf{w}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{w}, \quad (1.2)$$

soit

$$\frac{Dw_i}{Dt} = \frac{\partial w_i}{\partial t} + v_j \frac{\partial w_i}{\partial x_j}. \quad (1.3)$$

Le terme en $\frac{\partial}{\partial t}$ représente le taux variation temporel local du champ, dans le cas d'un champ stationnaire il est nul.

1.1.3 Equation de Continuité

La conservation de la masse d'un fluide se traduit localement par l'équation de continuité (1.4) :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0. \quad (1.4)$$

Pour un écoulement incompressible la masse volumique ρ (kg.m^{-3}) ne dépend ni du temps ni de la position dans l'espace, on a alors :

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0. \quad (1.5)$$

1.1.4 Equation de Navier-Stokes

Pour un fluide réel incompressible, l'équation qui régit le mouvement du fluide, appelée équation de Navier-Stokes, s'écrit :

$$\frac{D\mathbf{v}}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{v}. \quad (1.6)$$

soit

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{v}. \quad (1.7)$$

où \mathbf{v} est la vitesse du fluide, ν sa viscosité cinématique et p le champ de pression. Cette équation traduit l'influence de la pression et de la viscosité sur l'accélération d'une particule fluide.

1.1.5 Turbulence et cascade énergétique

Nous présentons ici les notions de nombre de Reynolds, turbulence et cascade énergétique.

Nombre de Reynolds : Pour une certaine configuration géométrique, un écoulement va adopter des comportements différents selon les grandeurs qui le caractérisent (vitesse, dimensions de la géométrie) : on parle alors de régimes d'écoulement. On peut distinguer quatre régimes d'écoulement : régime de Stokes, laminaire, transitoire et turbulent. En régime laminaire les lignes de courant restent parallèles entre elles, l'effet de la viscosité ne se faisant sentir qu'aux interfaces solide/fluide. En régime transitoire des instabilités commencent à apparaître. En régime turbulent les instabilités s'accroissent et l'écoulement devient chaotique. Le nombre de Reynolds, expression (1.8), est un indicateur qui permet de caractériser la nature du régime de l'écoulement.

$$\text{Re} = \frac{U_\infty L}{\nu}, \quad (1.8)$$

- U_∞ (m.s⁻¹) désigne la vitesse caractéristique de l'écoulement
- L (m) désigne l'échelle spatiale caractéristique de l'écoulement
- ν (m².s⁻¹) désigne la viscosité cinématique du fluide

Ce nombre mesure le rapport entre forces visqueuses et force inertielles. S'il est inférieur à 1 les forces visqueuses sont prépondérantes, s'il est supérieur à 1 ce sont les forces d'inertie qui prédominent.

Turbulence : La turbulence désigne le caractère désordonné, chaotique, imprévisible d'un écoulement. Ce phénomène survient pour des valeurs élevées du nombre de Reynolds. Elle est synonyme d'agitation et se caractérise par une grande variabilité de la vitesse par rapport à l'écoulement moyen, c'est d'ailleurs un moyen de la quantifier. Généralement la turbulence se répartit de manière inhomogène dans l'écoulement.

Echelles et cascade énergétique : On peut se représenter la turbulence comme l'ensemble des tourbillons qui se développent dans un écoulement. Ces tourbillons ont des tailles et des

temps caractéristiques différents : la turbulence est un phénomène multi-échelles. Les grandes échelles, où est généralement injectée l'énergie, définissent le nombre de Reynolds global de l'écoulement. Ces échelles caractéristiques sont liées soit aux conditions aux limites, à la dimension des obstacles ou aux plus grandes structures (tourbillons de von Kármán dans un sillage de cylindre ou instabilité de Kelvin-Helmoltz dans une couche de mélange). Ces grands tourbillons vont céder une partie de leur énergie à de plus petits tourbillons et ainsi de suite jusqu'à dissipation de l'énergie cinétique par viscosité. En effet pour chaque échelle spatiale on peut définir un nombre de Reynolds local qui diminuera au fur et à mesure qu'on réduit l'échelle. Ainsi les forces de viscosité prennent de plus en plus d'importance au fur et à mesure qu'on va vers les petites échelles. Il y a donc un transfert d'énergie des grandes échelles spatiales vers les plus petites échelles. C'est le phénomène de cascade d'énergie ou cascade turbulente introduit qualitativement par Richardson en 1922. Mais c'est Kolmogorov (KOLMOGOROV, 1941) qui dans sa théorie dite « K41 » a quantifié en premier le taux de transfert d'énergie cinétique dans la zone inertielle. L'échelle spatiale où l'énergie cinétique est totalement dissipée sous forme de chaleur est appelée échelle de Kolmogorov (1.9). Les échelles spatiales et temporelles de Kolmogorov (équations (1.9) et (1.10)) coïncident avec un nombre de Reynolds $Re = 1$:

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (1.9)$$

et

$$\tau = \left(\frac{\nu}{\epsilon} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.10)$$

où ϵ [$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-3}$] est le taux de dissipation d'énergie cinétique turbulente. L'échelle caractéristique de l'écoulement global et l'échelle de Kolmogorov peuvent être reliées selon Kolmogorov par la relation suivante :

$$\frac{L}{\eta} \simeq Re^{\frac{3}{4}} \quad (1.11)$$

Si le transfert d'énergie se fait majoritairement des grandes échelles vers les plus petites, il peut y avoir localement un transfert inverse correspondant par exemple à la fusion de petits tourbillons pour donner naissance à un plus gros, c'est le phénomène d'appariement.

1.2 Estimation de mouvement par corrélation

1.2.1 Principe

Dans cette section nous utilisons la notation $I(x)$ comme représentation mathématique de la distribution de l'intensité dans le plan image. Abordons le sujet de l'estimation de mouvement à partir de séquences d'images en commençant par la corrélation. En effet la corrélation

d'images de particules est actuellement la technique la plus utilisée dans la communauté PIV pour estimer la vitesse d'un fluide. Nous rappelons ici son principe mais le lecteur pourra se référer au livre de (RAFFEL et al., 2018) qui synthétise les principes et avancées majeures en PIV depuis son invention.

Le principe de la PIV est d'introduire des particules dans un fluide d'intérêt et ce afin de le rendre visible. C'est ce qu'on appelle l'ensemencement de l'écoulement. Simultanément, à l'aide d'un faisceau laser éclaté en nappe fine de lumière et d'une caméra synchronisée avec le laser, on enregistre des images de particules à une fréquence donnée. En calculant le déplacement des particules entre deux images successives, on peut remonter au champ de vitesse instantané qui a permis de transporter les particules entre les deux images. Cela nécessite d'utiliser un traceur qui suit le plus fidèlement la vitesse du fluide, on parle de flottabilité neutre. La question est de savoir comment calculer les déplacements des particules d'une image à l'autre. Généralement, on fait l'hypothèse qu'une particule émet une intensité lumineuse constante lors de son déplacement et que par conséquent sa luminance est la même d'une image à l'autre. Si l'on considère deux images I_1, I_2 espacée d'un certain intervalle de temps Δt , cette hypothèse peut se traduire mathématiquement par :

$$\forall \mathbf{x} \in \Omega, I_2(\mathbf{x} + \mathbf{d}(\mathbf{x})) = I_1(\mathbf{x}), \quad (1.12)$$

où $\mathbf{d}(\mathbf{x})$ est le déplacement de la particule située en \mathbf{x} dans l'image I_1 . En réalité cette hypothèse n'est valable que pour des écoulements 2D, dès qu'il y a un mouvement 3D, les particules peuvent sortir ou rentrer dans la nappe laser, par conséquent la conservation de luminance n'est plus valide. En général on prend un Δt suffisamment petit pour que cette hypothèse soit considérée valide. De cette hypothèse on peut conclure que la quantité $(I_2(\mathbf{x} + \mathbf{d}(\mathbf{x})) - I_1(\mathbf{x}))^2$ (Displaced Frame Difference, DFD en anglais) doit être nulle $\forall \mathbf{x} \in \Omega$. Ce qui se réécrit :

$$I_1(\mathbf{x})^2 + I_2(\mathbf{x} + \mathbf{d}(\mathbf{x}))^2 - 2I_1(\mathbf{x})I_2(\mathbf{x} + \mathbf{d}(\mathbf{x})) = 0, \quad (1.13)$$

En faisant l'approximation d'un déplacement constant sur une fenêtre d'interrogation $W(\mathbf{x})$ centrée en \mathbf{x} (i.e. $\forall \mathbf{y} \in W(\mathbf{x}), \mathbf{d}(\mathbf{y}) = \mathbf{d}(\mathbf{x}) = \mathbf{d}$) on est ramené à résoudre le problème suivant :

$$\mathbf{d}(\mathbf{x}) = \arg \min_{\mathbf{d}} \sum_{\mathbf{r} \in W(\mathbf{x})} (I_2(\mathbf{r} + \mathbf{d}) - I_1(\mathbf{r}))^2, \quad (1.14)$$

Minimiser cette expression, revient à maximiser le produit de corrélation entre la fenêtre centrée en \mathbf{x} dans l'image I_1 et celle correspondante dans l'image I_2 .

$$\mathbf{d}(\mathbf{x}) = \arg \max_{\mathbf{d}} \sum_{\mathbf{r} \in W(\mathbf{x})} I_2(\mathbf{r} + \mathbf{d})I_1(\mathbf{r}). \quad (1.15)$$

L'emplacement du maximum dans le plan de corrélation entre les fenêtres de I_1 et I_2 indique le vecteur d . Pour avoir une valeur de déplacement sous-pixelique on ajuste une courbe gaussienne avec les trois plus hautes valeurs du pic de corrélation, le centre de la gaussienne indique alors le déplacement final. Il s'agit-là d'une évaluation statistique du déplacement moyen vu par les particules contenues dans la fenêtre d'interrogation $W(x)$. Il y a donc qu'un vecteur par fenêtre d'interrogation. On peut augmenter la densité de vecteurs en se faisant chevaucher les fenêtres d'interrogation. Aujourd'hui l'estimation des vecteurs est affinée par une correction itérative utilisant la déformation d'image.

1.2.2 Limitations

L'estimation de mouvement par corrélation est une option intéressante car elle est simple à implémenter, généralement efficace et robuste. Néanmoins, son application impose quelques contraintes parfois limitantes. On peut en premier lieu évoquer le sujet de la taille de la fenêtre d'interrogation qui doit être choisie avec précaution. En effet une taille de fenêtre trop petite engendrera un pic de corrélation faible, possiblement noyé dans le bruit du plan de corrélation, et entraînera une mesure bruitée avec une incertitude élevée. A l'inverse, une taille de fenêtre trop grande aura tendance à trop lisser le champ de vitesse et à atténuer les gradients locaux de vitesse. Quoiqu'il arrive, la taille minimale de la fenêtre d'interrogation (déterminée par tâtonnement) ne descend jamais en dessous des 8×8 pixel² ce qui limite la gamme des échelles spatiales résolues.

Par ailleurs pour produire des résultats optimaux la corrélation nécessite une certaine densité de particule dans l'image, une certaine taille de particule ou encore des gradients locaux assez faibles. Or sur le terrain il est très difficile de satisfaire à ces conditions. Il sera par exemple difficile de garantir un niveau de densité de particules constant et homogène. D'autre part la corrélation est mise en difficulté sur les images de scalaire à cause de l'absence de pic de corrélation net pour ce type d'images (HEITZ, MÉMIN et al., 2010) or l'utilisation de fumée dense comme ensemencement sur le terrain est une solution que nous envisageons sérieusement.

1.2.3 Avancées récentes

Malgré ses limites intrinsèques, il est intéressant de garder un oeil sur les améliorations dont fait régulièrement l'objet la corrélation par son utilisation massive. Nous avons pu identifier deux principaux domaines d'avancées récentes pour cette technique : la quantification de l'incertitude de mesure et la prise en compte de la dynamique pour la PIV résolue en temps.

Quantification d'incertitude : Les sources d'erreur dans l'estimation des champs de vitesse par corrélation d'images de particules sont multiples : bruit dans les images, variations locales

de luminosité, temps de réponse des particules à une accélération du fluide, densité de particule inhomogène, gradients de vitesse etc... Ces erreurs ont une incidence directe sur l'incertitude de mesure qui peut donc varier localement. Il est intéressant de pouvoir quantifier cette incertitude pour estimer la fiabilité de la mesure et de récents travaux se sont attelés à cette tâche en utilisant diverses stratégies. L'une d'elles consiste à calculer les écarts résiduels entre particules de l'image 1 et 2 après déformation de l'image 2 par le champ calculé (SCIACCHITANO, WIENEKE et SCARANO, 2013). L'incertitude est alors estimée pour chaque vecteur en calculant la moyenne et la variance de ces écarts sur la fenêtre d'interrogation. Une autre stratégie repose sur la dispersion statistique de la contribution de chaque pixel de la fenêtre d'interrogation à la forme du pic de corrélation (WIENEKE, 2015). Ces méthodes de quantification de l'incertitude ont été évaluées expérimentalement (NEAL et al., 2015 ; SCIACCHITANO, NEAL et al., 2015), de même que la propagation de l'incertitude à des quantités statistiques ou instantanées comme le taux de turbulence ou la vorticité (SCIACCHITANO et WIENEKE, 2016). Suite à ces travaux, il a été montré qu'il était possible d'utiliser l'incertitude calculée pour d bruitez les champs de vitesse (WIENEKE, 2017a). Cette méthode repose sur une modélisation polynomiale spatiale locale anisotrope de la vitesse. La technique évoquée permet ainsi de corriger le champ en supprimant le bruit tout en conservant les petites échelles. Ce traitement s'effectuant a posteriori, il n'est pas réservé à la corélation et pourrait s'appliquer à d'autres techniques comme le flot optique (voir section 1.3).

Cohérence temporelle : La PIV résolue en temps (Time Resolved PIV) consiste à considérer de plus ou moins longues séquences d'images de particules espacées d'un pas de temps régulier, choisi généralement assez petit de manière à estimer tout le spectre fréquentiel d'un écoulement. Chaque couple d'images successives traité indépendamment fournit un champ Eulérien instantané de vitesse. Mis bout à bout on obtient alors une séquence temporelle cohérente de champs instantanés. Les images étant temporellement proches, il est aussi possible d'y suivre les trajectoires Lagrangiennes des particules sur plusieurs pas de temps. Ces informations supplémentaires permettent de mieux intégrer la dynamique de l'écoulement. La prise en compte de pas de temps passés et futurs dans le calcul de la vitesse produit, en approchant les trajectoires des particules à l'aide de polynômes (JEON et al., 2014 ; LYNCH et al., 2013), des résultats physiquement plus cohérents. Cette technique est intéressante à plus d'un titre, d'une part elle permet une meilleure robustesse au bruit aléatoire et une mesure plus juste, mais elle donne aussi une estimation directe du champ d'accélération instantané, ce qui présente un intérêt pour remonter au champ de pression.

1.3 Flot optique

Après avoir exposé les principes de l'estimation de mouvement par corrélation d'images, nous nous intéressons maintenant à la famille d'algorithmes de flot optique. On appelle flot optique le mouvement apparent entre deux images successives issues d'une même séquence. Géométriquement il s'agit du champ vectoriel de déformation (que l'on notera $\mathbf{v} = (u, v)^T$) qui, appliqué à une image $I(t)$, donne l'image $I(t + \Delta t)$ qui lui succède dans la séquence. On parle de mouvement apparent car il ne correspond pas nécessairement au mouvement réel dans l'espace.

1.3.1 Modèle d'observation

Pour déterminer le flot optique on a recours à ce qu'on appelle un modèle d'observation ou terme d'attache aux données. Le modèle d'observation est l'équation qui relie les variations spatio-temporelles de la luminance (niveaux de gris) au flot optique. Le modèle d'observation le plus répandu a été introduit pour la première fois par HORN et al., (1981). Il se base sur une hypothèse de conservation de la luminance au cours du mouvement, ce qui se traduit mathématiquement par la relation

$$I(\mathbf{x} + \Delta\mathbf{x}, t + \Delta t) = I(\mathbf{x}, t). \quad (1.16)$$

C'est la même hypothèse initiale qui est faite pour la corrélation. De cette équation il est difficile de déduire le mouvement apparent. Il faut faire une hypothèse de petit déplacement $\delta\mathbf{x}$ pour pouvoir linéariser (1.16). Ainsi le modèle d'observation se réécrit

$$I(\mathbf{x}, t) = I(\mathbf{x} + \delta\mathbf{x}, t + \delta t), \quad (1.17)$$

qui donne une fois linéarisé :

$$\frac{\partial I}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla I = 0. \quad (1.18)$$

Ce modèle d'observation basé sur la conservation de la luminance convient bien à l'estimation de mouvement d'objets rigides ou quasi-rigides. Cependant ce modèle est parfois trop simpliste pour estimer le mouvement d'un traceur dans un écoulement fluide souvent complexe. Il y a alors nécessité d'établir un lien entre le mouvement apparent et le mouvement fluide.

Premièrement, quand pouvons-nous affirmer que la conservation de luminance est valable ? Dans le cas d'un écoulement purement 2D ensemené avec des particules éclairées de manière homogène, le flot optique basé sur la conservation de la luminance est identique (à un facteur près) au mouvement fluide. Dans le cas d'un écoulement purement 2D mais ensemené avec un scalaire il faut rajouter un terme de diffusion ($-D\Delta I$) au modèle d'observation

pour prendre en compte la diffusion du scalaire. Le problème survient lorsque le mouvement fluide est 3D. Le traceur peut alors entrer ou sortir du plan de lumière, d'une image à l'autre il peut disparaître ou changer d'intensité à cause de la distribution non-homogène de l'intensité lumineuse sur l'épaisseur de la nappe laser : dans ces cas la conservation de la luminance n'est plus vérifiée. Pour les écoulements 3D la relation entre mouvement fluide et le flot optique a soigneusement été démontrée par T. LIU et al., (2008). Selon le type de traceur, le flot optique est décrit comme la projection du mouvement fluide sur le plan image. La vitesse perçue sur l'image correspondant à la vitesse du traceur intégrée sur l'épaisseur de la nappe laser.

1.3.2 Problème d'ouverture

Jusqu'ici l'obtention du champ de déplacement à partir du modèle d'observation n'a pas été abordée. Comme on peut le constater, quelque soit le modèle d'observation on a toujours deux inconnues u et v , les deux composantes du vecteur v , pour une seule équation. Il s'agit d'un problème mal posé. Si l'on projette le vecteur v dans la base vectorielle $(\frac{\nabla I}{\|\nabla I\|}, \frac{\nabla I^\perp}{\|\nabla I^\perp\|})$ on obtient la décomposition (1.19) suivante :

$$\mathbf{v} = v^\parallel \frac{\nabla I}{\|\nabla I\|} + v^\perp \frac{\nabla I^\perp}{\|\nabla I^\perp\|}, \quad (1.19)$$

ainsi

$$\mathbf{v} \cdot \nabla I = v^\parallel \|\nabla I\|. \quad (1.20)$$

Le modèle d'observation devient alors

$$\frac{\partial I}{\partial t} + v^\parallel \|\nabla I\| = 0, \quad (1.21)$$

et ne permet de résoudre qu'une composante de la vitesse. Cela se traduit en pratique par le fait qu'il est facile de distinguer un mouvement dans la direction du gradient photométrique mais qu'il est en revanche impossible de percevoir le mouvement local dans la direction orthogonale au gradient photométrique. Dès lors plusieurs stratégies ont été développées pour contourner ce problème.

1.3.3 Résolution globale

Pour fermer le problème d'ouverture on peut avoir recours à une contrainte de régularisation. L'hypothèse de régularisation de base suppose une lente variation spatiale de la vitesse. Elle se traduit par l'ajout d'un terme de pénalité sur la norme des gradients des composantes

de la vitesse pondéré par un coefficient α , tel que

$$\int_{\Omega} \left\{ (I_t + \mathbf{v} \cdot \nabla I)^2 + \alpha (\|\nabla u\|^2 + \|\nabla v\|^2) \right\} d\mathbf{x}, \quad \alpha \in \mathbb{R}^{+*}. \quad (1.22)$$

On obtient alors une fonctionnelle d'énergie (1.22) que l'on cherche à minimiser sur tout le domaine Ω par rapport au champ \mathbf{v} . Cette minimisation faisant intervenir chaque pixel de l'image, on obtient alors un champ dense \mathbf{v} (i.e. 1 vecteur/pixel). Cette formulation a été appliquée avec succès sur des images PIV (RUHNAU et al., 2005).

Le terme de régularisation sur le gradient de vitesse n'est cependant pas forcément le plus adapté au mouvement fluide car il a tendance à trop lisser les zones de vortacité et de divergence. D'autres lui préfèrent un terme de régularisation d'ordre 2 basé sur les gradients de vortacité $\|\nabla(\nabla \times \mathbf{v})\|^2$ et de divergence $\|\nabla(\nabla \cdot \mathbf{v})\|^2$. Cette régularisation a fait ses preuves sur des images satellites météorologiques de scalaire (CORPETTI, MÉMIN et PEREZ, 2002) et sur des images de particules (CORPETTI, HEITZ et al., 2006).

L'inconvénient de ces méthodes variationnelles est qu'elles sont sensibles au bruit et autres variations de luminosité entre les images. Pour endiguer ce point faible une régularisation par un champ de vitesse calculé par corrélation permet une meilleure robustesse (HEITZ, HÉAS et al., 2008). Enfin, une régularisation dynamique utilisant la propagation du champ précédent (au temps $t - \Delta t$), par intégration des équation de Navier-Stokes (HEITZ, HÉAS et al., 2008), comme contrainte supplémentaire améliore grandement l'estimation (au temps t) de la vitesse du fluide, surtout sur des images bruitées.

Le point sensible de ces méthodes globales reste le choix de la valeur du paramètre de régularisation α qui se fait généralement par tâtonnement. Il s'agit en fait de trouver le bon compromis entre un champ trop lisse et un champ trop bruité. Une technique empirique consiste à choisir la valeur de α pour laquelle la variance du champ de vitesse commence à se stabiliser (HÉAS et al., 2012).

1.3.4 Résolution locale

La résolution locale du problème d'ouverture consiste à résoudre l'équation de flot optique indépendamment pour chaque pixel de l'image. Elle a été introduite par Lucas et Kanade (LUCAS et al., 1981). Comme il reste toujours deux inconnues pour une équation, et ce pour chaque pixel, l'approche locale consiste à supposer que la vitesse est à peu près constante dans le voisinage du pixel considéré. On peut voir cette hypothèse comme une sorte de régularisation. Ainsi pour une fenêtre $W(\mathbf{x})$ de taille $n \times n$ pixel² centrée en \mathbf{x} , on a n^2 équations de flot optique pour une vitesse $\mathbf{v} = (u, v)^T$ à déterminer. On a alors un problème surdéterminé (plus d'équations que d'inconnues) que l'on résoud par une optimisation au sens des moindres carrés. Pour tenir compte de la variation de la vitesse dans la fenêtre on pondère

les équations de la fenêtre par une Gaussienne : les pixels aux bords de la fenêtre ont moins de poids que ceux proches du centre. L'estimation de (\hat{u}, \hat{v}) se fait ensuite par résolution du système linéaire (1.23) à condition qu'il soit inversible, ce qui n'est pas forcément le cas dans les zones à faible gradient photométrique.

$$\begin{pmatrix} \sum_{q \in W(p)} w_q I_x(q)^2 & \sum_{q \in W(p)} w_q I_x(q) I_y(q) \\ \sum_{q \in W(p)} w_q I_x(q) I_y(q) & \sum_{q \in W(p)} w_q I_y(q)^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{u}(p) \\ \hat{v}(p) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} - \sum_{q \in W(p)} w_q I_t(q) I_x(q) \\ - \sum_{q \in W(p)} w_q I_t(q) I_y(q) \end{pmatrix} \quad (1.23)$$

Cette méthode basée sur une approche locale utilisant des fenêtres est proche de la corrélation. Comme elle, elle possède l'avantage d'être robuste. L'inconvénient des méthodes locales est qu'elles ne garantissent pas la cohérence spatiale du champ de vitesse étant donné que chaque vecteur est calculé indépendamment de ses voisins. Un des atouts de la méthode Lucas-Kanade est la possibilité de sa parallélisation (CHAMPAGNAT et al., 2011), ce qui la rend intéressante pour effectuer de la mesure en temps réel sur le terrain. En ce qui concerne la mesure résolue en temps, la prise en compte de la cohérence temporelle avec une modélisation polynomiale des trajectoires de particules permet aussi d'améliorer l'estimation en réduisant le bruit de mesure spatial et temporel (YEGAVIAN et al., 2016).

Enfin une formulation originale de la conservation de la luminance dans un cadre stochastique, permet d'introduire la notion d'incertitude dans les champs estimés (CORPETTI et MÉMIN, 2012). La prise en compte de l'incertitude locale (liée au bruit de l'image, ou à l'absence de gradient photométrique) permet une pondération anisotrope des fenêtres d'interrogation ce qui a pour conséquence d'améliorer les estimations de vitesses.

1.3.5 Grands déplacements

Tout d'abord, avant d'évoquer le problème des grands déplacements, il convient d'analyser rapidement ce qui peut jouer sur la longueur des déplacements du traceur entre deux images successives. Mettons-nous dans une situation où une caméra est positionnée à une distance d d'un plan d'observation, faisant des acquisitions à une fréquence f . Considérons que l'écoulement observé évolue à une vitesse v stationnaire uniforme. Pour d et f fixés une augmentation (respectivement une diminution) de v implique une augmentation (diminution) de la longueur des déplacements du traceur entre deux images. Pour v et f fixées, une augmentation (diminution) de d implique une diminution (augmentation) de la longueur des déplacements du traceur. Pour v et d fixées, une augmentation (diminution) de f implique une diminution (augmentation) de la longueur des déplacements du traceur sur l'image. v , d et f sont les 3 paramètres qui vont influencer la longueur des déplacements du traceur entre deux images successives. Un quatrième paramètre que nous pouvons évoquer est la définition des images acquises. Pour un

écoulement stationnaire uniforme les déplacements (en pixel) entre images seront plus grand avec une caméra prenant des images 2048 pixels \times 2048 pixels qu'avec une caméra prenant des images 1024 pixels \times 1024 pixels.

Le problème est le suivant : comme nous l'avons vu dans la section introduisant le flot optique, la relation de conservation de la luminance ne peut être linéarisée que sous conditions de petits déplacements. De ce fait, l'OFCE n'est plus valable dans le cas de grands déplacements, et ceci est généralisable à toutes les variantes vues ensuite. Cependant pour pallier ce problème une stratégie pour réduire artificiellement la taille des déplacements a été trouvée. Il s'agit du concept de multirésolution d'images introduit par BURT et al., (1983). La multirésolution peut consister soit en une décimation pyramidale des images, soit en une succession de filtrages, soit en une combinaison des deux. Dans la multirésolution pyramidale la taille des images originales est réduite (généralement d'un facteur 2) et donne naissance à de nouvelles images moins bien résolues. Cette opération entraîne nécessairement une diminution des déplacements en pixel. Si à ce stade il demeure des déplacements encore trop élevés le couple d'images décimées est réduit à son tour et ainsi de suite jusqu'à obtenir de petits déplacements. On a alors un jeu d'images à plusieurs niveaux de résolution. On résoud alors l'équation de flot optique au niveau de plus faible résolution. Cela fournit un champ de vecteur grossier v^{l+1} ($l \in [0; L - 1]$ où L représente le nombre d'étages dans la pyramide) qui est interpolé et calé sur la grille du niveau de résolution immédiatement supérieur de la pyramide. A ce stade on déforme l'image 2 (ou les deux images) avec le champ interpolé v^l pour conserver des petits déplacements. On résoud alors l'équation de flot optique au niveau actuel et on actualise le champ de vitesse calculé par la relation (1.24) et ainsi de suite jusqu'à revenir au niveau de résolution d'origine des images.

$$v^l = 2v^{l+1} + \delta v^l \quad (1.24)$$

Cette stratégie a fait ses preuves et est largement utilisée, cependant elle possède quelques inconvénients. Notamment au moment de la réduction de la taille des images les petites particules peuvent être « oubliées ». Cette perte d'information peut entraîner des vecteurs erronés. A priori dans le cadre d'une mesure grand champ la caméra sera relativement éloignée de la scène afin de capturer la totalité de la zone d'intérêt. De plus les flux aérauliques sont généralement assez lents ($\leq 1 \text{ m.s}^{-1}$), de ce fait les déplacements ne devraient pas être excessivement grands. Cependant avec une caméra grand public la fréquence d'acquisition n'excède que rarement les 100 Hz pour des définitions d'image assez élevées ce qui peut engendrer de grands déplacements dans les images. Finalement le choix d'utiliser ou non la multi-résolution se fera probablement au cas par cas, selon l'écoulement étudié et la configuration expérimentale, après une appréciation grossière préalable des déplacements maximaux présents dans les images.

Pour les méthodes locales comme la corrélation ou la méthode Lucas-Kanade, le problème des

grands déplacements peut être contourné par la multirésolution mais aussi par une approche multi-fenêtres. Cela consiste d'abord par chercher les grands mouvements prépondérants à l'aide de fenêtres d'interrogation de grandes tailles. Une fois ces grands déplacements estimés, la taille des fenêtres d'interrogation est peu à peu réduite afin d'affiner l'estimation et de tenir compte des gradients de vitesse locaux.

1.4 Observation aux grandes échelles

La mesure terrain grand champ que nous souhaitons mettre en place implique ce qu'on appelle une observation de l'écoulement aux grandes échelles. Comme nous l'avons vu dans la section 1.1.5 : un écoulement turbulent se décline sur plusieurs échelles spatiales caractéristiques. Une observation aux grandes échelles signifie que l'écoulement observé est filtré spatialement : pour différentes raisons les plus petits tourbillons ne peuvent pas être observés sur l'image numérique (notons aussi que l'écoulement est filtré temporellement selon la fréquence d'acquisition choisie).

Examinons les causes de ce filtrage spatial. Premièrement, le choix de n'utiliser qu'une caméra pour des raisons pratiques (coût et maniabilité sur le terrain) va nécessairement entraîner une baisse de la résolution spatiale étant donné la taille des champs observés ($\geq 1 \text{ m}^2$). Le capteur photo-sensible ayant un nombre limité de pixels, les plus petites échelles seront alors gommées lors du processus de numérisation.

La deuxième cause d'observation grande échelle est liée au traceur. Pour un traceur de type particule deux facteurs peuvent avoir un effet filtrant : la densité de particules et la taille des particules. En effet une faible densité de particule empêche la résolution d'échelles spatiales plus petites que les écarts entre particules. De même si une particule a sur l'image une taille supérieure au pixel, cela rajoute un niveau de filtrage spatiale supplémentaire par rapport au filtrage déjà présent à l'échelle du pixel. Or pour faire de la mesure grand champ nous allons avoir besoin de particules plus grosses pour les voir de loin.

Pour un ensemencement avec traceur dense, les gradients d'intensité sont plus faibles et l'on peut avoir une luminance de même niveau sur plusieurs pixels ce qui va lisser l'observation.

Enfin pour les méthodes locales utilisant des fenêtres d'interrogation (corrélation et Lucas-Kanade), la taille minimale de la fenêtre augmente l'échelle d'observation.

Si nous ne pouvons pas mesurer l'écoulement aux échelles filtrées, l'enjeu est de pouvoir modéliser leur comportement pour améliorer l'estimation des grandes échelles observées. Plusieurs travaux se sont attelés à intégrer des modèles de turbulence dans un cadre flot optique pour tenir compte du filtrage et améliorer l'estimation de la vitesse. Ces travaux s'inspirent dans les grandes lignes de la simulation des grandes structures de la turbulence (SGS) connues sous le nom de Large Eddy Simulation (LES) en anglais. En LES les petites échelles sont fil-

trées pour des raisons de coût de calcul, en revanche les grandes échelles sont directement calculées. Cependant pour tenir compte des interactions entre échelles résolues et échelles non-résolues on utilise des modèles de turbulence. Par analogie avec la LES, il est possible de modéliser l'action des échelles qui sont filtrées dans les images de particules ou de scalaire. Concrètement on peut décomposer une quantité scalaire θ en une composante filtrée grande échelle $\bar{\theta}$ et une composante non-résolue θ' (relation (1.25)) et faire de même avec la vitesse (relation (1.26))

$$\theta = \bar{\theta} + \theta', \quad (1.25)$$

$$\mathbf{v} = \bar{\mathbf{v}} + \mathbf{v}'. \quad (1.26)$$

L'opérateur $\bar{\cdot}$ correspond ici au filtrage par un noyau de convolution G

$$\overline{\theta(\mathbf{x}, t)} = \int_{-\frac{\bar{\Delta}}{2}}^{+\frac{\bar{\Delta}}{2}} \theta(\mathbf{r}, t) G(\mathbf{r} - \mathbf{x}) d\mathbf{r} = G * \theta, \quad (1.27)$$

où $\bar{\Delta}$ représente l'échelle spatiale de coupure (le pixel pour une image). Au passage, cette opération de filtrage ne doit pas être confondue avec la décomposition de Reynolds.

Ainsi on peut identifier ce qui est observé à l'image aux quantités filtrées $\bar{\theta}$ et $\bar{\mathbf{v}}$. En réalité les niveaux de gris \bar{I} sont reliés au scalaire par la relation (1.28), mais nous continuons avec θ par commodité.

$$\bar{I} \propto \int_{\Gamma^-}^{\Gamma^+} \overline{\theta(z)} dz \quad (1.28)$$

Ces quantités grandes échelles obéissent alors à l'équation de transport d'un scalaire passif filtrée (1.29), on obtient un nouveau modèle d'observation pour flot optique (CASSISA et al., 2011),

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\theta} \bar{\mathbf{v}}) - \frac{1}{\text{ReSc}} \Delta \bar{\theta} = 0, \quad (1.29)$$

qui peut se réécrire sous la forme

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \bar{\mathbf{v}} \cdot \nabla \bar{\theta} + \nabla \cdot \tau_{\theta} - \frac{1}{\text{ReSc}} \Delta \bar{\theta} = 0, \quad (1.30)$$

où l'on fait apparaître le terme

$$\tau_{\theta} = \overline{\theta \mathbf{v}} - \bar{\theta} \bar{\mathbf{v}}, \quad (1.31)$$

le tenseur de contraintes résiduel, qui contient les interactions entre échelles résolues et non-résolues. L'équation (1.30) fait alors office de nouveau modèle d'observation de flot optique. Le terme résiduel peut y être modélisé par une diffusion turbulente dont la valeur est estimée à

partir du spectre de puissance (CASSISA et al., 2011).

$$\tau_\theta = -D_T \nabla \bar{\theta} \quad (1.32)$$

$$D_T = \bar{\Delta} \times \left(\frac{3}{2C_{sgs}} \int_{k_c}^{\infty} E_{uu}(k) dk \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (1.33)$$

où C_{sgs} représente une constante universelle comprise entre 0.1 et 0.2. Cette formulation de flot optique basée sur l'équation de transport d'un scalaire passif comprenant un modèle sous-maille de diffusion turbulente a montré une amélioration pour l'estimation de la vitesse à partir d'images synthétiques de concentration de scalaire. Néanmoins, l'inconvénient majeur de cette modélisation est qu'elle nécessite une connaissance préalable du spectre de puissance $E_{uu}(k)$ qui en pratique n'est pas connu dans le cas d'écoulements réels. De plus le coefficient de diffusion turbulente D_T est une constante globale ce qui n'a pas forcément de sens dans le cas d'écoulements turbulents fortement inhomogènes.

Toujours en se basant sur une équation de transport filtrée comme modèle d'observation, le terme encodant l'activité sous-maille peut être modélisé par la viscosité turbulente de Smagorinsky (SMAGORINSKY, 1963) (équation (1.34)) ou par une diffusion locale isotrope (ZILLE, CORPETTI, LIANG SHAO et al., 2014).

$$\nabla \tau_\theta = - \left(C_r \bar{\Delta} \right)^2 \|\bar{S}\| \Delta \bar{\theta}, \quad (1.34)$$

avec

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right), \quad (i, j) \in \{1, 2\} \times \{1, 2\}, \quad (1.35)$$

le tenseur des déformation filtré. Ces modèles apportent aussi une amélioration des performances dans l'estimation du mouvement sur des séquences synthétiques de particules et de scalaire.

Bien que permettant une meilleure estimation des champs de vitesse, les modèles précédents sont purement dissipatifs et ne prennent pas en compte les transferts d'énergie des échelles sous-maille vers les échelles résolues. Pour tenir compte de cette cascade inverse d'énergie un modèle mixte du tenseur de contraintes résiduel (expression (1.36)) a été proposé par X. CHEN et al., (2015),

$$\tau_\theta = \overline{\overline{\theta v}} - \overline{\overline{\theta v}} - \frac{\nu_{sgs}}{Pr_{sgs}} \nabla \bar{\theta}. \quad (1.36)$$

Ce modèle mixte, inspiré des travaux de BARDINA et al., (1980) pour la LES, combine un modèle structural avec le modèle de diffusion turbulente de Smagorinsky $\frac{\nu_{sgs}}{Pr_{sgs}}$. Le modèle structural suppose que le transfert d'énergie qui a lieu entre les plus grandes échelles non

résolues et les plus petites échelles résolues est similaire au transfert d'énergie qui a lieu entre les plus petites échelles résolues et les grandes échelles résolues : hypothèse d'autosimilarité locale. Cette nouvelle modélisation a permis une amélioration conséquente de l'estimation du mouvement sur la séquence synthétique de scalaire, les performances atteintes surpassent notamment les plus récentes variantes de flot optique.

Sans être complètement liée au flot optique, nous pouvons évoquer une méthode intéressante dite de super-résolution (ZILLE, CORPETTI, SHAO et al., 2016), qui permet de reconstruire une partie des échelles non-résolues d'une image. Bien que n'étant pas une méthode d'estimation de mouvement en soit, la super-résolution d'images permet aussi, indirectement, d'améliorer l'estimation des grandes échelles.

1.5 Conclusion du premier chapitre

Dans ce chapitre nous avons passé en revue les principales techniques utilisées pour estimer le mouvement entre deux images successives de traceurs transportés dans un fluide. Chacune de ces techniques présente ses avantages, ses inconvénients et a été sujet à des développements intéressants.

La corrélation est une technique robuste qui a fait l'objet de nombreux perfectionnements ces dernières années parmi lesquels on peut citer la déformation d'image, l'adaptation de la fenêtre d'interrogation (THEUNISSEN et al., 2007, 2010), l'introduction des trajectoires polynomiales pour une mesure résolue en temps ou encore la prise en compte de la cohérence spatiale en fonction de l'incertitude mesurée. Bien que la corrélation soit largement installée comme méthode de référence dans la communauté PIV nous lui préférons le flot optique comme cadre de développement d'une méthode d'estimation de mouvement adaptée aux images grand champ. En effet, bien que plus sensible au bruit et aux variations d'intensité entre les images, l'approche flot optique est plus souple et offre la possibilité d'intégrer des modèles plus raffinés, dont des modèles de turbulence permettant une meilleure estimation des grandes échelles. De plus les techniques de flot optique offrent de meilleures performances que la corrélation sur les images de scalaire passif.

ESTIMATION DE MOUVEMENT SOUS INCERTITUDE DE POSITION

Dans ce chapitre nous proposons une nouvelle méthode d'estimation de mouvement à partir de séquences d'images basée sur une formulation stochastique du modèle d'observation du flot optique. Cette formulation originale repose sur l'équation de transport d'un scalaire passif exprimée dans un contexte dit d'incertitude de position. Nous exposons dans un premier temps le formalisme d'incertitude de position puis établissons l'équation de transport dans ce nouveau cadre. Ensuite nous proposons différents modèles d'incertitude de position. Pour finir nous évaluons notre nouvelle méthode sur des données synthétiques.

2.1 Modélisation sous incertitude de position

La modélisation sous incertitude de position se propose d'exprimer la trajectoire d'une particule fluide sous forme d'un processus aléatoire (MÉMIN, 2014). Cette approche stochastique fait intervenir une décomposition de la vitesse en une composante déterministe, continue en temps et une composante aléatoire, décorrélée en temps, de nature Brownienne.

Pour la suite, nous nous plaçons dans $\Omega \subset \mathbb{R}^2$, le domaine borné d'observation du fluide. En adoptant un point de vue Lagrangien, nous désignons par $x_t \in \Omega$ la position d'une particule fluide à l'instant t . Le processus stochastique $(x_t)_{t \geq 0}$ représente alors la trajectoire suivie par cette particule. Son déplacement élémentaire s'exprime sous la forme (2.1) :

$$dx_t = w(x_t, t)dt + \sigma(x_t, t)dB_t. \quad (2.1)$$

Une partie de ce déplacement élémentaire est causée par une vitesse déterministe, différentiable dans le temps et l'espace $w(x_t, t)$ qui peut être vue comme la vitesse résolue de l'écoulement. L'autre composante, $\sigma(x_t, t)dB_t$ correspond à un déplacement aléatoire mimant une brève perturbation locale de la vitesse causée par la turbulence. On la modélise à l'aide d'un processus aléatoire Brownien bidimensionnel $B_t \in \mathbb{R}^2$ (avec $dB_t = B_{t+dt} - B_t$). C'est l'opérateur de diffusion $\sigma(x_t, t)$ qui impose la corrélation spatiale de l'incertitude de vitesse. Il est modélisé à partir d'un noyau matriciel $\check{\sigma}(\cdot, \cdot, t)$ pour chaque fonction vectorielle f (de dimen-

sion n) comme :

$$\sigma(\mathbf{x}, t)\mathbf{f} \triangleq \int_{\Omega} \check{\sigma}(\mathbf{x}, \mathbf{z}, t)\mathbf{f}(\mathbf{z}, t)d\mathbf{z}. \quad (2.2)$$

Explicitement cet opérateur peut être vu comme une application linéaire de $\mathbb{R}^n \times \mathbb{R}^+$ dans $\mathbb{R}^2 \times \mathbb{R}^+$ au point \mathbf{x} . Cette composante d'incertitude $\sigma(\mathbf{x}_t, t)d\mathbf{B}_t$ est rapidement décorrélée en temps mais corrélée spatialement, elle est aussi anisotrope et inhomogène. Dans un contexte d'estimation de mouvement, la vitesse de l'écoulement est supposée constante entre deux images successives. Bien que cela implique une estimation moyennée, cette hypothèse reste aussi valable pour des écoulements instables tant que l'intervalle de temps entre deux échantillons dt reste petit. Ainsi nous pouvons raisonnablement ignorer la variation temporelle de $\mathbf{w}(\mathbf{x}, t)$ et $\sigma(\mathbf{x}, t)$ et écrire :

$$d\mathbf{x} = \mathbf{w}(\mathbf{x})dt + \sigma(\mathbf{x})d\mathbf{B}_t, \quad (2.3)$$

où $d\mathbf{x} = \mathbf{x}_{t+1} - \mathbf{x}_t$ représente les déplacements des particules fluides entre deux images successives. La composante d'incertitude sera supposée incompressible. Le tenseur de covariance de la composante d'incertitude entre deux points \mathbf{x} et $\mathbf{x}' \in \Omega$ s'écrit :

$$Q = Cov(\mathbf{x}, \mathbf{x}') \triangleq \mathbb{E} \left\{ (\sigma(\mathbf{x}_t)d\mathbf{B}_t) (\sigma(\mathbf{x}'_t)d\mathbf{B}_t)^T \right\} \quad (2.4)$$

$$= \int_{\Omega} \check{\sigma}(\mathbf{x}, \mathbf{z})\check{\sigma}(\mathbf{z}, \mathbf{x}')d\mathbf{z}dt \quad (2.5)$$

$$= \sigma(\mathbf{x})\sigma^T(\mathbf{x}')dt, \quad (2.6)$$

car $\mathbb{E} \left\{ (d\mathbf{B}_t)(d\mathbf{B}_t)^T \right\} = dt$ (cf. variance d'un processus Brownien). A partir de la relation (2.6), nous pouvons introduire le terme \mathbf{a} (qui a les dimensions d'une diffusion, $[\text{m}^2.\text{s}^{-1}]$) (2.7), défini comme la covariance en un point de la composante d'incertitude, i.e. sa variance locale. Nous l'écrivons comme suit,

$$\begin{aligned} \mathbf{a}(\mathbf{x}) &\triangleq \sigma(\mathbf{x})\sigma^T(\mathbf{x}) = \int_{\Omega} \check{\sigma}(\mathbf{x}, \mathbf{z})\check{\sigma}(\mathbf{z}, \mathbf{x})d\mathbf{z} \\ &= \frac{Cov(\mathbf{x}, \mathbf{x})}{dt}. \end{aligned} \quad (2.7)$$

C'est une matrice 2×2 symétrique définie positive pour chaque point $\mathbf{x} \in \Omega$. La trace de ces matrices représente (à un temps de décorrélation près) l'énergie cinétique turbulente.

Maintenant que nous avons établi le formalisme d'incertitude de position, nous considérons une quantité scalaire f transportée par le champ sous incertitude de position introduit ci-dessus. La loi de conservation du scalaire se traduit par la relation (2.8) :

$$f(\mathbf{x}_{t+dt}, t + dt) = f(\mathbf{x}_t, t). \quad (2.8)$$

En négligeant les mouvements et la diffusion hors plan, nous pouvons restreindre la loi de conservation à un domaine 2D uniquement. L'écoulement étant irrégulier, le scalaire transporté f devient aussi une grandeur aléatoire. Ainsi la dérivée particulière $D_t f \triangleq d(f(x, t))$ implique la composition de deux processus stochastiques, et peut être déduite à partir des règles du calcul stochastique (formule d'Ito-Wentzell) mises en avant par MÉMIN, (2014) et RESSEGUIER et al., (2017). Avant d'en donner l'expression, nous devons introduire l'opérateur de transport stochastique :

$$\mathbb{D}_t f = \underbrace{d_t f}_{\substack{\triangleq f(x_t, t+dt) - f(x_t, t) \\ \text{Increment temporel}}} + \underbrace{(\mathbf{w}^* dt + \boldsymbol{\sigma} d\mathbf{B}_t) \cdot \nabla f}_{\text{Advection}} - \underbrace{\frac{1}{2} \nabla \cdot (\boldsymbol{\alpha} \nabla f) dt}_{\text{Diffusion}}, \quad (2.9)$$

où $d_t f = f(\mathbf{x}_t, t + dt) - f(\mathbf{x}_t, t)$ représente l'incrément temporel de la quantité f non différentiable, et où \mathbf{w}^* est la vitesse grande échelle modifiée qui prend en compte l'inhomogénéité de l'activité à petite échelle. Son expression est donnée par

$$\mathbf{w}^* = \mathbf{w} - \frac{1}{2} (\nabla \cdot \boldsymbol{\alpha})^T. \quad (2.10)$$

La matrice de diffusion, $\boldsymbol{\alpha}$, modélisant la variance locale de la vitesse petite échelle, traduit l'intensité de turbulence. L'inhomogénéité de cette intensité turbulente se ressent sur la vitesse grande échelle et induit une dérive de celle-ci. Cette dérive est d'après (2.10) orientée des régions plus agitées vers les régions plus calmes. Pour une turbulence homogène ce terme n'entre pas en jeu car la matrice de diffusion, $\boldsymbol{\alpha}$, est spatialement constante. L'existence d'un lien explicite entre l'opérateur de transport stochastique $\mathbb{D}_t f$ et la dérivée particulière $D_t f$ a été rigoureusement démontrée (RESSEGUIER et al., 2017), nous ne faisons qu'utiliser le résultat ici. Brièvement, dans le cas général le premier a toujours une expression explicite alors que le second a un sens physique établi mais pas d'expression explicite. Cependant, pour une composante aléatoire incompressible ($\nabla \cdot (\boldsymbol{\sigma} d\mathbf{B}_t) = 0$) et quand la quantité transportée est conservée dans le volume matériel, les deux opérateurs coïncident :

$$D_t f = \mathbb{D}_t f = 0. \quad (2.11)$$

Comparée au cas déterministe l'opérateur de transport stochastique contient plusieurs termes additionnels liés au champ d'incertitude aléatoire. En plus de la modification de la vitesse grande échelle, on peut identifier un terme de transport par la petite échelle $(\boldsymbol{\sigma} d\mathbf{B}_t) \cdot \nabla f$. L'incertitude a aussi un effet de mélange sur le mouvement grande échelle à travers le terme de diffusion le long des directions propres du tenseur $\boldsymbol{\alpha}$ de variance de la composante d'incertitude (cf. (2.7)). Cette nouvelle expression de la dérivée matérielle nous procure une nouvelle équation de flot optique sous incertitude de position.

Si dans le domaine physique le tenseur \mathbf{a} est uniquement lié à la variance des échelles non-résolues, ce qu'il représente dans un contexte de mesure image est plus ambigu. En effet, sur des observations projetées l'incertitude sur la position est liée naturellement à l'agitation sous-maille, mais elle est aussi influencée par différents paramètres comme la nature du traceur (particulaire ou scalaire), l'espacement temporel entre les images, le temps d'exposition, les mouvements hors plan ou encore le bruit introduit lors du processus d'acquisition des images.

2.1.1 Modèle d'observation stochastique

A partir de l'équation de transport stochastique établie plus haut, nous pouvons proposer un nouveau modèle d'observation pour l'estimation du flot optique. Dans la suite la quantité f est considérée proportionnelle à l'intensité lumineuse de l'image. Le terme aléatoire Brownien ayant une espérance nulle, on peut prendre l'espérance pour en déduire l'équation de transport moyenne :

$$\begin{aligned} \mathbb{E} \{ \mathbb{D}_t f \} &= \mathbb{E} \left\{ d_t f + (\mathbf{w}^* dt + \boldsymbol{\sigma} d\mathbf{B}_t) \cdot \nabla f - \frac{1}{2} \nabla \cdot (\mathbf{a} \nabla f) dt \right\} \\ &= \left[\partial_t \mathbb{E} \{ f \} + \mathbf{w}^* \cdot \nabla \mathbb{E} \{ f \} - \frac{1}{2} \nabla \cdot (\mathbf{a} \nabla \mathbb{E} \{ f \}) \right] dt. \end{aligned} \quad (2.12)$$

Ainsi on peut chercher à minimiser :

$$\begin{aligned} \text{Var} (\mathbb{D}_t f) &= \mathbb{E} \left\{ (\mathbb{D}_t f - \mathbb{E} \{ \mathbb{D}_t f \})^2 \right\} \\ &\simeq \mathbb{E} \left\{ (\mathbb{D}_t f)^2 \right\} \\ &\simeq \mathbb{E} \left\{ \left[d_t f + \left(\mathbf{w}^* \cdot \nabla f - \frac{1}{2} \nabla \cdot (\mathbf{a} \nabla f) \right) dt \right]^2 \right\} - \beta^2 \mathbb{E} \left\{ (\nabla f)^T \mathbf{a} (\nabla f) dt \right\}. \end{aligned} \quad (2.13)$$

Les calculs de (2.13) ont été détaillés dans (CAI et al., 2018) et le lecteur pourra en trouver le détail en **annexe D**. Le coefficient β est à fixer ou estimer. Dans ce cas l'effet de l'activité petite échelle se retrouve uniquement dans le tenseur de variance \mathbf{a} . Toutes les quantités impliquées étant considérées constantes entre deux images consécutives, dt est remplacé par l'intervalle de temps entre les deux images et adimensionné à 1. Si l'écoulement étudié n'est sujet à aucune incertitude de localisation (i.e. la variance de la composante d'incertitude $\mathbf{a} = 0$), alors nous retombons sur la version classique de conservation de la luminance.

2.1.2 Modèles pour la matrice de diffusion \mathbf{a}

Ce nouveau modèle d'observation présente un terme matriciel inconnu, \mathbf{a} , que nous allons devoir modéliser. Le choix du modèle d'incertitude peut être varié. Ici nous proposons d'étudier trois modèles différents : un modèle simple isotrope diagonal, un modèle anisotrope diagonal

et un modèle anisotrope avec termes antidiagonaux inspiré du modèle de CHANDRAMOULI et al., (2018). Contrairement aux travaux de CAI et al., (2018), ici la matrice de diffusion n'est pas homogène et dépend fortement de sa localisation dans le domaine borné Ω .

Modèle diagonal isotrope :

$$\mathbf{a}(\mathbf{x}) = \begin{pmatrix} \alpha(\mathbf{x}) & 0 \\ 0 & \alpha(\mathbf{x}) \end{pmatrix}, \quad (2.14)$$

avec comme contrainte $\alpha(\mathbf{x}) \geq 0$ pour que la matrice soit symétrique définie positive. En supposant que $\alpha(\mathbf{x})$ varie lentement dans un voisinage proche de \mathbf{x} , l'équation de transport stochastique d'un scalaire passif se simplifie et devient :

$$d_t f + (\mathbf{w}^* dt + \boldsymbol{\sigma} d\mathbf{B}_t) \cdot \nabla f - \frac{1}{2} \alpha \Delta f dt = 0, \quad (2.15)$$

L'équation (2.15) ressemble fortement à une équation d'advection/diffusion classique hormis le fait qu'ici le coefficient de diffusion n'est pas homogène et peut contenir une diffusion moléculaire ou turbulente. Le modèle d'observation du flot optique devient alors :

$$\mathbb{E} \left\{ \left[d_t f + \left(\mathbf{w}^* \cdot \nabla f - \frac{1}{2} \alpha \Delta f \right) dt \right]^2 \right\} - \beta^2 \mathbb{E} \left\{ \alpha \|\nabla f\|^2 dt \right\}. \quad (2.16)$$

Modèle diagonal anisotrope :

$$\mathbf{a}(\mathbf{x}) = \begin{pmatrix} \alpha_1(\mathbf{x}) & 0 \\ 0 & \alpha_2(\mathbf{x}) \end{pmatrix}, \quad (2.17)$$

avec comme contrainte $\alpha_1(\mathbf{x})\alpha_2(\mathbf{x}) \geq 0$ pour que la matrice soit symétrique définie positive. En supposant que \mathbf{a} varie lentement dans un voisinage proche de \mathbf{x} , l'équation de transport stochastique d'un scalaire passif se simplifie et devient :

$$d_t f + (\mathbf{w}^* dt + \boldsymbol{\sigma} d\mathbf{B}_t) \cdot \nabla f - \frac{1}{2} \left(\alpha_1 \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} + \alpha_2 \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} \right) dt = 0. \quad (2.18)$$

Le modèle d'observation du flot optique devient alors :

$$\mathbb{E} \left\{ \left[d_t f + \left(\mathbf{w}^* \cdot \nabla f - \frac{1}{2} \left(\alpha_1 \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} + \alpha_2 \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} \right) \right) dt \right]^2 \right\} - \beta^2 \mathbb{E} \left\{ \left(\alpha_1 \frac{\partial f^2}{\partial x} + \alpha_2 \frac{\partial f^2}{\partial y} \right) dt \right\}. \quad (2.19)$$

Ces deux premiers modèles ont l'avantage d'être assez simples mais a priori, il n'y a physiquement aucune raison pour que les composantes des échelles non-résolues soient décorrélées entre elles. Autrement dit il semble naturel qu'un modèle anisotrope avec coefficients antidia-

gonaux non automatiquement nuls comme celui de l'équation 2.20 soit plus réaliste :

$$\mathbf{a}(\mathbf{x}) = \begin{pmatrix} \alpha_1(\mathbf{x}) & \alpha_3(\mathbf{x}) \\ \alpha_3(\mathbf{x}) & \alpha_2(\mathbf{x}) \end{pmatrix}. \quad (2.20)$$

Nous avons un peu exploré cette piste mais l'ajout des termes antidiagonaux (que nous devons estimer) donne naissance à un problème d'optimisation sous contrainte assez coûteux à résoudre au premier abord.

Modèle StSp : C'est toujours dans l'optique d'avoir des termes non nécessairement nuls sur l'antidiagonale que nous nous sommes inspirés du modèle introduit par CHANDRAMOULI et al., (2018). Comme le traduit l'équation (2.22), ce modèle utilise la covariance locale du champ de vitesse comme approximation de la covariance des échelles sous-maille à une constante temporelle C_{sp} près.

$$\mathbf{a}(\mathbf{x}) = \mathbb{E} \left\{ (\mathbf{w}^* - \mathbb{E}\{\mathbf{w}^*\}) (\mathbf{w}^* - \mathbb{E}\{\mathbf{w}^*\})^T \right\} \times C_{sp}(\mathbf{x}) \quad (2.21)$$

$$= C_{sp}(\mathbf{x}) \times \begin{pmatrix} \text{Var}(u^*(\mathbf{x})) & \text{Cov}(u^*(\mathbf{x}), v^*(\mathbf{x})) \\ \text{Cov}(v^*(\mathbf{x}), u^*(\mathbf{x})) & \text{Var}(v^*(\mathbf{x})) \end{pmatrix}. \quad (2.22)$$

Dans l'article de CHANDRAMOULI et al., (2018), C_{sp} est une constante homogène qu'il modélise comme suit :

$$C_{sp} = \frac{l_{res}}{\eta} \Delta t, \quad (2.23)$$

où l_{res} est l'échelle spatiale de résolution et η l'échelle de Kolmogorov. Ainsi plus l'échelle d'observation est grande, plus il y a d'échelles non résolues ce qui se traduit par une augmentation de C_{sp} . Dans notre cas la constante C_{sp} n'est pas homogène et dépend donc de sa localisation spatiale. Malgré tout, en supposant que $C_{sp}(\mathbf{x})$ soit spatialement régulière, nous la considérons constante dans un voisinage proche de \mathbf{x} , ce qui permet de réécrire l'équation de transport stochastique d'un scalaire passif de la manière suivante :

$$d_t f + (\mathbf{w}^* dt + \boldsymbol{\sigma} d\mathbf{B}_t) \cdot \nabla f - \frac{1}{2} C_{sp} \nabla \cdot (\text{Var}\{\mathbf{w}^*\} \nabla f) dt = 0. \quad (2.24)$$

2.2 Minimisation et implémentation

2.2.1 Minimisation par rapport au champ de vitesse

Pour minimiser la fonction de coût (2.13) par rapport au champ de mouvement \mathbf{w}^* , nous adoptons une approche locale type Lucas-Kanade (LUCAS et al., 1981). En pratique l'espérance mathématique peut être interprétée comme un filtrage spatial de noyau Gaussien g_{σ_t} où

σ_l est l'écart-type du noyau Gaussien. Ainsi, pour chaque pixel, nous devons calculer la vitesse locale qui minimise la fonction de coût au sens des moindres carrés dans la fenêtre d'interrogation définie par g_{σ_l} . La taille, en pixel, de la fenêtre d'interrogation correspondante étant donnée par $\sigma_l\sqrt{4\pi}$ (X. CHEN et al., 2015 ; WIENEKE, 2017b). Finalement en chaque pixel nous devons résoudre le système linéaire (2.25) suivant :

$$g_{\sigma_l} * \begin{pmatrix} \frac{\partial f^2}{\partial x} & \frac{\partial f}{\partial x} \frac{\partial f}{\partial y} \\ \frac{\partial f}{\partial x} \frac{\partial f}{\partial y} & \frac{\partial f^2}{\partial y} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \hat{u}^* \\ \hat{v}^* \end{pmatrix} = g_{\sigma_l} * \begin{pmatrix} -\left(\frac{\partial f}{\partial x}\right) \left(d_t f - \frac{1}{2} \nabla \cdot (\mathbf{a} \nabla f)\right) \\ -\left(\frac{\partial f}{\partial y}\right) \left(d_t f - \frac{1}{2} \nabla \cdot (\mathbf{a} \nabla f)\right) \end{pmatrix}. \quad (2.25)$$

Sous condition d'inversibilité, ce système peut se résoudre facilement en utilisant la règle de Cramer. Cependant, pour pouvoir résoudre ce système, la connaissance des coefficients de la matrice de diffusion \mathbf{a} est nécessaire.

2.2.2 Estimation des coefficients de la matrice de diffusion

L'estimation des coefficients de la variance de la vitesse petite échelle repose sur le même principe pour les trois modèles. Nous considérons le champ de vitesse fixé et recherchons les coefficients qui annulent le gradient de la fonction coût (2.13) sur une fenêtre d'interrogation donnée. Cette stratégie aboutit aux expressions ci-après selon le modèle d'incertitude choisi.

Modèle diagonal isotrope :

$$\hat{\alpha}^{k+1} = \frac{2}{g_{\sigma_l} * (\Delta f)^2} g_{\sigma_l} * [(d_t f + \mathbf{w}^{*k} \cdot \nabla f) \Delta f]. \quad (2.26)$$

Modèle diagonal anisotrope :

$$\begin{pmatrix} \hat{\alpha}_1^{k+1} \\ \hat{\alpha}_2^{k+1} \end{pmatrix} = g_{\sigma_l} * \begin{pmatrix} \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 f}{\partial x^2}\right)^2 & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 f}{\partial x^2} \frac{\partial^2 f}{\partial y^2}\right)^2 \\ \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 f}{\partial x^2} \frac{\partial^2 f}{\partial y^2}\right)^2 & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 f}{\partial y^2}\right)^2 \end{pmatrix}^{-1} \times g_{\sigma_l} * \begin{pmatrix} \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} (d_t f + \mathbf{w}^{*k} \cdot \nabla f) \\ \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} (d_t f + \mathbf{w}^{*k} \cdot \nabla f) \end{pmatrix}. \quad (2.27)$$

Modèle StSp :

$$\hat{C}_{sp}^{k+1} = g_{\sigma_l} * [(d_t f + \mathbf{w}^{*k} \cdot \nabla f) \nabla \cdot (\text{Var} \{ \mathbf{w} \} \nabla f)] \times \frac{2}{g_{\sigma_l} * (\nabla \cdot (\text{Var} \{ \mathbf{w}^{*k} \} \nabla f))^2}. \quad (2.28)$$

2.2.3 Algorithme final d'estimation de mouvement

Quelque soit le modèle choisi, nous procédons à une estimation itérative alternée de la vitesse et des coefficients de la matrice de diffusion. Les principales étapes de l'algorithme final sont reportées en 1 et un schéma est consultable en **annexe C**. Après le calcul de l'incrément de vitesse $d\mathbf{w}^*$ l'image I_2 est déformée avec le champ actualisé \mathbf{w} . L'erreur quadratique

moyenne entre l'image I_1 et l'image déformée I_{2w} de I_2 est alors calculée et le gain est alors défini comme le ratio entre la réduction de l'erreur entre l'étape actuelle et la précédente.

$$\text{Erreur Quadratique Moyenne} = \frac{1}{\text{Card}(\Omega)} \sum_{x \in \Omega} (I_2(x) - I_1(x))^2. \quad (2.29)$$

$$\text{Gain} = \frac{EQM_{\text{précédent}} - EQM_{\text{actuel}}}{EQM_{\text{précédent}}}. \quad (2.30)$$

Algorithm 1: Algorithme d'estimation de mouvement.

Entrées: $I_1, I_2, \sigma_{lmax}, \sigma_{lmin}, \gamma$

Initialisations : $\sigma_l \leftarrow \sigma_{lmax}$;

$w^{*0} \leftarrow 0$;

$dw^* \leftarrow 0$;

$a^0 \leftarrow 0$;

$eqm^0 \leftarrow EQM(I_1, I_2)$;

Calcul des gradients spatiaux de I_2 ;

while $\sigma_l > \sigma_{lmin}$ **do**

do

 Déformer I_2 et ses gradients avec le champ $-w^{*k}$;

 Estimer le champ de déplacement résiduel dw^* entre I_1 and I_{2w} en utilisant (2.25);

$w^{*k+1} \leftarrow w^{*k} + dw^*$;

 Estimer les coefficients du tenseur de diffusion a^{k+1} en utilisant (2.26), (2.27) ou (2.28);

 Déformer I_2 avec le champ $-w^{*k+1}$;

$eqm^{k+1} \leftarrow EQM(I_1, I_{2w})$;

 Calculer le *gain*;

while $gain > \epsilon$;

$\sigma_l \leftarrow \gamma \times \sigma_l$;

2.3 Evaluation sur images synthétiques

2.3.1 Présentation des données

Pour évaluer les performances de la méthode d'estimation de mouvement nous l'éprouvons d'abord sur un jeu de données synthétiques. Cette base d'images contient une séquence d'images de particules et une séquence d'images de scalaire. Dans ces séquences, les particules et le scalaire sont transportés par un écoulement bidimensionnel de turbulence homogène isotrope résolue par DNS (CARLIER, 2005). Les images ont une taille de 256×256 pixel²

avec des niveaux de gris codés sur 8 bits. Le principal intérêt d'avoir une séquence d'images synthétiques à partir d'un écoulement simulé numériquement réside dans le fait que nous connaissons parfaitement les champs de déplacements à chaque pas de temps. De plus cet écoulement de turbulence bidimensionnelle présente l'avantage de contenir une large gamme d'échelles dans son spectre d'énergie. Pour évaluer quantitativement les performances d'un

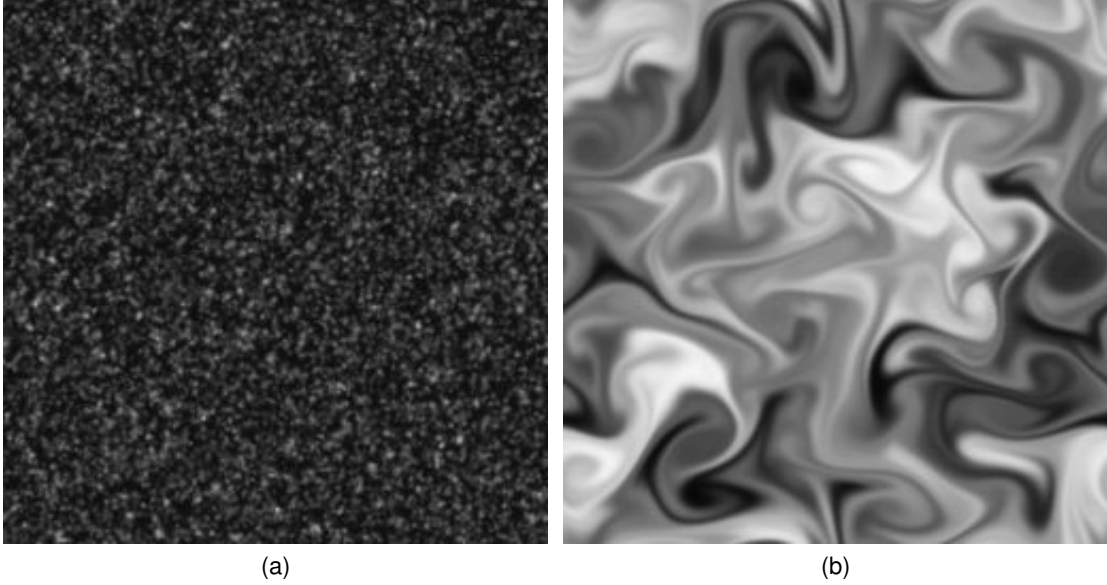


FIGURE 2.1 – Images ($t=100$) issues de la séquence d'images synthétiques de particules (a) et de scalaire (b).

algorithme d'estimation de mouvement nous utilisons les critères introduits par FLEET et al., (1990) et popularisés par BARRON et al., (1994) à savoir l'erreur angulaire notée AE (pour angular error) et la norme du vecteur erreur notée EE (pour endpoint error). L'AE utilise une expression spatio-temporelle du vecteur déplacement (u, v) normalement exprimé en [pixel/image, pixel/image], en y ajoutant la dimension temporelle $(u, v, 1)$ exprimée en [pixel, pixel, image] où la dernière composante indique le pas de temps. De ce fait si $\mathbf{u}_v = (u_v, v_v, 1)$ le vecteur vrai et $\mathbf{u}_e = (u_e, v_e, 1)$ le vecteur estimé, l'erreur angulaire s'écrit :

$$AE = \arccos \left(\frac{u_v u_e + v_v v_e + 1}{\sqrt{u_v^2 + v_v^2 + 1} \sqrt{u_e^2 + v_e^2 + 1}} \right). \quad (2.31)$$

Cette écriture a l'avantage d'éviter la division par zéro (BAKER et al., 2011). Cependant elle pénalise plus les erreurs angulaires aux faibles vitesses. La norme du vecteur erreur s'exprime en [pixel] et s'écrit,

$$EE = \|\mathbf{u}_e - \mathbf{u}_v\|. \quad (2.32)$$

Dans notre analyse nous ne considérons, pour chaque pas de temps, que les moyennes statistiques calculées sur le domaine Ω de l'image de l'EE et l'AE. Ces quantités se notent respectivement RMSE et AAE et s'écrivent,

$$\text{RMSE}(t) = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{x \in \Omega} \|\mathbf{u}_v(\mathbf{x}, t) - \mathbf{u}_e(\mathbf{x}, t)\|^2}, \quad (2.33)$$

$$\text{AAE}(t) = \frac{1}{N} \sum_{x \in \Omega} \arccos \left(\frac{\mathbf{u}_v(\mathbf{x}, t) \cdot \mathbf{u}_e(\mathbf{x}, t)}{\|\mathbf{u}_v(\mathbf{x}, t)\| \|\mathbf{u}_e(\mathbf{x}, t)\|} \right). \quad (2.34)$$

2.3.2 Paramètres des méthodes d'estimation de mouvement

Nous détaillons ici les paramètres des méthodes d'estimation de mouvement utilisées. Pour la méthode Lucas & Kanade avec le modèle sous incertitude de position introduit plus haut, nous avons utilisé sur la séquence de particules une fenêtre Gaussienne initiale d'écart-type $\sigma_{lmax} = 7$ et une fenêtre finale d'écart-type $\sigma_{lmin} = 2.5$. La réduction progressive de la taille de la fenêtres se fait avec un rapport de taille $\gamma = 0.9$. Pour la corrélation appliquée aux images de particules nous avons commencé avec une taille de fenêtre de $25 \times 25 \text{ pixel}^2$ pour finir à $8 \times 8 \text{ pixel}^2$. Un chevauchement de 75% entre fenêtres a été choisi.

Sur la séquence de scalaire nous avons fixé une fenêtre Gaussienne initiale de $\sigma_{lmax} = 13$, une fenêtre finale de $\sigma_{lmin} = 3$ avec un facteur de diminution de $\gamma = 0.9$ également. Pour la corrélation appliquée aux images de particules nous avons commencé avec une taille de fenêtre de $64 \times 64 \text{ pixel}^2$ pour finir à $12 \times 12 \text{ pixel}^2$ avec un chevauchement de 75% entre fenêtres.

Les gradients spatiaux sont estimés avec un schéma de dérivation centré.

2.3.3 Résultats pour la séquence d'images de particules

Sur la figure 2.2, nous affichons les courbes d'évolution temporelle de RMSE et AAE pour les 100 premiers pas de temps de la séquence d'images de particules. Quatre modèles d'observation de flot optique y sont représentés : le modèle classique de conservation de la luminance ($\alpha = 0$), le modèle sous incertitude de position avec α diagonale isotrope, le modèle sous incertitude de position avec α diagonale anisotrope, et le modèle sous incertitude de position StSp. Nous avons aussi affiché le résultat de la corrélation, calculée avec le logiciel commercial DaVis (version 10.0.5). Premièrement nous pouvons constater que les courbes sont relativement stables dans le temps. Deuxième observation immédiate : l'erreur commise par la corrélation, aussi bien en RMSE qu'en AAE, est systématiquement supérieure (un peu plus de deux fois) aux erreurs des différents modèles de flot optique. Concernant les différents

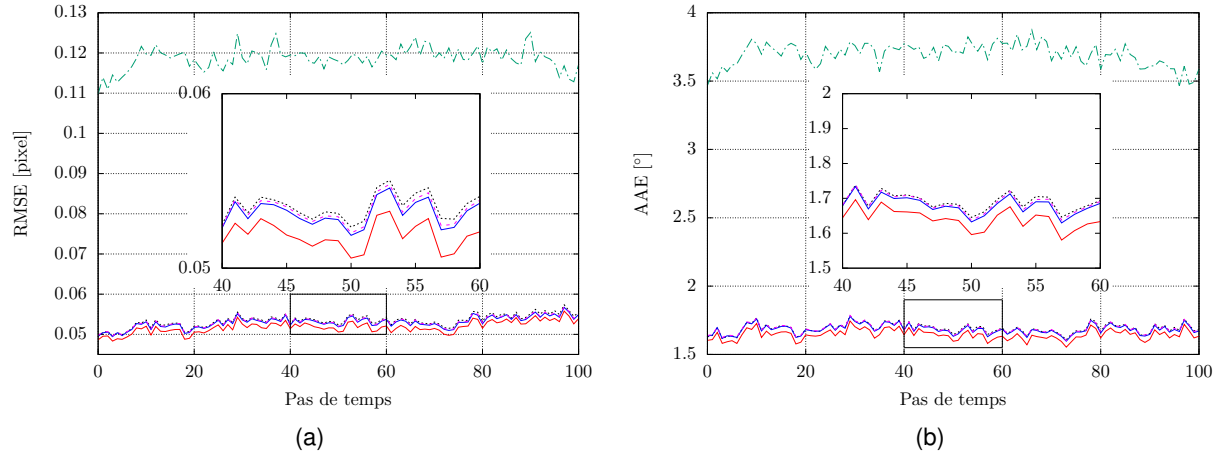


FIGURE 2.2 – Evolutions temporelles de RMSE (a) et AAE (b) calculées pour la séquence d'images de particules.
 Modèle classique (---); Modèle isotrope (—); Modèle anisotrope (—); Modèle StSp (---); Corrélation (DaVis) (— · —)

modèles d'observation nous constatons que le modèle anisotrope diagonal (rouge) est systématiquement plus performant que les autres, avec une réduction moyenne de l'erreur de 2,6% par rapport au modèle classique de conservation de luminance (noir). Les modèles diagonal isotrope et StSp sont quant à eux quasiment confondus avec le modèle de conservation de la luminance et même s'ils sont parfois meilleurs ce n'est pas significatif. L'amélioration apportée par ces modèles sous incertitude de position est donc relativement faible même pour le modèle diagonal anisotrope. Cependant, il faut souligner que l'erreur commise avec le modèle classique de conservation de la luminance est déjà très basse comparée aux scores des autres méthodes d'estimation du mouvement de la littérature (cf. (X. CHEN et al., 2015)), et qu'il est peut-être difficile de descendre plus bas en terme d'erreur sur cette séquence. A titre d'exemple, l'algorithme de HORN et al., (1981) commet une erreur proche de 0,085 [pixel] en RMSE et de 2,8° en AAE. De même le récent modèle sous incertitude de position de CAI et al., (2018) considéré jusqu'ici comme l'un des plus performants commet une erreur comprise entre 0,06 et 0,07 [pixel] en RMSE. Notre implémentation de Lucas Kanade est donc plus performante. Par ailleurs, pour expliquer la relativement faible amélioration apportée par nos nouveaux modèles il faut préciser que dans l'écoulement observé toutes les échelles sont résolues. Les seuls effets d'observation grande échelle peuvent être attribués à la taille des particules (> 1 pixel) et à la taille du noyau Gaussien g_{σ_l} définie par la valeur de σ_l . Enfin nous rappelons que nous avons établi notre nouveau modèle d'observation à partir de l'équation de transport d'un scalaire passif, or une particule n'est pas un scalaire et elle ne diffuse pas. Par conséquent il semble assez logique que l'ajout de la matrice de diffusion α dans le modèle

n'apporte pas de différence significative.

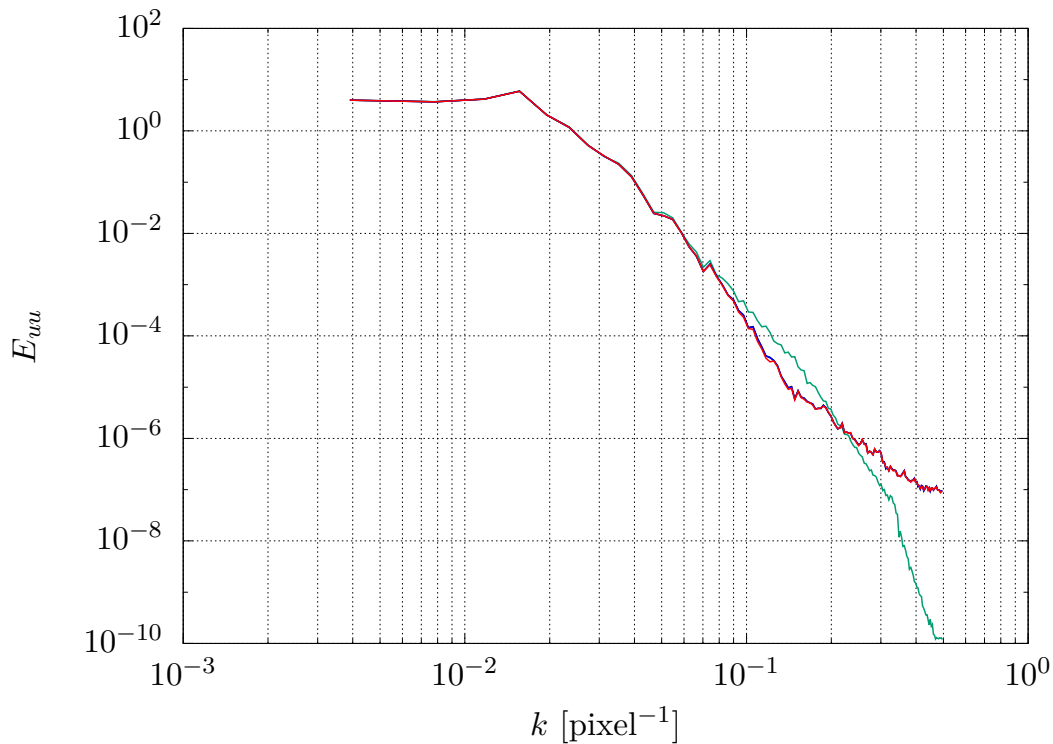


FIGURE 2.3 – Spectres d'énergie cinétique de la composante u calculés au pas de temps 73 de la séquence d'images de particules pour différents modèles d'observation.

Modèle classique (—); Modèle isotrope (—); Modèle anisotrope (—); Modèle StSp (—); DNS (—)

La figure 2.3 présente les spectres d'énergie de la composante u de la vitesse estimée au pas de temps 73 pour les différents modèles d'observation. Quelque soit le modèle d'observation considéré les spectres sont quasiment confondus. Ils suivent fidèlement le spectre de la DNS sur les grandes échelles et s'en écartent légèrement à partir de $k = 0.3$ [pixel⁻¹]. Le fait que les spectres des différents modèles d'observation soient quasiment confondus est en accord avec ce qui a été vu sur les courbes de RMSE et AAE où les différences étaient aussi minimales.

2.3.4 Résultats pour la séquence d'images de scalaire

Sur la figure 2.4, nous affichons les courbes d'évolution temporelle de RMSE et AAE des 20 aux 100 premiers pas de temps de la séquence de scalaire. Les 20 premiers pas de temps ne sont pas montrés car la répartition initiale du scalaire n'est pas assez texturée et ne permet pas une bonne estimation. Tout d'abord, nous constatons que l'erreur commise par la corrélation est systématiquement et largement plus grande que celle commise par les différents modèles

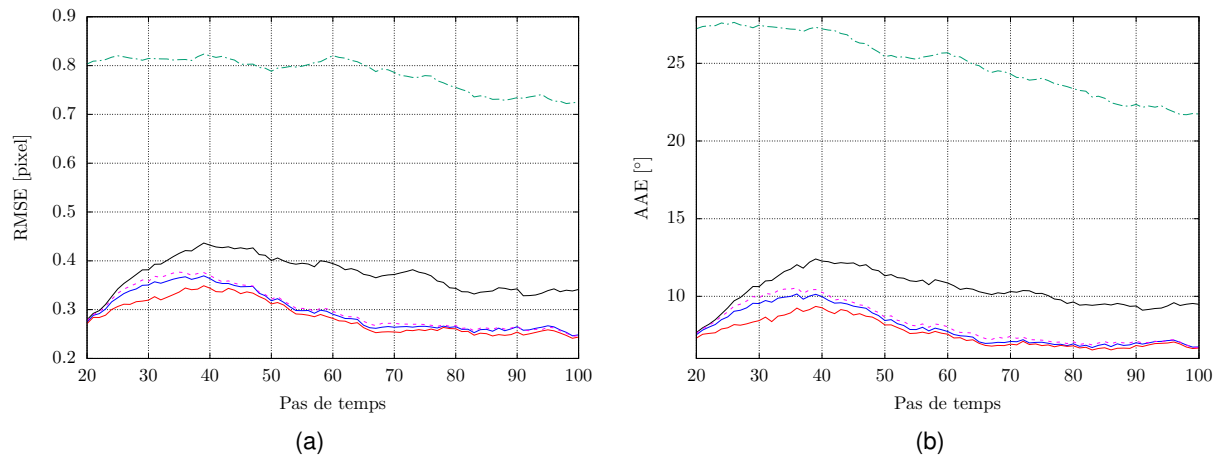


FIGURE 2.4 – Evolutions temporelles de RMSE (a) et AAE (b) pour la séquence d'images de scalaire. Modèle classique (—); Modèle isotrope (—); Modèle anisotrope (—); Modèle StSp (- - -); Corrélration (DaVis) (- . -)

de flot optique. Ceci n'est pas tellement surprenant et s'accorde avec ce qui avait déjà été souligné par HEITZ, MÉMIN et al., (2010). Maintenant si nous comparons les différents modèles de flot optique entre eux nous voyons que le modèle classique de conservation de la luminance est moins performant que les trois modèles sous incertitude de position. Celui qui apporte le plus d'amélioration est le modèle diagonal anisotrope qui permet une réduction de 23% de l'erreur (en moyenne). Vient ensuite le modèle diagonal isotrope (20% de réduction d'erreur en moyenne) puis le modèle StSp (19% de réduction d'erreur en moyenne). Cependant vers la fin de la séquence les écarts entre ces modèles semblent se resserrer. Contrairement à la séquence de particule il y a sur cette séquence de scalaire un effet significatif positif apporté par la modélisation sous incertitude de position.

La figure 2.5 présente les spectres d'énergie calculés au pas de temps 70 de la séquence de scalaire, en représentation logarithmique 2.5(a) et semi-logarithmique 2.5(b). Les spectres d'énergie obtenus par les méthodes d'estimation de mouvement sont comparés au spectre de la DNS. Aux grandes échelles les spectres estimés sont assez proche de la DNS. Aux plus petites échelles, il y a une fréquence de coupure correspondant à une taille de 8-9 pixels à partir de laquelle les méthodes d'estimation n'arrivent plus à restituer le taux de dissipation de la DNS. La réduction de la RMSE et de l'AAE se traduit sur la figure 2.5 par une meilleure restitution du spectre d'énergie. En effet comme nous le voyons mieux sur la figure 2.5(b) les trois modèles d'observation stochastiques sont plus proches de la DNS aux grandes échelles que le modèle classique de conservation de la luminance. L'énergie aux grandes échelles est donc mieux restituée par les modèles stochastiques que par le modèle de conservation de

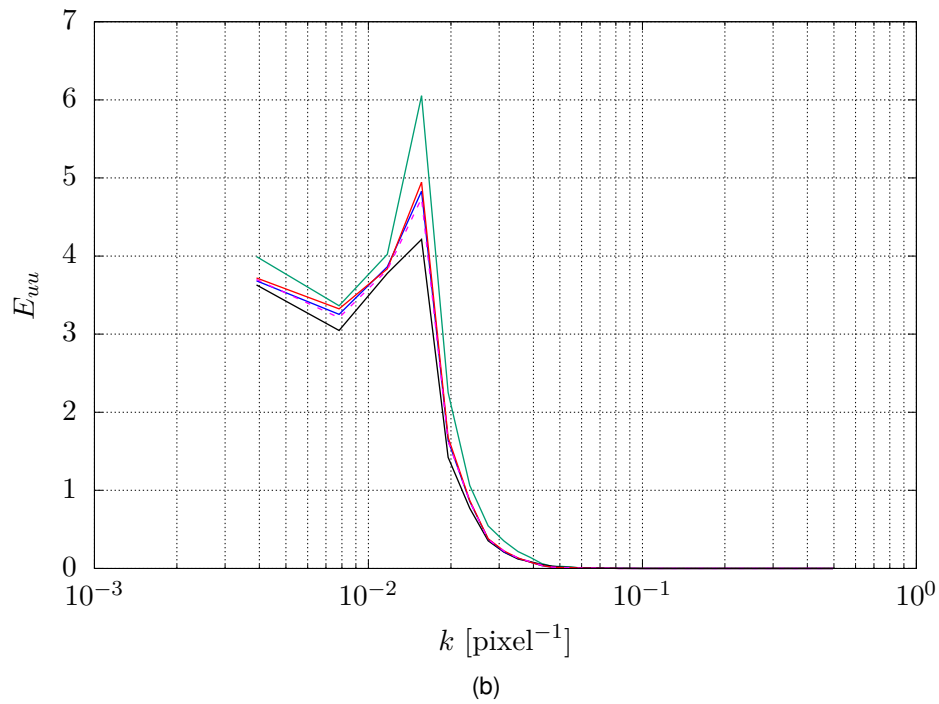
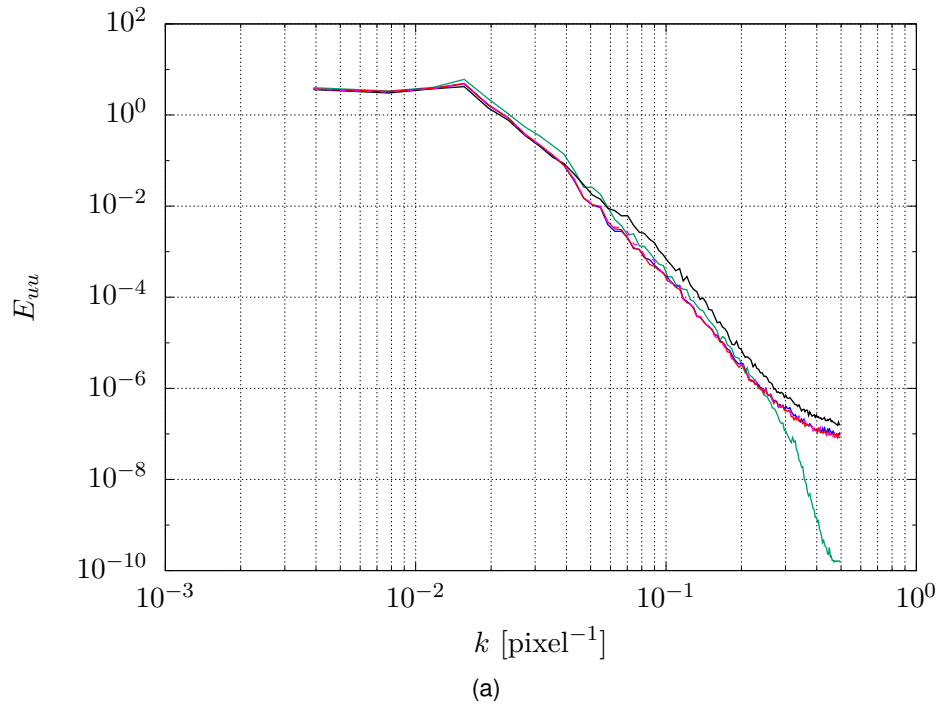


FIGURE 2.5 – Spectres d'énergie cinétique de la composante u calculés au pas de temps 70 de la séquence d'images de scalaire pour différents modèles d'observation. Représentation logarithmique(a) et semi-logarithmique(b).

Modèle classique (—); Modèle isotrope (—); Modèle anisotrope (—); Modèle StSp (---); DNS (—)

luminance classique avec un avantage pour le modèle diagonal anisotrope.

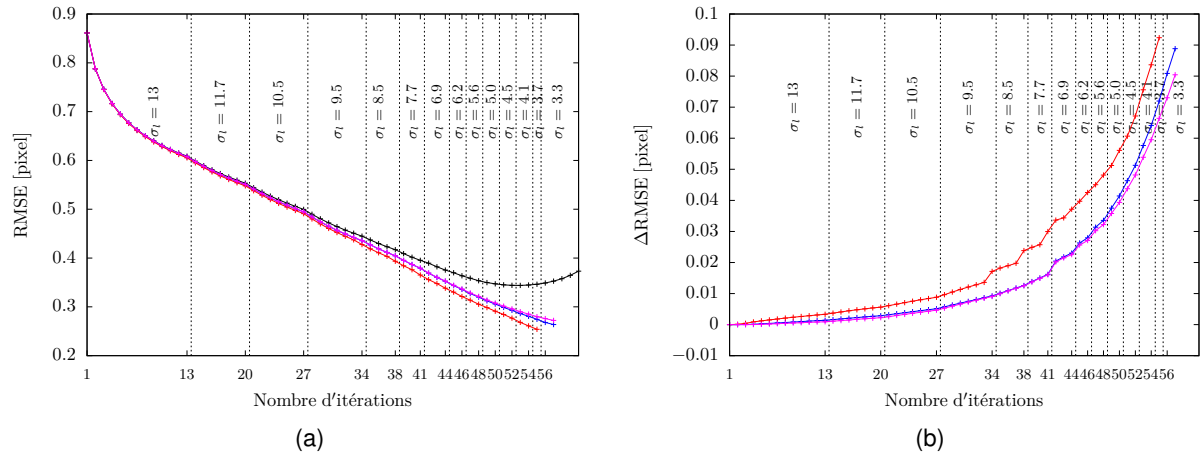


FIGURE 2.6 — Suivi de la RMSE lors du processus d'estimation du champ de vitesse au pas de temps 70 de la séquence d'images de scalaire.

Modèle classique (—); Modèle isotrope (—); Modèle anisotrope (—); Modèle StSp (—)

Pour tenter de comprendre comment agissent les modèles sous incertitude de position nous avons tracé en figure 2.6(a) l'évolution de la RMSE lors du processus itératif d'estimation du champ de vitesse entre la paire d'images de scalaire prise au pas de temps 70. Nous indiquons aussi la taille des fenêtres σ_l qui décroît au fur et à mesure que le champ converge vers son estimation finale. Nous remarquons que la RMSE des modèles sous incertitude de position se séparent de manière plus évidente du modèle classique à partir de $\sigma_l = 9.5$. Pour faire ressortir cette séparation nous affichons en figure 2.6(b) l'évolution des écarts de RMSE entre chaque modèle sous incertitude de position et le modèle classique de conservation de luminance. Nous pouvons voir que ces écarts augmentent à mesure que la fenêtre décroît. A partir de $\sigma_l = 9.5$, là où nous avons vu la séparation, la pente des écarts augmente et cette augmentation s'accélère jusqu'à convergence. Cela suggère que les modèles sous incertitude de position semblent être de plus en plus actifs à mesure que la taille de la fenêtre d'interrogation décroît. Notre interprétation pour expliquer cela est qu'à mesure que la fenêtre décroît, la zone de scalaire observée a alors plus de chance d'être homogène avec peu de gradients photométriques, l'incertitude de position augmente alors et se traduit par une activation du modèle sous forme de diffusion. Cet effet se combine probablement au fait que, lorsque la fenêtre décroît et que l'image 2 se rapproche de plus en plus de l'image 1 par déformation, l'inhomogénéité locale du flot se ressent alors de plus en plus, ce qui active le modèle qui traduit sans doute cela par de la diffusion, améliorant ainsi l'estimation. En revenant à la figure 2.6(b) nous notons que le modèle diagonal anisotrope non seulement atteint une RMSE plus faible mais l'atteint aussi

plus rapidement que les autres modèles. Comme dernière remarque nous remarquerons que la RMSE du modèle classique atteint un minimum pour $\sigma_l \simeq 4$ puis remonte à la fin du processus de convergence. Cela indique que le modèle de conservation de luminance ne donne pas nécessairement une solution physiquement cohérente. On peut se demander si les autres modèles atteindraient un minimum pour des fenêtres plus petites.

2.3.5 Analyse du tenseur de la variance des échelles non-résolues

Nous tentons de comprendre ici le comportement et le sens de la matrice de diffusion \hat{a} estimée. Pour cela nous regardons dans un premier temps l'évolution de sa moyenne spatiale au cours des deux séquences.

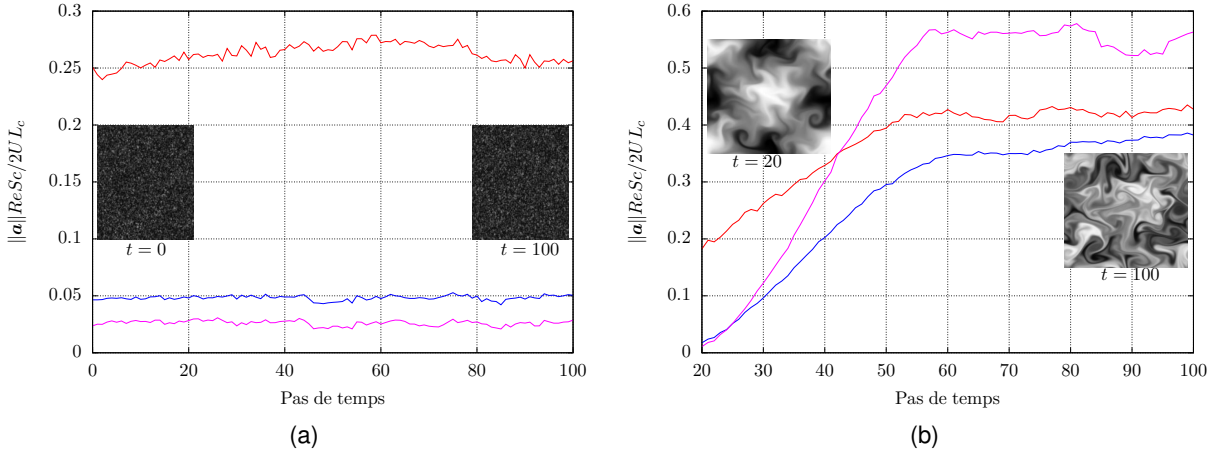


FIGURE 2.7 – Evolution temporelle de $\langle \|\hat{a}\| \rangle$ au cours de la séquence d'images de particules (a) et au cours de la séquence d'images de scalaire (b).

Modèle isotrope (—); Modèle anisotrope (—); Modèle StSp (—)

La figure 2.7 présente l'évolution temporelle de la moyenne sur le domaine Ω de la norme du paramètre estimé \hat{a} , calculée pour chaque pas de temps, et où la norme de \hat{a} est définie de la manière suivante,

$$\|\hat{a}(\mathbf{x})\| \triangleq \sqrt{\sum_{1 \leq i, j \leq 2} \hat{a}_{ij}(\mathbf{x})^2}. \quad (2.35)$$

Sur les graphiques, $\|\hat{a}\|$ est adimensionnée par le coefficient de diffusion $2UL_c/ReSc$ avec $Re = 3000$, $Sc = 0.7$, $L_c = 2\pi$ et $U = 1$. En théorie le nombre de Schmidt, Sc , associé avec la séquence de particules est infini mais nous utilisons le même nombre de Schmidt que celui de la séquence de scalaire pour avoir des quantités comparables. Comme nous pouvons l'observer, $\|\hat{a}\|$ est relativement stable pour la séquence de particules. Cette stabilité peut s'expliquer par le fait que les images de particules ont toutes des propriétés similaires en terme de den-

sité de particules, distribution des particules et gradients photométriques. Nous notons de plus qu'avec le modèle diagonal anisotrope, pour lequel nous avons obtenu la meilleure estimation, $\|\hat{\mathbf{a}}\|$ est 5 fois plus élevée qu'avec le modèle isotrope et 10 fois plus élevée qu'avec le modèle StSp. A l'inverse du comportement observé pour la séquence de particules, nous constatons que pour le scalaire, $\|\hat{\mathbf{a}}\|$ augmente avec le temps, avec une impression de stabilisation à partir du pas de temps 55 où elle atteint un niveau plus élevé que pour la séquence de particules (tous modèles confondus). Cette variabilité s'explique par le fait que, contrairement aux images de particules, les images de scalaire ont des propriétés photométriques qui varient à mesure que le fluide s'écoule. Cette évolution se voit visuellement en comparant les deux images insérées dans le graphique 2.7(b). Par conséquent notre façon de modéliser et d'estimer la matrice α , la rend fortement dépendante de la nature et de la distribution du traceur dans les images. Nous complétons cette analyse par un examen local de $\|\hat{\mathbf{a}}\|$ estimée pendant le calcul d'un champ instantané.

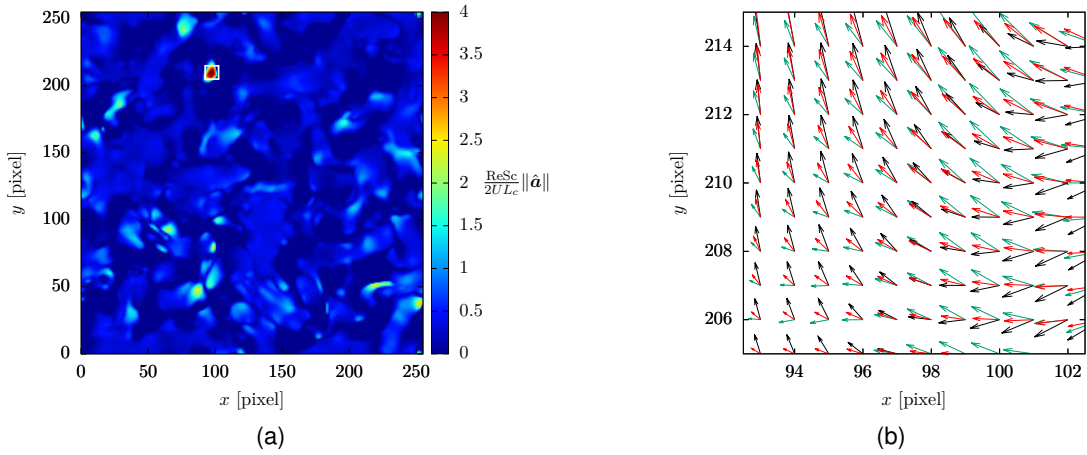


FIGURE 2.8 – Cartographie instantanée (a) de $\|\hat{\mathbf{a}}\|$ estimée avec le modèle diagonal anisotrope et champ de vecteur estimé dans la zone délimitée par le carré blanc. Modèle classique (\rightarrow); Modèle anisotrope (\rightarrow); DNS (\rightarrow)

Sur la figure 2.8(a) nous affichons la cartographie de $\|\hat{\mathbf{a}}\|$ estimée au pas de temps 70 de la séquence d'images de scalaire. Premièrement, nous constatons que la matrice de diffusion estimée est inhomogène avec des zones où elle est plus ou moins intense. Nous avons encadré une zone particulièrement intense pour laquelle nous avons affiché le champ de vecteur correspondant en figure 2.8(b). Dans cette zone où $\|\hat{\mathbf{a}}\|$ est très intense, les vecteurs estimés avec le modèle diagonal anisotrope sont très souvent plus proches de la DNS que les vecteurs estimés avec le modèle classique de conservation de la luminance. Ainsi dans les zones où le modèle est « actif », nous obtenons une meilleure estimation de la vitesse. Il reste à déterminer

à quoi est liée l'activité de ce paramètre. Au début de ce chapitre, nous avons introduit α comme le tenseur de la variance des échelles non-résolues. Avec une certaine approximation nous pouvons tenter de calculer cette variance à partir du champ vrai de la DNS. La plus petite fenêtre Gaussienne utilisée pour l'estimation du champ de vitesse ayant une taille $\sigma_l = 3$, nous pouvons approximer les composantes petites échelles, que nous noterons u_{dns}' et v_{dns}' , de la manière suivante,

$$u_{dns}'(\mathbf{x}) = u_{dns}(\mathbf{x}) - \mathbb{E}\{u_{dns}(\mathbf{x})\}, \quad (2.36)$$

avec

$$\mathbb{E}\{u_{dns}(\mathbf{x})\} = g_{\sigma_l=3} * u(\mathbf{x}), \quad (2.37)$$

et idem pour la composante v_{dns}' . Une fois ces composantes résiduelles calculées nous pouvons calculer leur variance locale de la manière suivante,

$$\text{Var}\{u_{dns}'(\mathbf{x})\} = \mathbb{E}\{(u_{dns}'(\mathbf{x}) - \mathbb{E}\{u_{dns}'(\mathbf{x})\})^2\}, \quad (2.38)$$

idem pour $\text{Var}\{v_{dns}'(\mathbf{x})\}$.

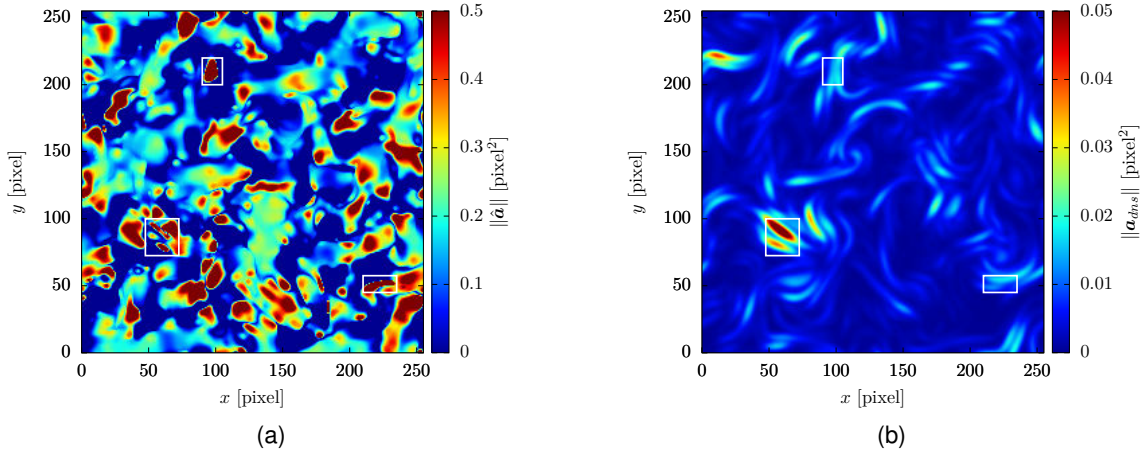


FIGURE 2.9 – Comparaison entre les cartographies instantanées ($t = 70$) de $\|\hat{\alpha}\|$ estimée avec le modèle diagonal anisotrope (a) et de $\|\alpha_{dns}\|$ estimée à partir de la DNS (b).

La figure 2.9 expose deux cartographies. Celle de droite (figure 2.9(a)) représente la norme du tenseur de diffusion $\hat{\alpha}$ estimé avec le modèle diagonal anisotrope. La seconde représente ce même tenseur estimé à partir du champ de vitesse de la DNS. Dans les deux cas le tenseur de diffusion montre une répartition inhomogène. Globalement l'activité petite échelle estimée par le modèle diagonale anisotrope est dix fois supérieure à celle estimée à partir de la DNS. De plus elle ne suit pas exactement la même distribution spatiale que celle de la DNS même si

ça et là des zones de $\|\hat{\mathbf{a}}\|$ élevée semble coïncider avec des zones de $\|\mathbf{a}_{dns}\|$ élevée (cf. zones encadrées). Cela tend à montrer que le $\hat{\mathbf{a}}$ estimé par la méthode d'estimation de mouvement n'encode pas que l'activité des échelles non-résolues mais prend aussi en compte d'autres facteurs comme la texture du traceur et sa diffusion naturelle.

2.4 Conclusion du deuxième chapitre

Nous avons introduit dans ce chapitre un nouveau modèle d'observation de flot optique basé sur une décomposition stochastique du champ de vitesse. Cette nouvelle approche a fait apparaître de nouveaux termes, dont un tenseur de diffusion locale α modélisant l'effet de mélange dû à l'agitation des échelles non résolues. Nous avons proposé différents modèles pour cette diffusion et nous les avons éprouvés sur une banque d'images synthétiques de particules et de scalaire transportés par un écoulement turbulent bidimensionnel, homogène et isotrope. Sur les images de particules l'apport de ces modèles a permis une légère amélioration mais l'erreur sans ces modèles étaient de toute manière déjà faible. C'est surtout sur les images de scalaire que ces modèles ont apporté une amélioration significative avec une meilleure estimation des grandes échelles. Cependant l'analyse du tenseur de diffusion estimé a montré que notre manière de le modéliser lui faisait encoder d'autres phénomènes que l'agitation des échelles sous-maille.

CAMPAGNE EXPÉRIMENTALE D'ÉVALUATION DE LA MÉTHODE GRAND CHAMP

Dans le chapitre précédent nous avons développé et évalué un algorithme supposé permettre le calcul de champs de vitesse à partir d'observations grandes échelles d'écoulements turbulents. Dans ce chapitre nous intégrons ce code comme élément central de la méthode grand champ basée image que nous éprouvons maintenant dans son ensemble sur des écoulements réels. Ces écoulements sont générés en soufflerie dans un contexte maîtrisé. Nous avons choisi un écoulement de couche de mélange et un écoulement de sillage de cylindre parce qu'ils modélisent bien le type de situation susceptible d'être rencontrée avec des flux d'air intérieurs. Pour juger de la qualité de la mesure basée image, nous réalisons une contre-mesure par anémométrie à fil chaud qui est une technique fiable, faisant consensus dans la communauté de la mécanique des fluides expérimentale.

3.1 Moyens expérimentaux et méthode

3.1.1 Soufflerie

Nous avons réalisé notre étude expérimentale dans le Hall Aéraulique Basses Vitesses du centre Irstea-Rennes. Cette soufflerie présente une section carrée de $1 \times 1 \text{ m}^2$ pour une longueur de 3 m. La veine d'essai est précédée d'un convergent de rapport de contraction 2.5 et scindée en deux par une plaque séparatrice. La plaque séparatrice se termine par un bord de fuite incliné de 3° et d'une épaisseur résiduelle de 3 mm. Le plafond de la veine d'essai est légèrement incliné pour compenser le gradient longitudinal de pression. Pour une caractérisation plus complète de cette soufflerie (homogénéité de l'écoulement, taux de turbulence...) le lecteur pourra se référer aux travaux de thèse de SODJAVI, (2013).

3.1.2 Méthode image

Nous rappelons que la méthode image consiste à suivre, à l'aide d'une caméra, les déplacements d'un traceur (particules ou scalaire) transporté dans un écoulement et éclairé par une tranche lumineuse, et ce sur une grande surface d'observation.

Eclairage : Pour générer une nappe de lumière couvrant une large surface, nous avons développé en collaboration avec la société EFFILUX un système basé sur la technologie LED. Concrètement, Il s'agit d'une rampe constituée d'une série de sources LED alignées et espacées de 5 mm entre elles. Nous avons choisi des LEDs émettant autour de 465 nm, longueur d'onde pour laquelle elles ont une meilleure efficacité énergétique. La lumière émise par cette rangée de LEDs est ensuite collimatée par une lentille de Fresnel linéaire qui donne la forme de nappe au faisceau. Cependant l'épaisseur de la nappe n'est pas constante sur la longueur (voir figure 3.1(a)), de ce fait nous avons doté la rampe de diaphragmes latéraux afin d'affiner le faisceau et de le rendre plus net (voir figure 3.1(b)). Malgré l'ajout du diaphragme, l'épaisseur de la nappe (définie comme l'épaisseur pour laquelle l'énergie maximale au centre du faisceau est divisée par 2) n'est pas uniforme et varie de 1 cm à environ 3 cm selon que l'on soit proche ou loin de la source. Pour plus de détail sur la forme du faisceau et la distribution de l'intensité lumineuse de la nappe, nous en avons renseigné en **annexe A** une caractérisation plus complète. Enfin, la rampe à LEDs a été conçue pour fonctionner en régime continu ou pulsé avec possibilité d'ajuster la durée d'impulsion. L'intérêt du mode pulsé réside dans la possibilité d'accroître la puissance lumineuse sur un temps court tout en limitant la surchauffe des LEDs.

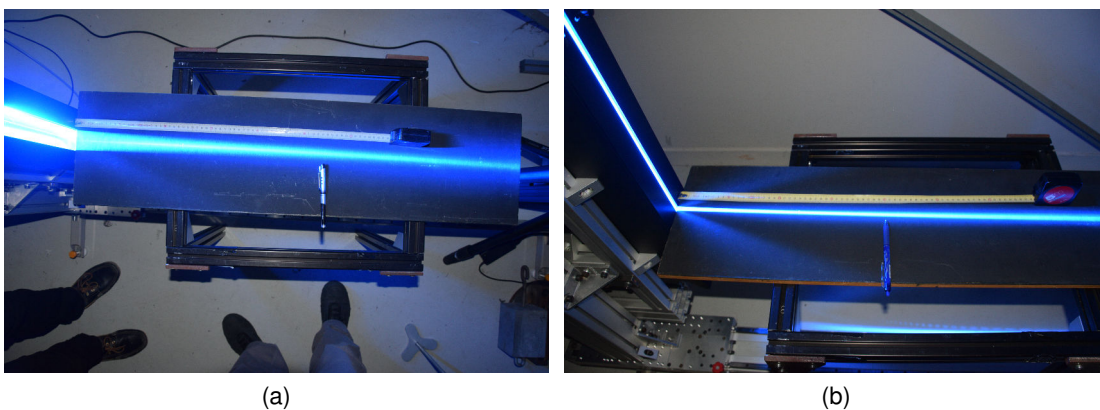


FIGURE 3.1 – Faisceau lumineux généré par la rampe à LEDs avec le diaphragme ouvert (a) et avec le diaphragme fermé (b).

Caméra : Nous avons utilisé une caméra Phantom Miro constituée d'un capteur CMOS de définition maximale $1280 \times 800 \text{ pixel}^2$, et produisant des images de niveaux de gris codés sur 16 bits. Nous avons monté sur la caméra un objectif de focale 24 mm qui nous a permis de capturer un grand champ d'observation. A posteriori nous nous sommes rendu compte que cet objectif entraînait une forte distorsion radiale dans les images et que l'utilisation d'un objectif de 35 mm aurait peut-être été préférable. Néanmoins avec l'étape de calibration cette distorsion a pu être corrigée. Cette caméra peut aller jusqu'à une fréquence d'acquisition maximale de 3200 fps. Il est aussi possible de régler le temps d'exposition, qui peut être abaissé jusqu'à $1 \mu\text{s}$. Dans les cas que nous allons voir, la caméra se situe relativement loin de la scène, et nous sommes plutôt intéressés par des temps d'exposition longs pour capter un maximum de lumière réfléchi par le traceur. Cependant un temps d'exposition trop long engendre le phénomène de traînée qui rend la localisation du traceur imprécise, il y aura donc un compromis à faire.

Ensemencement : Nous souhaitons comparer les performances de la mesure avec deux types d'ensemencement qui se prêtent bien à la mesure grand champ à savoir la fumée dense et les bulles de savon gonflées à l'hélium (Helium Filled Soap Bubbles (HFSB) en anglais). Pour générer les bulles, nous avons utilisé le système commercialisé par LaVision qui produit des bulles, d'un diamètre annoncé d'environ $300 \mu\text{m}$, 10000 fois plus brillantes que les gouttelettes d'huile classiquement utilisées en PIV. Ces bulles ont un temps de réponse annoncé de $11 \mu\text{s}$ et sont considérées à flottabilité neutre ce qui leur permet de suivre fidèlement la dynamique de l'écoulement, cependant cette capacité à suivre l'écoulement est fortement liée à l'ajustement des débits d'hélium et de savon des buses (FALEIROS et al., 2019, 2018 ; SCARANO et al., 2015). En effet les bulles sont produites par des buses dont chacune peut produire un débit de $40000 \text{ bulles.s}^{-1}$. Une rampe d'ensemencement consiste en une superposition verticale de plusieurs buses ce qui permet une bonne densité d'ensemencement de l'écoulement sur de larges surfaces d'observation. En réalité la taille des bulles dépend aussi des débits d'hélium, d'air et de savon. Pour la génération de fumée nous avons utilisé un générateur de fumée spectacle standard, comme on en trouve facilement dans le commerce. En revanche, pour l'introduction de la fumée dans l'écoulement, nous avons conçu nos propres rampes d'ensemencement au profil aérodynamique, inspirées directement des rampes de bulles commercialisées par LaVision. Ces rampes pour l'introduction de la fumée ont été fabriquées par impression 3D dans les ateliers d'Irstea-Rennes. Le lecteur pourra trouver en **annexe B** une description un peu plus détaillée des systèmes d'ensemencement.

3.1.3 Anémométrie à fil chaud

La capacité de la méthode développée à caractériser un écoulement est évaluée par comparaison à des contre-mesures réalisées par anémométrie à fil chaud. La mesure au fil chaud

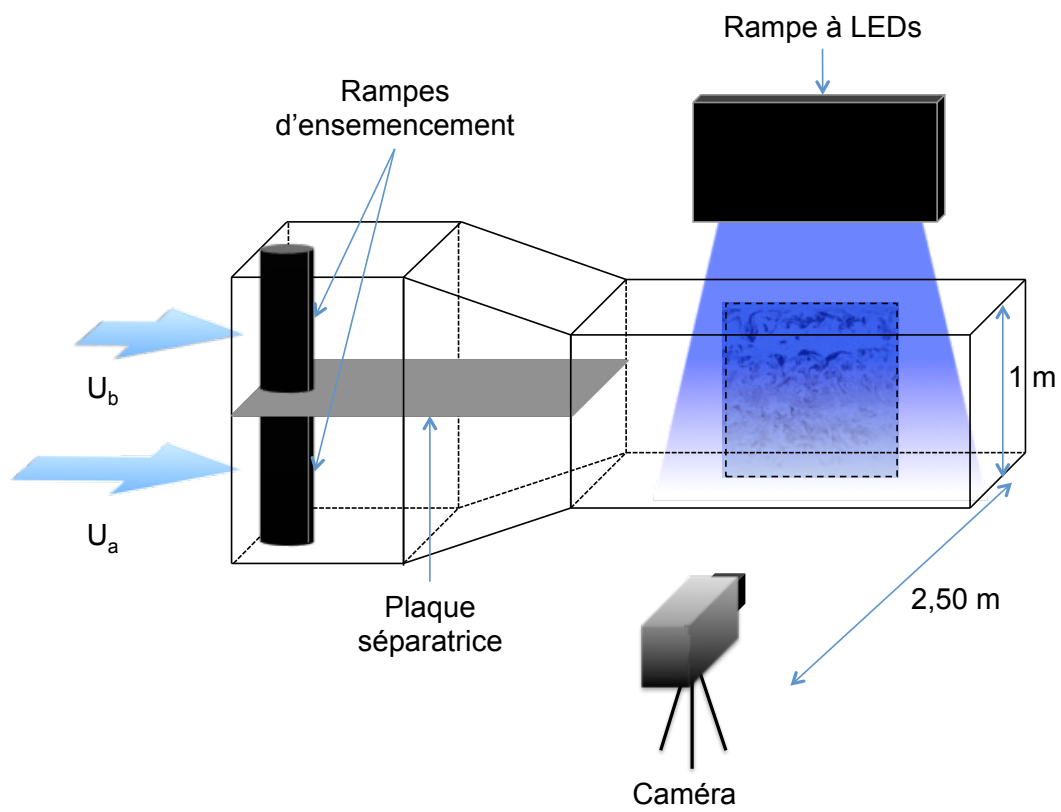


FIGURE 3.2 – Schéma du montage expérimental de la mesure en soufflerie.

consiste à placer dans l'écoulement un fil chauffé dont la température est maintenue constante (Constant Temperature Anemometry, CTA). L'échange thermique qui s'opère entre le fil chaud et l'air ambiant en mouvement nécessite alors un ajustement continu du courant circulant dans le fil pour le maintenir à température constante (BRUUN, 1996). Cet ajustement continu du courant se fait par une rétroaction de la tension sur l'alimentation. On peut alors, par une loi d'étalonnage tension/vitesse, mesurer de manière précise la vitesse de l'air à l'échelle du fil. L'anémométrie à fil chaud autorise une mesure précise avec une très bonne résolution temporelle. Elle est considérée comme fiable par les chercheurs en mécanique des fluides expérimentale. Pour nos expériences nous avons utilisé une sonde croisée Dantec 55P61 avec des fils en platine tungsten de $5\ \mu\text{m}$ de diamètre, $1.25\ \text{mm}$ de longueur et $1\ \text{mm}$ de séparation. Le fait d'utiliser une sonde à deux fils croisés permet de mesurer simultanément deux composantes de la vitesse (les mêmes composantes qui seront mesurées pas la méthode image).

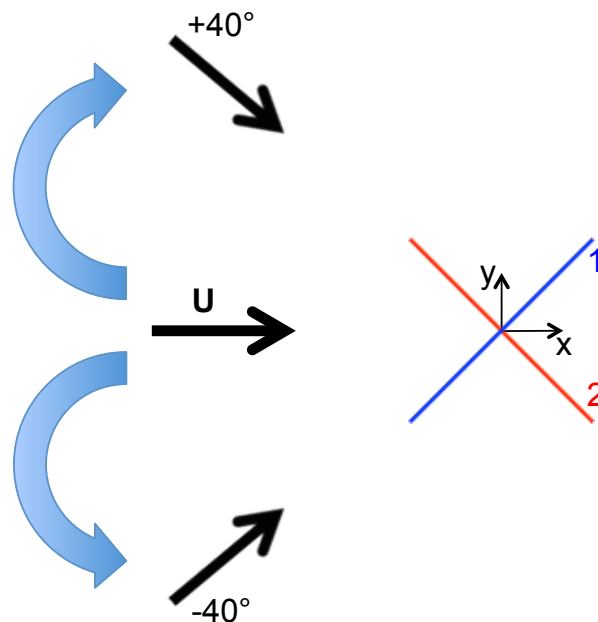


FIGURE 3.3 – Schéma de la sonde croisée constituée de deux fils chauds. L'étalonnage angulaire étant effectué pour une inclinaison de la sonde comprise entre -40° et $+40^\circ$.

Correction en température : Les possibles variations de la température ambiante de l'air peuvent affecter les tensions de sorties E_1 et E_2 mesurées aux bornes des ponts de Wheatstone des fils 1 et 2. C'est pourquoi elles doivent être corrigées par rapport à la température de référence T_0 . La formule (3.1) utilisée dans le logiciel de Dantec permet de calculer la tension

corrigée :

$$E_{\text{corr}} = E \times \left(\frac{T_{\text{fil}} - T_0}{T_{\text{fil}} - T_{\text{ambient}}} \right)^{\frac{1}{2}(1 \pm m)}, \quad (3.1)$$

où E_{corr} est la tension corrigée, E la tension mesurée, T_{fil} la température du fil, T_0 la température de référence correspondant à la température ambiante prise au moment du réglage de la température de fonctionnement T_{fil} avant la calibration, T_{ambient} la température du fluide ambiant au moment de l'acquisition de E et m un coefficient de charge spécifique au système Dantec. Cette relation suppose que les variations de température soient relativement faibles pour que les propriétés du fluide soient considérées constantes.

Etalonnage : L'étalonnage de la sonde croisée s'effectue en deux étapes. Tout d'abord nous réalisons un étalonnage droit où la sonde est parallèle au flux d'air (i.e. $\theta = 0^\circ$). Durant cette phase on fait varier la vitesse sur une plage donnée choisie en fonction des vitesses qu'on s'attend à mesurer en soufflerie (dans notre cas la plage balayée se situe entre 0.5 et 5 m.s⁻¹). Pour la relation tension/vitesse nous avons préféré une loi polynomiale de degré 4, équation (3.2), à une loi de King. Il faut noter que pour les faibles vitesses de l'ordre de 1 m.s⁻¹, la loi de King prend moins bien en compte l'ensemble des effets thermiques sur le fil tandis qu'une loi polynomiale, entièrement empirique, restitue mieux tous ces effets.

$$\begin{cases} U = c_{01} + c_{11}E_{1\text{corr}} + c_{21}E_{1\text{corr}}^2 + c_{31}E_{1\text{corr}}^3 + c_{41}E_{1\text{corr}}^4 \\ U = c_{02} + c_{12}E_{2\text{corr}} + c_{22}E_{2\text{corr}}^2 + c_{32}E_{2\text{corr}}^3 + c_{42}E_{2\text{corr}}^4 \end{cases} \quad (3.2)$$

où U , $E_{1\text{corr}}$ et $E_{2\text{corr}}$ sont respectivement la vitesse et les tensions corrigées mesurées aux bornes des fils chauds. Ce modèle limite les erreurs de linéarisation à 1%. Comme la sonde croisée est constituée de deux fils il y a une courbe d'étalonnage pour chaque fil. Le calcul des coefficients $(c_{ij})_{\substack{0 \leq i \leq 4 \\ 1 \leq j \leq 2}}$ de la loi d'étalonnage se fait de la façon suivante : pour différentes vitesses connues prises dans 0.5 – 5 m.s⁻¹ on mesure les tensions E_1 et E_2 aux bornes de chaque fil. Simultanément on mesure la température ambiante pour corriger E_1 et E_2 . On calcule ensuite les coefficients de chaque courbe d'étalonnage qui minimisent au sens des moindres carrés l'écart entre la loi polynomiale et les mesures.

Une fois l'étalonnage droit effectué 3.4(a), on réalise l'étalonnage angulaire qui permet de déterminer les deux composantes u_x et u_y de la vitesse incidente de l'air. La calibration angulaire proposée par le logiciel Dantec se fait pour une seule vitesse fixée. Une plage angulaire comprise entre -40° et $+40^\circ$ est balayée par la sonde de manière à estimer les coefficients k_1^2 et k_2^2 . Pour chaque angle d'inclinaison θ les coefficients k_1^2 et k_2^2 sont calculés (figure 3.4(b)).

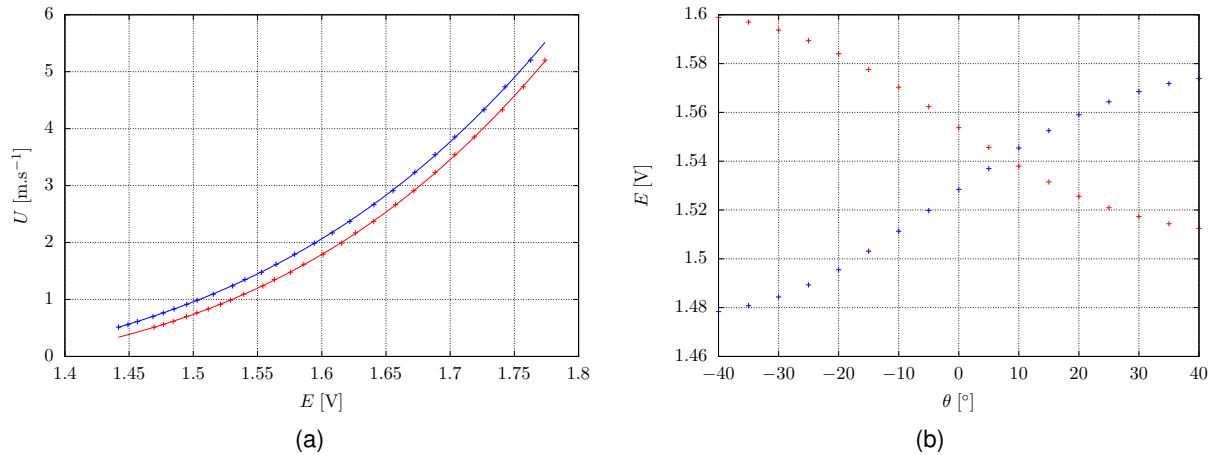


FIGURE 3.4 – Calibration droite de la sonde croisée (a) et calibration angulaire de la sonde croisée (b). Mesures fil 1 (+) - Courbe d'étalonnage du fil 1 (–) - Mesures fil 2 (+) - Courbe d'étalonnage du fil 2 (–)

3.1.4 Description des expériences

Comme annoncé au début de ce chapitre, nous allons éprouver notre méthode sur deux écoulements : une couche de mélange et un sillage de cylindre. Pour chaque écoulement nous réaliserons une mesure image avec le traceur HFSB et une mesure image avec le traceur fumée. Sur les séquences d'images acquises, nous testerons tour à tour le flot optique Lucas-Kanade du **chapitre 2** avec trois modèles d'observation : le modèle de conservation de la luminance classique, le modèle stochastique diagonal isotrope et le modèle stochastique diagonal anisotrope. Nous effectuerons aussi une estimation de mouvement par corrélation (en utilisant le logiciel DaVis version 10.0.5). Enfin nous réaliserons en certains endroits des profils de mesures de vitesse au fil chaud. Les mesures images et fil chaud n'étant pas réalisées simultanément, nous ne pourrons comparer que des données statistiques.

3.2 Couche de mélange

Le premier écoulement que nous étudions est une couche de mélange isotherme. La couche de mélange est un écoulement canonique qui consiste à faire évoluer en parallèle deux flux à deux vitesses différentes U_a et U_b . Dans notre cas ces deux écoulements sont co-courants avec $U_a > U_b$ et ont la même température $T_a = T_b$. A l'interface de ces deux flux, le cisaillement génère une instabilité de Kelvin-Helmoltz qui se caractérise par la formation d'une zone tourbillonnaire (zone de mélange) qui va s'épanouir en s'éloignant du point de rencontre (i.e. bord de fuite de la plaque séparatrice) des deux écoulements. A partir d'une

certaine distance x de la plaque séparatrice, la couche de mélange qui se développe présente un comportement auto-similaire. Il y a une expansion de la zone de mélange et l'épaisseur de vorticité, notée $\delta_\omega(x)$ et définie par la relation (3.3), croît linéairement avec x , de même l'axe de la couche de mélange, notée $y_0(x)$, s'oriente linéairement vers la zone de vitesse basse U_b en s'éloignant de la plaque séparatrice.

$$\delta_\omega(x) = \frac{\Delta U}{\left| \frac{\partial \bar{U}}{\partial y} \right|_{max}}. \quad (3.3)$$

Pour caractériser la couche de mélange nous recourons à la décomposition de Reynolds (expressions (3.4)(3.5)(3.6)) qui consiste à décomposer les grandeurs de l'écoulement (ici nous ne nous intéressons qu'à la vitesse) en une composante moyenne et une composante fluctuante :

$$u_i(\mathbf{x}, t) = \bar{U}_i(\mathbf{x}) + u_i'(\mathbf{x}, t), \quad (3.4)$$

$$\bar{U}_i(\mathbf{x}) = \lim_{T \rightarrow +\infty} \frac{1}{T} \int_0^T u_i(\mathbf{x}, t) dt, \quad (3.5)$$

$$\overline{u_i' u_j'}(\mathbf{x}) = \lim_{T \rightarrow +\infty} \frac{1}{T} \int_0^T u_i'(\mathbf{x}, t) u_j'(\mathbf{x}, t) dt, \quad (3.6)$$

où u_i est la i -ième composante de la vitesse instantanée. Dans le cas d'une mesure 2D nous noterons $u = u_1$ la composante longitudinale et $v = u_2$ la composante verticale. Nous noterons $\Delta U = U_a - U_b$ la différence entre les vitesses moyennes longitudinales haute et basse et $U_c = \frac{U_a + U_b}{2}$ la vitesse moyenne de convection de la couche de mélange. L'évolution longitudinale des profils verticaux de la composante longitudinale de la vitesse moyenne de la couche de mélange suit la loi d'évolution spatiale suivante :

$$\bar{U}(x, y) = \frac{1}{2} \left(1 - \operatorname{erf} \left(\frac{\sqrt{\pi}}{\delta_\omega(x)} (y - y_0(x)) \right) \right) \Delta U + U_b. \quad (3.7)$$

Pour notre expérience nous avons réglé la soufflerie de manière à obtenir une vitesse haute U_a d'environ 1.5 m.s^{-1} et une vitesse basse U_b d'environ 1 m.s^{-1} , ce qui donne un rapport de vitesse r de 0.67 et un paramètre de cisaillement $\lambda = \frac{1-r}{1+r}$ de 0.2. Cette valeur du paramètre de cisaillement correspond à un écoulement peu turbulent mais bien référencé dans la littérature. Travailler à un paramètre λ inférieur n'aurait pas été souhaitable. En effet, dans le sillage de la plaque séparatrice se crée un déficit de vitesse qui perdure et ne s'estompe jamais réellement pour $\lambda \leq 0.17$ comme cela a été observé dans SODJAVI, (2013). Finalement ce choix de vitesse nous permettra de nous comparer aux études de HEITZ, (1999) et SODJAVI, (2013).

3.2.1 Etude préalable de l'impact des rampes d'ensemencement sur l'écoulement

Dans cette sous-section nous réalisons une étude préalable de l'influence sur la couche de mélange de la présence de rampes d'ensemencement. En effet, l'introduction dans l'écoulement des traceurs (bulles ou fumée) se fait en amont de la zone de rencontre des deux flux par le biais de rampes verticales profilées (voir figure 3.2). Ces rampes étant immergées dans l'écoulement, il est nécessaire d'étudier la possible perturbation qu'elles peuvent engendrer sur celui-ci. Cela est particulièrement nécessaire pour les rampes du système HFSB qui, en plus du sillage lié à leur profil, génèrent un soufflage pour expulser les bulles hors des buses. Nous avons donc étudié au fil chaud (mesure de profils de vitesse verticaux et horizontaux, voir figure 3.5) l'écoulement de couche de mélange sans rampe d'ensemencement, avec rampe pour fumée dense, avec rampe HFSB sans soufflage et avec rampe HFSB avec soufflage. Ces mesures ont été réalisées à la station $x = 1795$ mm du bord de fuite de la plaque séparatrice. La fréquence d'acquisition de la sonde fil chaud a été choisie à 6 kHz avec une fréquence de coupure à 3 kHz. Nous avons opté pour une période d'acquisition par point de 60 s ce qui fait 360000 échantillons par point. Cela suffit en théorie pour avoir des statistiques convergées.

La figure 3.6 affiche les profils verticaux de vitesse moyenne longitudinale \bar{U} mesurée au

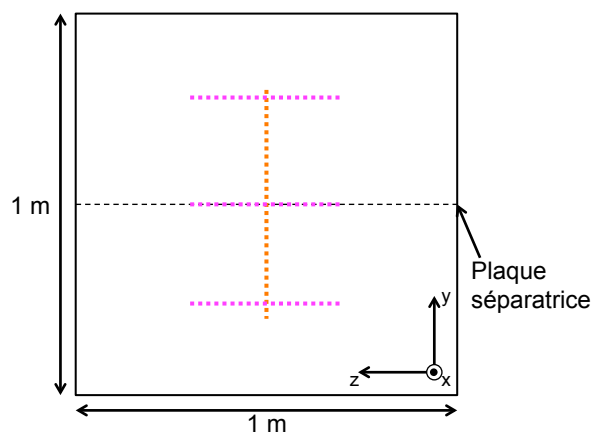


FIGURE 3.5 – Schéma indiquant les lieux des différents profils de vitesse réalisés à la station $x = 1795$ mm du bord de fuite de la plaque séparatrice.

centre de la veine en face des rampes d'ensemencement. Nous pouvons remarquer que la vitesse mesurée en présence des rampes HFSB en soufflage présente une survitesse systématique de l'ordre de 0.1 m.s^{-1} comparée aux autres profils. De plus nous observons une légère inclinaison des plateaux ce qui signifie qu'il y a un gradient de vitesse moyenne en approchant des parois de la veine. Comparés au profil rouge, les trois autres sont plutôt regroupés, bien que la vitesse moyenne des plateaux semble moins homogène avec les rampes

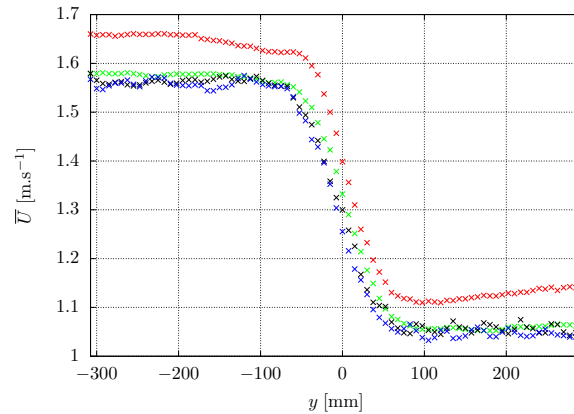


FIGURE 3.6 – Profils verticaux de vitesse moyenne de la couche de mélange mesurés au fil chaud à la station $x = 1795$ mm.

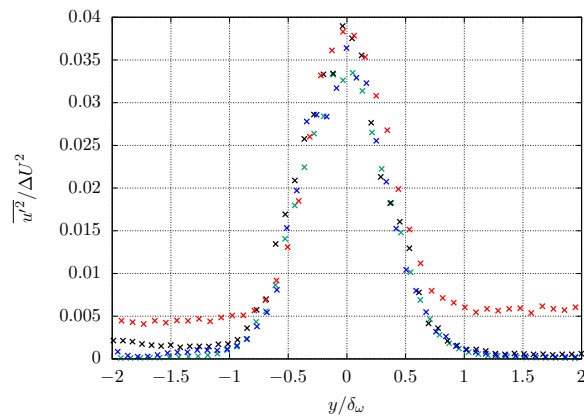
(\times) Sans rampe ; (\times) Avec rampe de fumée ; (\times) Avec rampe de bulles ; (\times) Avec rampe de bulles et soufflage

de fumée et les rampes HFSB sans soufflage que sans rampe. Si nous regardons l'épaisseur de vortacité locale δ_w (voir tableau 3.1), nous relevons une valeur significativement plus faible en présence des rampes HFSB avec soufflage.

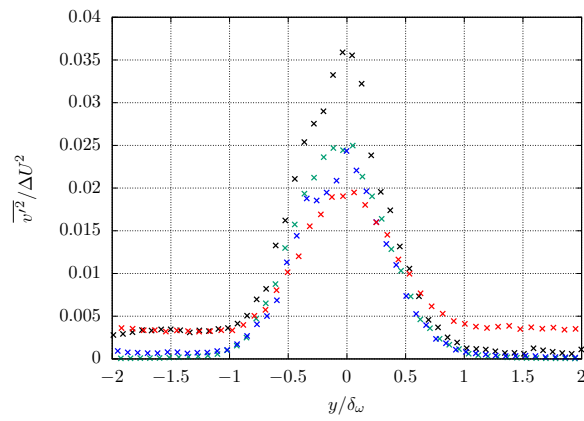
	Sans rampe	Avec rampe fumée	Avec rampe HFSB (sans soufflage)	Avec rampe HFSB (avec soufflage)
δ_w [mm]	91	92	89	79

TABLE 3.1 – Epaisseur de vortacité locale mesurée avec et sans rampes d'ensemencement.

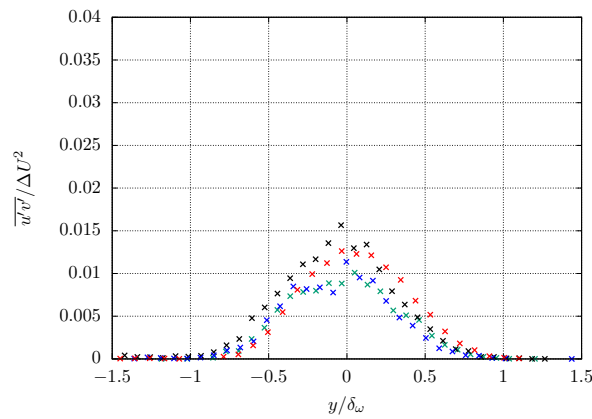
La figure 3.7 présente les profils verticaux d'intensité turbulente mesurés en face des rampes d'ensemencement. Au premier abord les courbes ont un comportement général plutôt similaire : le niveau de turbulence est le plus élevé au centre de la zone de mélange et s'affaisse au fur et à mesure que l'on s'en éloigne pour atteindre un niveau très faible dans les zones de vitesse uniforme de l'écoulement. Cependant nous pouvons noter quelques différences. Pour la composante $\overline{u'^2}/\Delta U^2$ (voir figure 3.7(a)), les profils correspondant à une présence de rampe d'ensemencement présentent un maximum ($\frac{\overline{u'^2}}{\Delta U^2} \geq 0.035$) légèrement supérieur au profil sans rampe ($\frac{\overline{u'^2}}{\Delta U^2} \leq 0.035$). Par ailleurs, nous observons dans les zones sans gradient de vitesse ($|y/\delta_w| \geq 1$) que le profil correspondant à la rampe HFSB avec soufflage présente une activité turbulente résiduelle de 0.005 environ, correspondant à un taux de turbulence de 3.5% côté basse vitesse et 2.4% côté haute vitesse, alors que les autres profils ont un taux de turbulence plus proche de 1%. Concernant la quantité $\overline{v'^2}/\Delta U^2$ (voir figure 3.7(b)), le profil correspondant à la rampe de fumée se distingue fortement des autres profils avec un pic très élevé au centre de la couche de mélange. En revanche, que ce soit avec ou sans soufflage les rampes HFSB



(a)



(b)



(c)

FIGURE 3.7 – Profils verticaux d'intensité turbulente de la couche de mélange mesurés au fil chaud à la station $x = 1795$ mm.

(\times) Sans rampe ; (\times) Avec rampe de fumée ; (\times) Avec rampe de bulles ; (\times) Avec rampe de bulles et soufflage

ont un maximum légèrement inférieur au cas sans rampe d'ensemencement. Là encore, nous pouvons constater un niveau de turbulence résiduel ($0.003 \leq \frac{\overline{v'^2}}{\Delta U^2} \leq 0.004$) aux extrémités de la couche de mélange pour la rampe HFSB avec soufflage. Enfin pour la composante croisée $\overline{u'v'}/\Delta U^2$ (voir figure 3.7(c)), nous constatons une grande similarité entre les différents profils. Les profils en présence de rampes semblent néanmoins légèrement supérieurs au profil sans rampe d'ensemencement. La figure 3.8 présente les profils horizontaux d'intensité turbulente mesurés dans les zones de vitesse uniforme haute (colonne de gauche) et basse (colonne de droite). Pour la composante $\overline{u'^2}/\Delta U^2$ (voir figure 3.8(a)(b)) le profil correspondant à la rampe HFSB avec soufflage présente, côtés vitesse haute et basse, un niveau de turbulence élevé au centre de la veine ($\frac{\overline{u'^2}}{\Delta U^2} \simeq 0.005 - 0.006$ dans la plage $|z/\delta_\omega| \leq 1$) et relativement étendu transversalement. Nous pouvons deviner la présence de deux bosses qui rappellent la forme caractéristique de l'intensité turbulente d'un jet (voir par exemple (YOUSSEF, 2012) sur le comportement d'un jet plan plongé dans un flux uniforme co-courant) et qui suggère que les effets du jet expulsant les bulles sont toujours présents dans l'écoulement. Nous constatons que le niveau de turbulence pris en face des rampes (i.e. à $z/\delta_\omega = 0$), compris entre 0.005 et 0.006, semble concorder avec le niveau résiduel identifié dans le profil vertical au niveau des zones sans gradient de vitesse (i.e. pour $|y/\delta_\omega| \geq 1$) (voir figure 3.7(a)). Dans une moindre mesure nous observons aussi un effet de sillage, mis en évidence sur les courbes correspondant aux rampes de fumée et HFSB sans soufflage, mais celui-ci est nettement moins intense et reste confiné autour de l'axe des rampes ($|z/\delta_\omega| \leq 1$). Avec les rampes HFSB soufflantes cet effet de sillage est masqué par l'effet du jet qui est prépondérant. Ces tendances se retrouvent aussi sur la composante $\overline{v'^2}/\Delta U^2$ (figure 3.8(c)(d)). Nous constatons que les effets du sillage des rampes de fumée et HFSB sans soufflage sont plus forts du côté de la vitesse haute que du côté de la vitesse basse, ce qui semble logique étant donné que du côté de la vitesse haute le nombre de Reynolds du sillage est plus élevé et donc le régime plus turbulent. Enfin la composante croisée n'est que très peu perturbée par la présence des rampes ($\frac{\overline{u'v'}}{\Delta U^2} \leq 0.001$). Cela signifie que les rampes d'ensemencement n'introduisent pas de structuration tourbillonnaire à grande échelle.

En conclusion, cette étude préalable nous permet d'affirmer que la présence des rampes d'ensemencement perturbe l'écoulement de couche de mélange. Néanmoins la perturbation est plus ou moins significative selon les rampes utilisées et leur mode de fonctionnement. A ce titre, les perturbations les plus fortes ont été relevées pour les rampes HFSB en condition de soufflage. Premièrement, le soufflage entraîne une survitesse clairement perceptible dans les zones de vitesse uniforme haute et basse. Deuxièmement l'homogénéité transversale des zones de vitesse uniforme haute et basse n'est plus. En plus d'être non-négligeables, ces perturbations ont tendance à s'étendre dans la largeur (i.e. selon l'axe (Oz)), contrairement aux rampes de fumée qui génèrent une perturbation moindre et contenue dans une petite zone

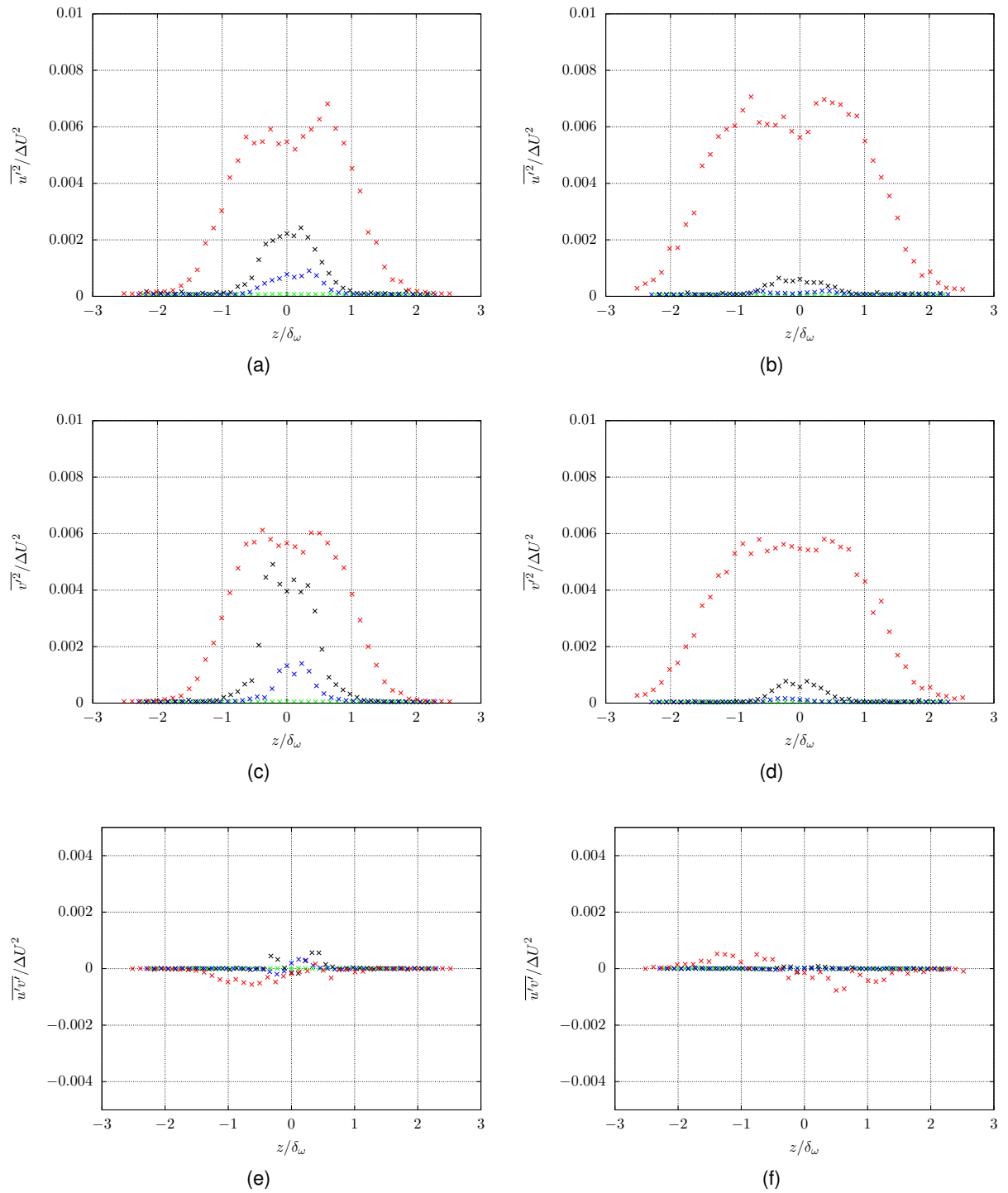


FIGURE 3.8 — Profils horizontaux d'intensité turbulente de la couche de mélange mesurés au fil chaud. La colonne de gauche correspond à un profil horizontal dans la zone de vitesse haute, la colonne de droite correspond à un profil horizontal dans la zone de vitesse basse.

(x) Sans rampe ; (x) Avec rampe de fumée ; (x) Avec rampe de bulles ; (x) Avec rampe de bulles et soufflage

autour de l'axe d'ensemencement. En revanche nous avons du mal à expliquer les écarts de turbulence générée entre la rampe HFSB sans soufflage et la rampe de fumée étant donné que ces deux rampes ont une forme très similaire, la rampe de fumée étant même plus fine. Par la suite, les mesures de la méthode image avec un ensemencement à bulles seront comparées aux mesures fil chaud en présence de la rampe pour HFSB avec soufflage et les mesures de la méthode image avec un ensemencement fumée dense seront comparées aux mesures fil chaud avec rampe pour fumée.

3.2.2 Comparaisons entre la mesure image et les mesures fil chaud

Maintenant que nous avons étudié l'effet des rampes d'ensemencement sur l'écoulement de couche de mélange, nous pouvons évaluer les performances de la méthode grand champ basée image.

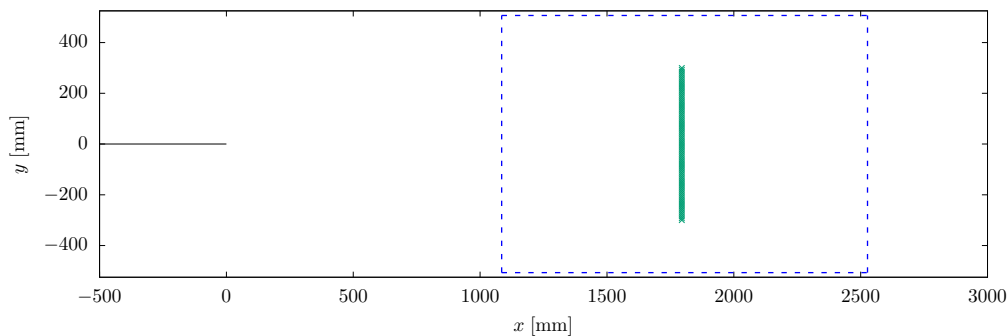
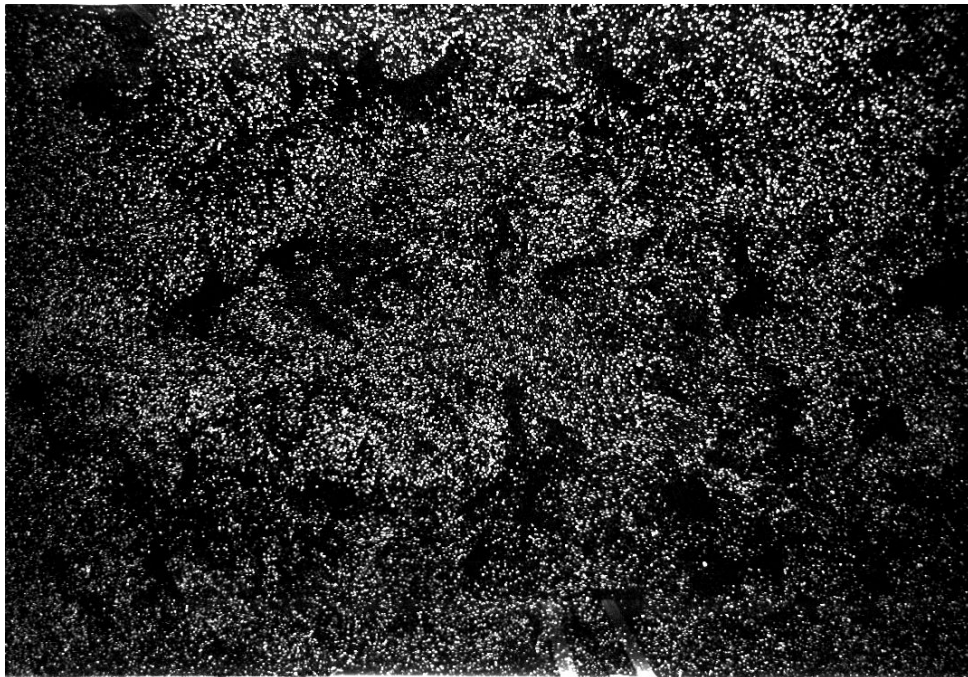
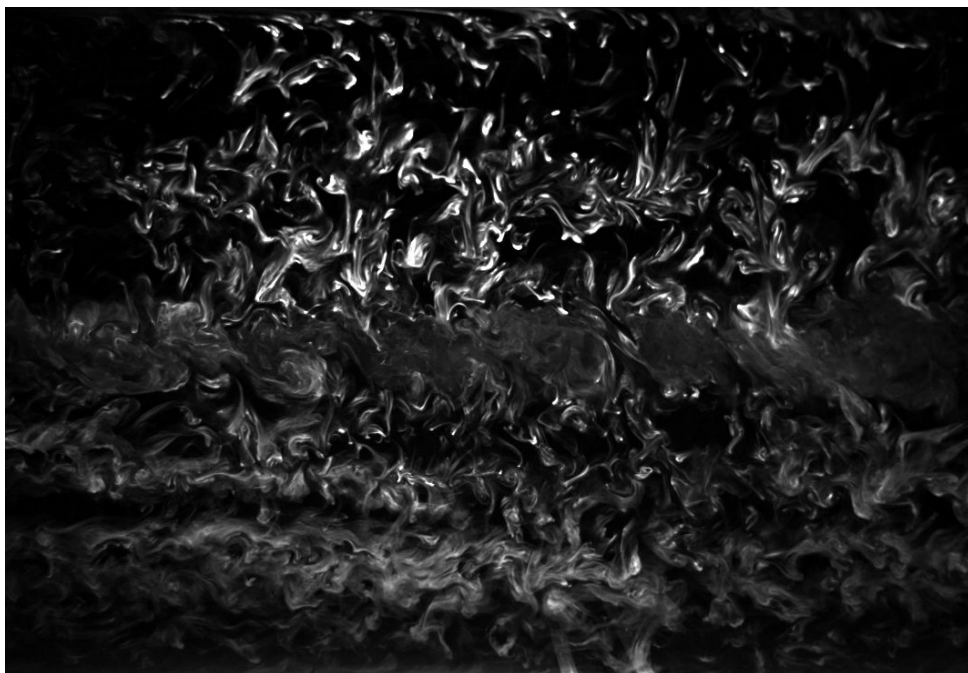


FIGURE 3.9 – Positions du champ d'observation capturé par la caméra (- - -) et des points de mesure à la sonde fil chaud croisée (x). La plaque séparatrice est représentée par le trait noir (-).

Pour l'étude de cette couche de mélange la caméra a été positionnée à $z = 2055$ mm du plan défini par la nappe de lumière. Cette distance nous a permis de capturer un champ d'observation de 1442×1011.5 mm² débutant à environ 1085 mm du bord de fuite de la plaque séparatrice. La figure 3.9 présente la zone d'observation de l'écoulement ainsi que le lieu des mesures fil chaud dans la soufflerie. Avec la caméra nous avons travaillé à une fréquence d'acquisition de 500 Hz. C'est une fréquence relativement faible pour faire de la mesure résolue en temps (par comparaison, la sonde fil chaud mesure à 6 kHz). Mais comme pour les flux d'air intérieurs, les écoulements que nous étudions sont relativement lents avec des fréquences caractéristiques assez basses (bien en-dessous de 100 Hz). Bien que cette fréquence soit petite, les déplacements entre images successives pour cette couche de mélange resteront relativement petits, ce qui est favorable au flot optique.



(a) HFSB



(b) Fumée

FIGURE 3.10 – Images retravaillées issues des séquences analysées pour le traceur HFSB (a) et le traceur fumée (b) dans la couche de mélange.

Description des images analysées : La figure 3.10 présente deux images (retravaillées pour une meilleure visibilité sur ce document) qui ont été acquises pour les deux types d'ensemencement. La faible fréquence d'acquisition nous a donné de la latitude pour augmenter le temps d'exposition à $1500 \mu s$ afin de capter plus de lumière. Cela s'est avéré nécessaire pour bien voir la fumée, traceur peu réfléchissant, au détriment, sans doute, de la netteté du traceur à l'image. Comme nous pouvons le voir ce temps d'exposition long n'entraîne cependant pas l'apparition de traînées sur les images de bulles. Le grandissement est de $0.74 \text{ pixel.mm}^{-1}$. Pour les images de bulles comme celle de la figure 3.10(a), la densité de particule est d'environ 0.017 ppp avec des diamètres de particules compris entre 1 et 5 pixels. Nous pouvons remarquer que la distribution des bulles n'est pas homogène sur l'image. Ceci est dû à un défaut du système LaVision qui fait que certaines buses ne fonctionnent que par intermittence. En haut et en bas de l'image de la figure 3.10(b) la fumée présente une distribution structurée qui est advectée par l'écoulement et qui se conserve au cours du temps. Le mécanisme de la structuration de la fumée peut s'expliquer par la présence de rainures régulières dues à la superposition de couches de plastique lors de l'impression 3D ou encore à la turbulence du sillage de la rampe. Quoiqu'il en soit cette structuration est avantageuse et permet la formation de « particules de fumée », phénomène qu'il serait intéressant d'étudier pour le maîtriser. A l'inverse, nous pouvons observer dans la zone de mélange un traceur beaucoup plus diffus. Dans cette zone l'activité turbulente étant plus élevée qu'aux bords, la fumée est mélangée et le traceur perd de sa structure. Nous affichons en figure 3.11 les cartographies d'écart-type relatif des niveaux de gris calculé pour une séquence d'images de bulles et pour une séquence d'images de fumée. Chaque séquence comporte 4117 images, taille limite de la mémoire interne de la caméra. En notant $I_i(\mathbf{x})$ le niveau de gris au point \mathbf{x} de la i -ième image de la séquence, nous définissons les quantités suivantes :

$$\bar{I}(\mathbf{x}) = \frac{1}{4117} \sum_{i=1}^{i=4117} I_i(\mathbf{x}), \quad (3.8)$$

$$I'_i(\mathbf{x}) = I_i(\mathbf{x}) - \bar{I}(\mathbf{x}), \quad (3.9)$$

et

$$\overline{I'^2}(\mathbf{x}) = \frac{1}{4116} \sum_{i=1}^{i=4117} I'_i(\mathbf{x})^2. \quad (3.10)$$

L'écart-type relatif est alors défini comme le rapport entre la racine carrée de l'équation (3.10) et l'équation (3.8). Nous pouvons remarquer dans un premier temps que ces cartes diffèrent fortement en fonction de l'ensemencement. Le niveau global de variance de niveau de gris est plus élevé avec les bulles qu'avec la fumée. Cela s'explique par le fait que les bulles sont bien plus brillantes que la fumée. Deuxièmement nous constatons que la variabilité des niveaux de

gris est fortement inhomogène dans les deux cas. Il y a plusieurs explications à cela. Pour la fumée les zones de forte variabilité de niveaux de gris coïncident avec les zones qui sontensemencées par intermittence ou plus aléatoirement, par exemple en haut de la veine. Un autre facteur est la distribution de l'intensité lumineuse de la nappe de lumière qui est élevée en haut de la veine et qui diminue petit à petit à mesure qu'on descend dans la veine. Sur les panneaux latéraux qui encadrent la vitre d'observation, nous pouvons avoir une idée du bruit intrinsèque de la caméra. En effet ces zones qui ne sont ni éclairées niensemencées (puisqu'extérieures à la veine) sont parfaitement identiques pour les deux séquences. Nous pouvons voir que l'écart-type relatif est bas mais non-nul, de plus nous pouvons clairement distinguer un motif lié à la distortion radiale. Ce motif est d'ailleurs clairement identifiable dans la zoneensemencée pour la séquence de bulles. Il est en revanche gommé pour la séquence de fumée. La persistance de ce motif sur les images de bulles crée un bruit supplémentaire qui pose problème, mais nous devons faire avec.

Paramètres des algorithmes utilisés Pour chaque couple d'images des séquences d'images de bulles et de fumée, nous avons calculé le champ de vitesse correspondant avec notre algorithme de flot optique présenté au **chapitre 2**, ainsi qu'avec l'algorithme de corrélation du logiciel commercial DaVis. Les paramètres du flot optique et de la corrélation sont renseignés dans le tableau 3.2 et sont à peu près équivalents en terme de taille de fenêtre. Nous rappelons que la taille du filtre spatial d'une fenêtre Gaussienne σ_l est donnée par $L = \sqrt{4\pi}\sigma_l$.

Traceur	Flot optique	Corrélation
HFSB	$\sigma_{l_{max}} = 36$ [pixel]	Fenêtre initiale : 128×128 pixel ² avec 50% de chevauchement
	$\sigma_{l_{min}} = 6.5$ [pixel]	Fenêtre finale : 24×24 pixel ² avec 75% de chevauchement
Fumée	$\sigma_{l_{max}} = 36$ [pixel]	Fenêtre initiale : 128×128 pixel ² avec 50% de chevauchement
	$\sigma_{l_{min}} = 6.5$ [pixel]	Fenêtre finale : 24×24 pixel ² avec 75% de chevauchement

TABLE 3.2 – Taille des fenêtres d'interrogation des algorithmes d'estimation de mouvement utilisés.

3.2.3 Analyse statistique de l'écoulement

Convergence des données : Le buffer de la caméra ne pouvant contenir plus de 4117 images, nous avons acquis plusieurs séquences indépendantes. Nous avons ensuite réalisé

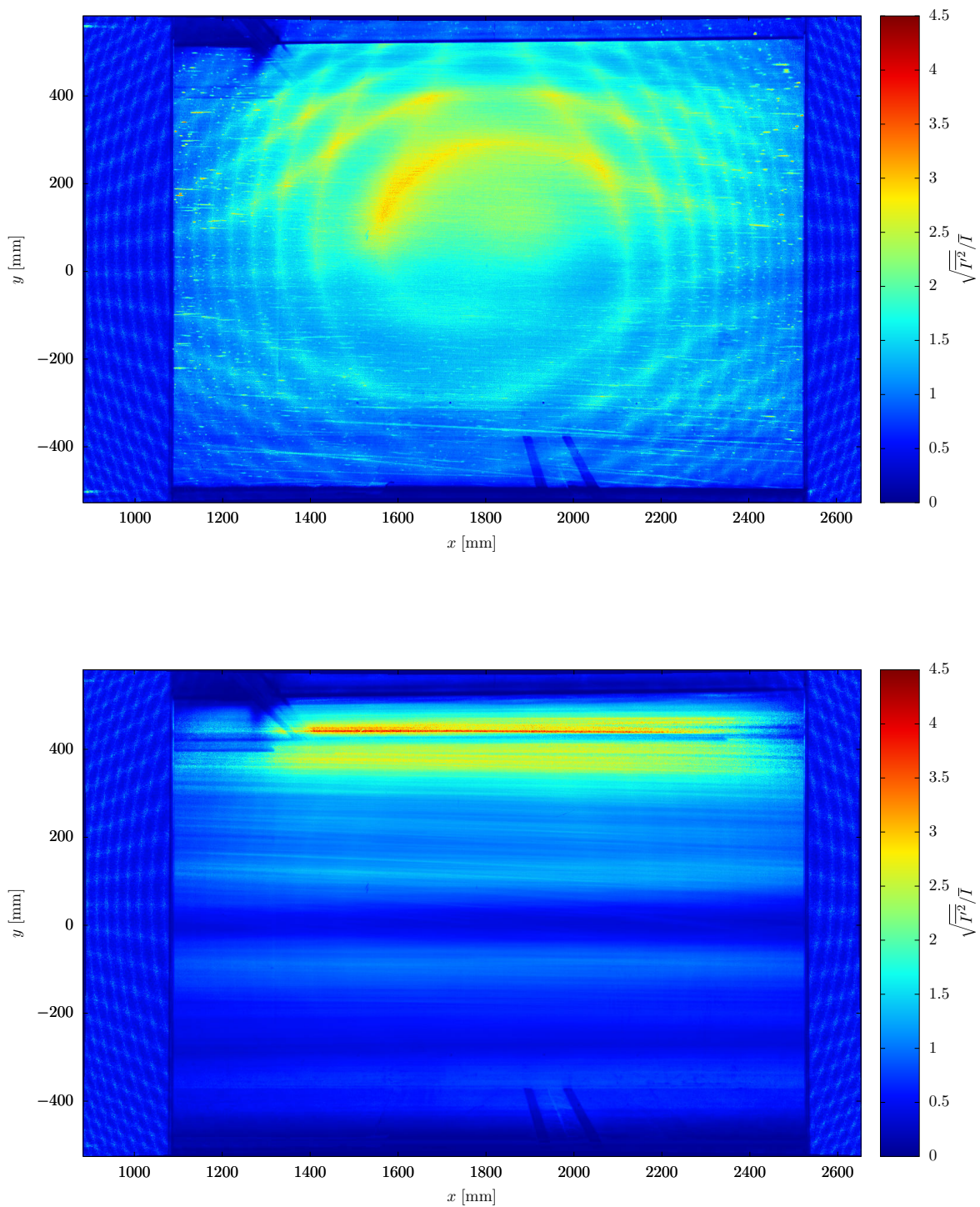


FIGURE 3.11 – Cartographies de l'écart-type relatif des niveaux de gris dans les images sur une séquence d'images de bulles en haut et sur une séquence d'image de fumée en bas.

une analyse statistique à partir des séries de champs instantanés calculés par les algorithmes d'estimation de mouvement. Comme nous pouvons le voir sur la figure 3.12, qui montre l'évolution de l'intensité turbulente en fonction du nombre d'échantillons pris en compte dans son calcul, la prise en compte de 12348 champs instantanés (soit 3 lots de 4117 images) garantit une assez bonne convergence des données. Cette convergence est affichée pour une estimation sur les images de fumée par la méthode Lucas-Kanade avec modèle d'observation anisotrope diagonal, mais elle est aussi valable pour la séquence d'images de bulles et pour les autres modèles d'observation ou la corrélation. Bien que chaque lot soit indépendant, nous n'observons pas de grosse variation de l'intensité turbulente quand nous passons d'un lot à l'autre, cela tendrait à prouver une assez bonne répétabilité de la mesure. Les petites variations que nous pouvons constater peuvent être dues à la variabilité de l'ensemencement qui n'est pas toujours réparti de manière homogène.

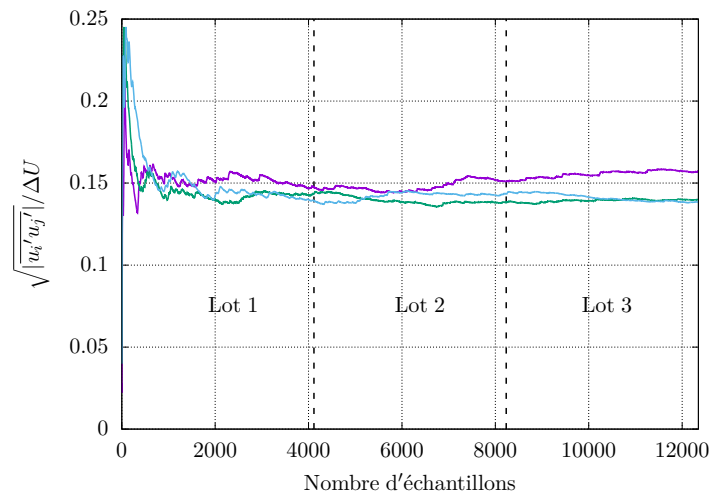
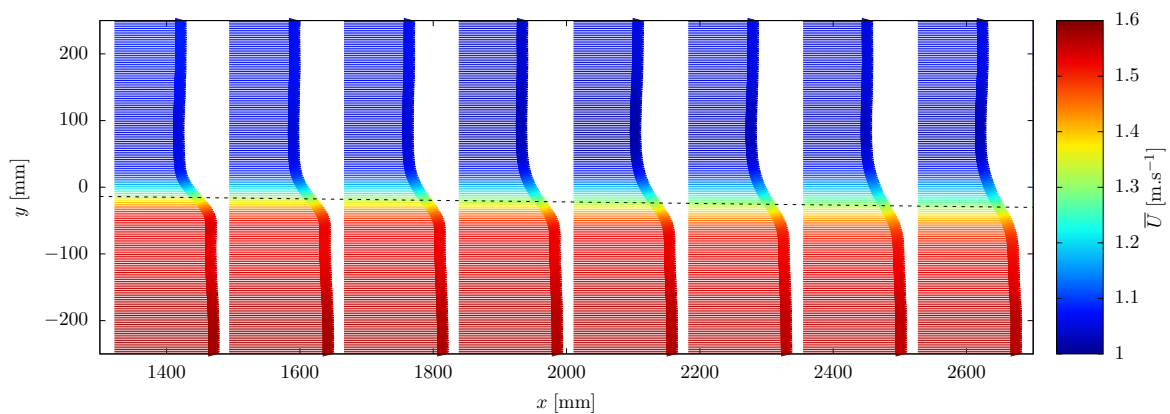


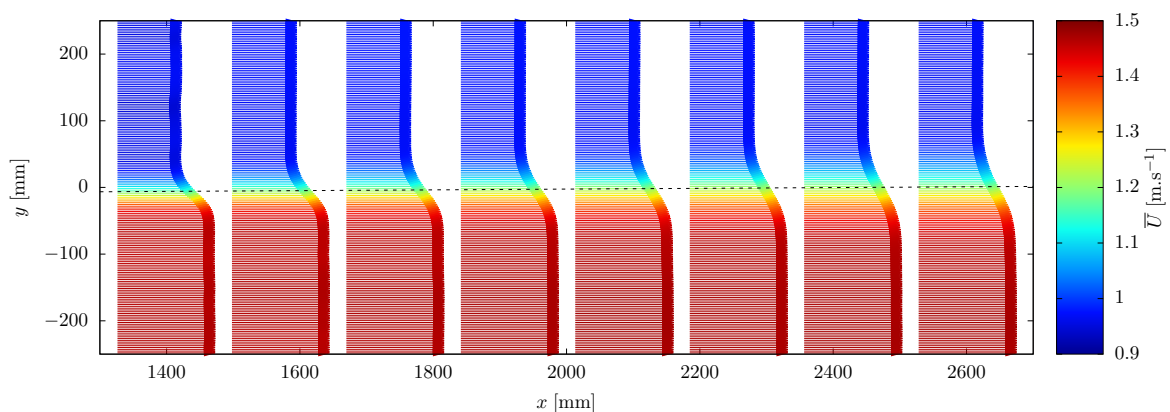
FIGURE 3.12 – Etude de la convergence statistique à travers l'évolution des tensions de Reynolds prises à la station $x = 1795$ mm en $y_0(x)$ (centre de la couche de mélange), en fonction du nombre d'échantillons considérés dans leur calcul, pour un ensemencement en fumée.

(-) $\frac{\sqrt{u'^2}}{\Delta U}$; (-) $\frac{\sqrt{v'^2}}{\Delta U}$; (-) $\frac{\sqrt{|u'v'|}}{\Delta U}$

Evolution longitudinale des profils de vitesse moyenne : La figure 3.13 présente les deux champs de vitesse horizontale moyenne, \bar{U} , calculés avec la méthode d'estimation Lucas-Kanade stochastique anisotrope diagonal, à partir des 12348 champs instantanés de la séquence d'images de bulles (figure 3.13(a)) et des 12348 champs instantanés issus de la séquence d'images de fumée (figure 3.13(b)). Même si nous ne le montrons pas, ces champs de vitesse horizontale moyenne ont des allures similaires lorsqu'ils sont calculés avec les autres modèles d'observation (classique et stochastique isotrope diagonal) ou avec la corrélation.



(a) HFBS



(b) Fumée

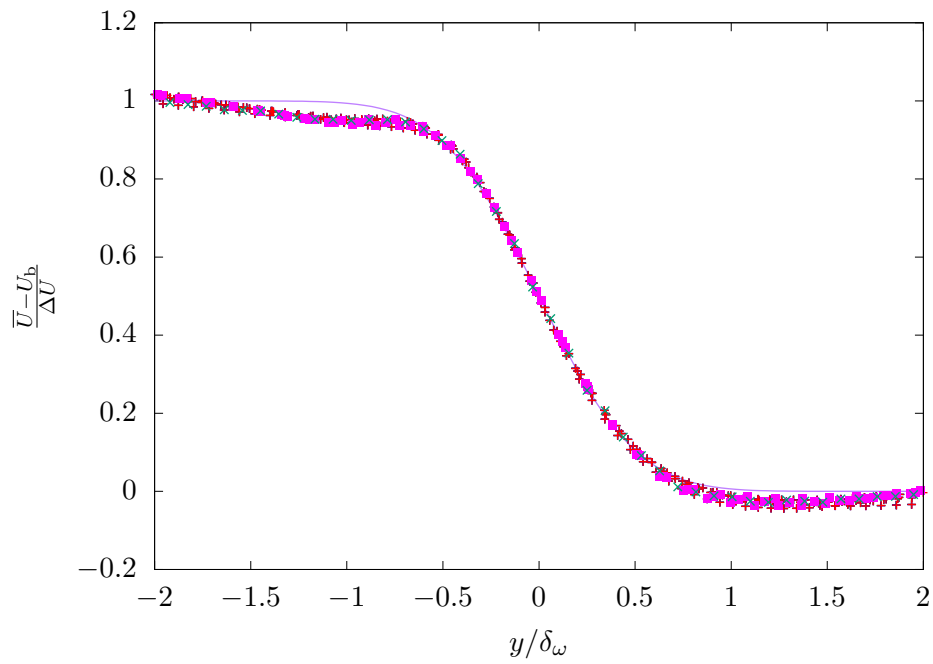
FIGURE 3.13 – Champs de vitesse moyenne horizontale obtenus à partir de la séquence d'images de bulles (a) et de fumée (b). Affichage d'1 vecteur sur 2 verticalement et 1 sur 128 horizontalement. (- - -) Axe de la couche de mélange

Cette représentation permet de mettre en évidence le comportement moyen de la couche de mélange et notamment son épanouissement qui se remarque par l'élargissement de la zone de transition quand x augmente. L'épaisseur de vorticité $\delta_\omega(x)$ et la déflexion $y_0(x)$ ayant des comportements linéaires dans la zone d'auto-similarité nous pouvons les modéliser de la manière suivante :

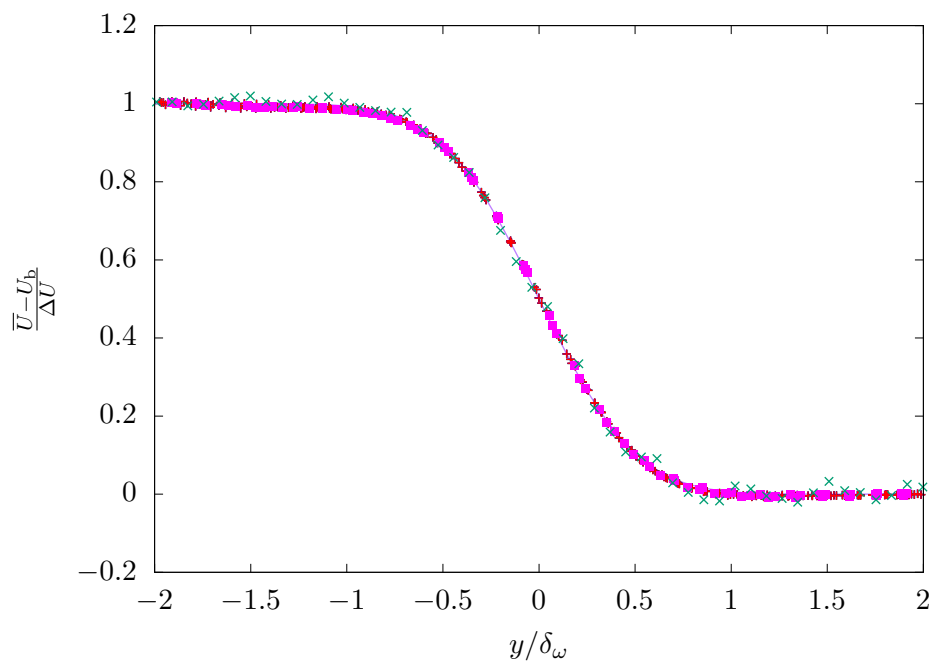
$$\begin{cases} \delta_\omega(x) = ax + b, \\ y_0(x) = cx + d. \end{cases} \quad (3.11)$$

Pour retrouver les paramètres de la couche de mélange nous cherchons le jeu de paramètres U_a , U_b , a , b , c et d qui permet d'ajuster au mieux la loi (3.7) sur les champs moyens de la figure 3.13. Cet ajustement se fait par une optimisation au sens des moindres carrés. Les paramètres estimés sont reportés dans le tableau 3.3 pour le traceur HFSB et dans le tableau 3.4 pour le traceur fumée. Toujours sur la figure 3.13, nous avons tracé sur les profils longitudinaux l'axe de la couche de mélange $y_0(x)$. Avec les images de bulles, cet axe s'incline ($c = \frac{\partial y_0}{\partial x} \simeq -0.012$) vers la zone de vitesse haute, ce qui ne correspond pas au comportement attendu d'une couche de mélange classique dont l'axe est censé s'orienter vers la zone de vitesse basse. A supposer que les bulles n'affectent pas la nature de l'écoulement, ce comportement met en évidence un nouvel effet perturbateur du soufflage en amont des rampes d'ensemencement de LaVision qui modifient donc significativement la nature de la couche de mélange, ce qui avait déjà été constaté plus haut avec les mesures au fil chaud. La mesure à partir des images de fumée donne quant à elle un axe de la couche de mélange légèrement incliné vers la zone de vitesse basse comme attendu. L'inclinaison de cet axe ($\frac{\partial y_0}{\partial x} \simeq 0.006$) est néanmoins un peu plus forte que celle mesurée dans la thèse de SODJAVI, (2013). Cette différence peut être s'expliquer par la présence des rampes d'ensemencement de fumée qui ne soufflent pas mais génèrent quand même un sillage qui peut modifier l'épanouissement.

La figure 3.14 regroupe l'ensemble des profils de la composante longitudinale de la vitesse moyenne adimensionnée par la quantité ΔU . Ces profils sont comparés à la loi de similitude 3.7 représentée par la courbe violette en ligne continue. Si globalement il y a une bonne superposition entre les mesures et la loi, nous constatons cependant sur la figure 3.14(a) que les profils des mesures passent sous la courbe au niveau des plateaux puis remontent légèrement avec une pente non nulle (y compris pour les mesures au fil chaud). Ceci avait déjà été observé lors de l'étude de l'impact des rampes sur l'écoulement. Comme attendu, ce phénomène n'est pas observé avec l'ensemencement en fumée (voir figure 3.14(b)) où les mesures se superposent bien avec la courbe violette y compris au niveau des plateaux. Tout comme la mesure fil chaud, la mesure image est donc aussi capable de saisir la modification du champ moyen de vitesse induite par les rampes d'ensemencement, ce qui est positif. Le bon regroupement des profils de différentes positions longitudinales indique par ailleurs que nous nous trouvons dans la zone d'auto-similarité de cette couche de mélange.



(a)



(b)

FIGURE 3.14 – Profils adimensionnés de la vitesse moyenne avec HFBS (a) et fumée (b). (+) Modèle classique; (+) Modèle isotrope; (+) Modèle anisotrope; (■) Corrélation $32 \pi x^2$; (x) Fil chaud; (-) Loi de similitude

	U_a [m.s ⁻¹]	U_b [m.s ⁻¹]	r	λ	$\frac{d\delta_\omega}{dx}$	σ	σ_0
LK-classique (HFSB)	1.55	1.04	0.67	0.20	0.0381	46.52	9.304
LK-isotrope (HFSB)	1.55	1.04	0.67	0.20	0.0383	46.28	9.26
LK-anisotrope (HFSB)	1.55	1.04	0.67	0.20	0.0385	46.04	9.21
Corrélation (HFSB)	1.53	1.06	0.69	0.18	0.0319	55.56	10.00
Fil chaud (HFSB)	1.65	1.12	0.68	0.19			
SODJAVI, 2013 - Fil chaud	3.61	2.39	0.66	0.20	0.0330	53.71	10.67
HEITZ, 1999 - Fil chaud	3.00	2.00	0.67	0.20	0.0336	52.75	10.54
CORPETTI, HEITZ et al., 2006 - Flot optique	3.00	2.00	0.67	0.20	0.0382	46.37	9.27
CORPETTI, HEITZ et al., 2006 - PIV	3.00	2.00	0.67	0.20	0.0407	43.55	8.71

TABLE 3.3 – Paramètres de la couche de mélange estimés pour différentes méthodes. Les 4 premières lignes du tableau correspondent à une estimation par la méthode image sur des images de bulles. La cinquième ligne correspond à la mesure ponctuelle réalisée à la sonde fil chaud croisée en présence des rampes HFSB soufflantes. Les lignes suivantes correspondent à des résultats issus de la littérature sans présence de rampe d'ensemencement en amont.

D'après les valeurs reportées dans le tableau 3.3, nous relevons un écart systématique entre les vitesses moyennes U_a et U_b mesurées via la méthode image grand champ et celles mesurées par la méthode fil chaud. Les vitesses mesurées par la méthode image sont environ 6% à 7% inférieures à la mesure fil chaud, ce qui reste acceptable. Il est possible que le temps d'exposition relativement long soit la cause de cet écart. Mais en réalité rien ne permet d'affirmer avec certitude que la mesure fil chaud est meilleure. Les deux mesures ont été réalisées à des moments distincts (plusieurs jours/semaines d'intervalle) et même si les paramètres de la soufflerie sont demeurés identiques il est possible que des variations atmosphériques ou encore même une dérive de la sonde fil chaud entre le moment de son étalonnage et le moment de la mesure soient en cause dans ces écarts. Globalement, les valeurs affichées se démarquent des relevés issus de HEITZ, (1999) et SODJAVI, (2013). Ce n'est pas surprenant et s'explique par le soufflage des rampes à bulles. De ce fait la comparaison avec la littérature est délicate pour valider la méthode sur les images de bulles. Nous remarquons cependant que les paramètres λ et r estimés sont très proches entre la méthode image et la mesure fil chaud, c'est ce qui est le plus important.

La figure 3.15 représente l'évolution de l'épaisseur de vorticité estimée pour les diff erents algorithmes. Quelque soit le modèle d'observation les méthodes flot optique sont très proches entre elles avec d'infimes différences. En revanche il y a une différence significative avec la courbe donnée par la corrélation. Il est difficile de se prononcer pour déterminer qui donne la meilleure estimation de l'épaisseur de vorticité. C'est d'autant plus difficile que la mesure fil chaud se trouve entre les deux. Il aurait fallu réaliser des mesures complémentaires au fil chaud en plusieurs positions longitudinales x pour avoir une autre tendance.

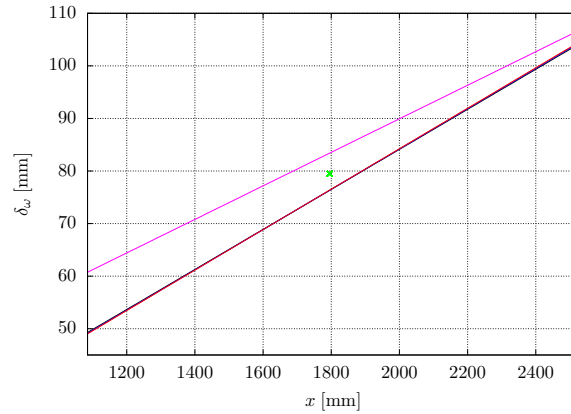


FIGURE 3.15 – Evolution de l'épaisseur de vorticité calculée à partir des images de bulles.
 (—) Modèle classique; (—) Modèle isotrope; (—) Modèle anisotrope; (—) Corrélation; (x) Fil chaud

	U_a [m.s ⁻¹]	U_b [m.s ⁻¹]	r	λ	$\frac{d\delta_\omega}{dx}$	σ	σ_0
LK-classique (fumée)	1.47	0.97	0.66	0.20	0.0326	54.39	11.04
LK-isotrope (fumée)	1.47	0.97	0.66	0.20	0.0326	54.37	11.04
LK-anisotrope (fumée)	1.47	0.97	0.66	0.20	0.0327	54.28	11.02
Corrélation (fumée)	1.46	0.97	0.67	0.20	0.0331	53.59	10.77
Fil chaud (fumée)	1.56	1.06	0.68	0.19			
SODJAVI, (2013) - Fil chaud	3.61	2.39	0.66	0.20	0.0330	53.35	10.67
HEITZ, (1999) - Fil chaud	3.00	2.00	0.67	0.20	0.0336	52.8	10.54
CORPETTI, HEITZ et al., (2006) - Flot optique	3.00	2.00	0.67	0.20	0.0382	46.37	9.27
CORPETTI, HEITZ et al., (2006) - PIV	3.00	2.00	0.67	0.20	0.0407	43.55	8.71

TABLE 3.4 – Paramètres de la couche de mélange estimés pour différentes méthodes. Les 4 premières lignes du tableau correspondent à une estimation par la méthode image sur des images de fumée. La cinquième ligne correspond à la mesure ponctuelle réalisée à la sonde fil chaud croisée en présence des rampes de fumée. Les lignes suivantes correspondent à des résultats issus de la littérature sans présence de rampe d'ensemencement en amont.

Comme pour le traceur HFSB, nous constatons à partir des données reportées dans le tableau 3.4 un léger écart entre les vitesses moyennes mesurées avec la méthode image fumée et celles issues des mesures fil chaud (entre 6% et 8% d'écart). En ce qui concerne l'évolution de l'épaisseur de vorticité nous obtenons des valeurs très proches de celles de la littérature. Ces valeurs peuvent légèrement varier en fonction du domaine choisi pour « fitter » les mesures sur le modèle de l'équation (3.7). Nous pouvons remarquer que nous obtenons une meilleure estimation de l'épaisseur de vorticité que la mesure image réalisée dans CORPETTI, HEITZ et al., (2006) alors que la résolution était de $11.92 \text{ pixel.mm}^{-1}$ contre $0.75 \text{ pixel.mm}^{-1}$ dans notre cas soit une résolution 15 fois inférieure. La proximité des valeurs du tableau 3.4 avec celles de la littérature nous confirme que le système d'ensemencement en fumée perturbe beaucoup moins l'écoulement que le système d'ensemencement HFSB.

Pour résumer la méthode image grand champ permet de retrouver de manière satisfaisante les paramètres moyens de cet écoulement de couche de mélange, aussi bien avec un ensemencement HFSB qu'avec un ensemencement en fumée.

Analyse des profils d'intensité turbulente : Le caractère turbulent de la couche de mélange est quantifiable au travers des tensions de Reynolds : $\overline{u'^2}$, $\overline{v'^2}$, $\overline{u'v'}$. La bonne estimation de ces quantités est un critère déterminant pour juger de la qualité d'une mesure. Nous comparons ici les tensions de Reynolds obtenues par les méthodes images avec celles obtenues au fil chaud.

La figure 3.16 présente les profils verticaux d'intensité turbulente pris à la position $x = 1795 \text{ mm}$ du bord de fuite. La colonne de gauche (voir figures 3.16(a)(c)(e)) correspond à un ensemencement HFSB. Pour la composante $\frac{\overline{u'^2}}{\Delta U^2}$ les mesures flots optiques et la mesure fil chaud sont très proche, un petit écart est néanmoins présent au centre où la mesure flot optique présente un maximum plus élevé et légèrement décentré. En revanche la corrélation sous-estime largement l'intensité turbulente et ce pour toutes les composantes. Nous remarquons par ailleurs dans la zone de vitesse uniforme basse ($y/\delta_\omega \geq 0.75$), une intensité turbulente, $\frac{\overline{u'^2}}{\Delta U^2}$, mesurée par la corrélation, et dans une moindre mesure par le flot optique, anormalement élevée qui est sans doute due au bruit présent dans les images de bulles identifié plus haut sur la figure 3.11. Pour la composante $\frac{\overline{v'^2}}{\Delta U^2}$, c'est la mesure fil chaud qui cette fois présente le maximum plus élevé au centre, la mesure flot optique étant légèrement inférieure au centre et supérieure aux bords. Pour la composante $\frac{\overline{u'v'}}{\Delta U^2}$, la mesure flot optique est de nouveau légèrement plus élevée au centre mais se superpose presque avec la mesure fil chaud. La colonne de droite (voir figures 3.16(b)(d)(f)) correspond à un ensemencement en fumée. Pour la composante $\frac{\overline{u'^2}}{\Delta U^2}$, il y a une adéquation quasi-parfaite entre les méthodes flot optique et la mesure fil chaud. Là encore la corrélation sous-estime nettement l'intensité turbulente, ce qui se retrouve aussi sur la composante $\frac{\overline{v'^2}}{\Delta U^2}$. Pour la composante $\frac{\overline{v'^2}}{\Delta U^2}$, nous retrouvons pour la mesure fil chaud, le pic élevé au centre déjà observé lors de l'étude de l'impact des rampes.

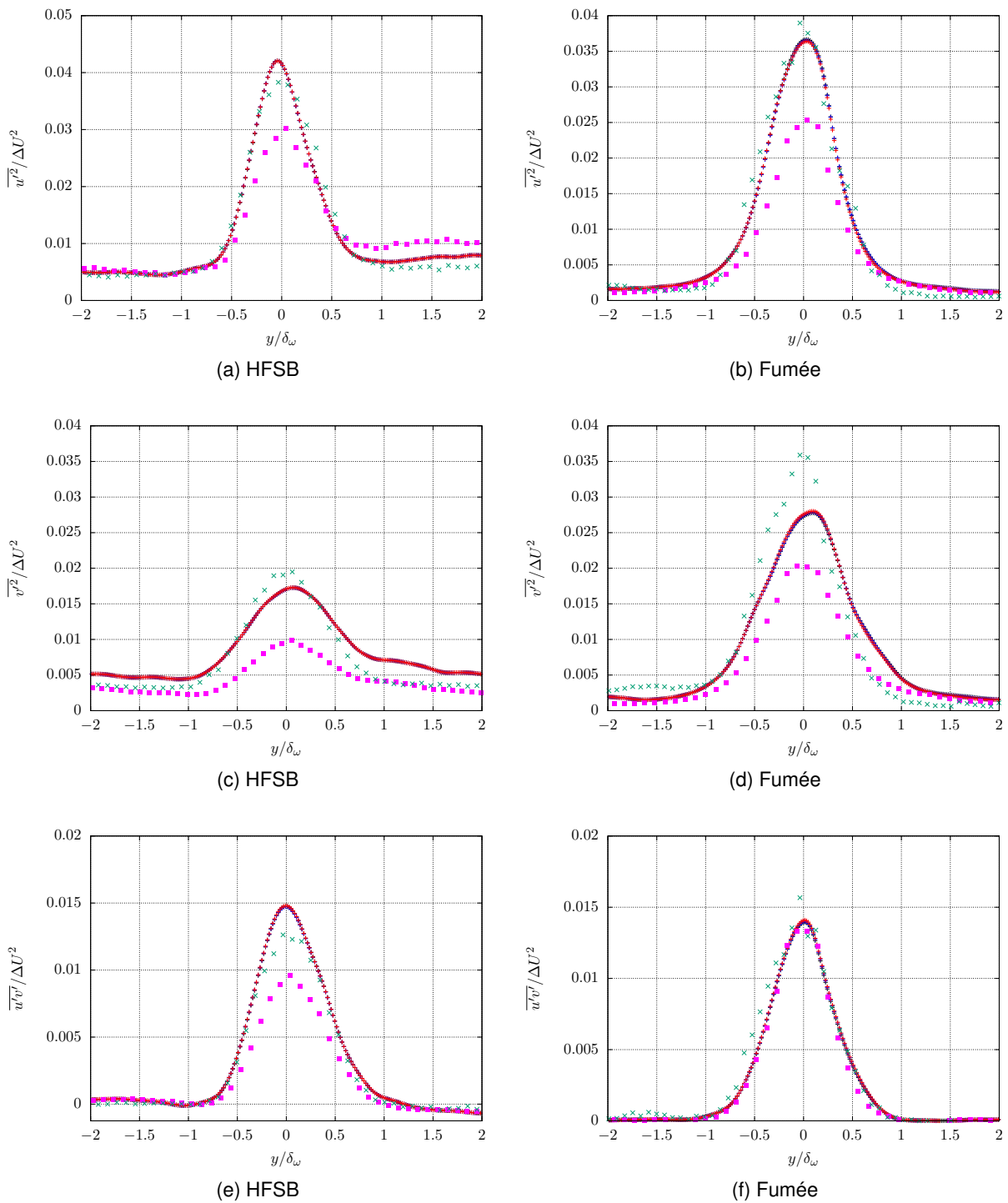


FIGURE 3.16 – Profil des tensions de Reynolds de la couche de mélange mesurées à la station $x = 1795$ mm avec la méthode image (flots optiques et corrélation) et la sonde fil chaud. La colonne de gauche correspond à l'ensemencement HFSB ; la colonne de droite correspond à l'ensemencement en fumée.

(+) Modèle classique ; (+) Modèle isotrope ; (+) Modèle anisotrope ; (■) Corrélation ; (×) Fil chaud

La mesure flot optique est inférieure à la mesure fil chaud. Cependant la relative adéquation constatée jusqu'ici entre mesure fil chaud et méthode flot optique pose la question de la validité de la mesure fil chaud. Enfin pour la composante $\frac{u'v'}{\Delta U^2}$, nous constatons une très bonne proximité entre les trois méthodes.

Pour conclure sur l'analyse des tensions de Reynolds, la mesure fil chaud et la méthode image utilisant notre algorithme de flot optique montrent de manière générale une bonne affinité. En revanche la méthode image utilisant la corrélation sous-estime quasiment systématiquement l'intensité turbulente et est de ce fait moins performante. Dernière remarque : les différences de mesures entre les différents modèles d'observation de flot optique sont infimes et il est à ce stade difficile de déterminer l'apport de la modélisation sous incertitude de position qui avait pourtant montrée une amélioration non-négligeable sur les images synthétiques de scalaire (cf. **chapitre 2**). Ceci dit le contexte synthétique proposait des images de très bonne qualité d'un écoulement purement 2D, avec un faible niveau de bruit et l'amélioration apportée par les modèles d'observation sous incertitude de position était de l'ordre de 0.1 pixel. Dans ce cas présent d'écoulement réel de couche de mélange, le niveau de bruit dans les images est beaucoup plus élevé, il y a du mouvement 3D, la nappe de lumière a une épaisseur non négligeable, l'ensemencement n'est pas homogène, parfois intermittent etc... par conséquent les différences locales apportées par les modèles peuvent se retrouver gommées au niveau statistique.

Influence de la taille des fenêtres de pondérations de Lucas-Kanade (figure 3.17) : Au moment de lancer les calculs des champs de vitesses à partir des séquences d'images acquises, nous nous sommes naturellement interrogés sur les meilleurs paramètres à rentrer dans notre algorithme d'estimation de mouvement. Notamment concernant le choix de la taille de la fenêtre d'interrogation finale. Nous nous intéressons donc ici à l'influence de la taille de la fenêtre finale, définie par σ_{lmin} , lors du processus itératif de minimisation de l'algorithme de Lucas-Kanade. En particulier, nous étudions l'effet de ce paramètre sur la mesure de l'intensité turbulente. La figure 3.17 présente les tensions de Reynolds mesurées (à la station $x \simeq 1997$ mm du bord de fuite de la plaque séparatrice) par la méthode image pour quatre tailles différentes de fenêtre d'interrogation finale. Pour les composantes $\overline{u'^2}$ et $\overline{v'^2}$ (figures 3.17(a) et (b)), nous observons une hiérarchie assez nette : plus la taille de la fenêtre finale est petite, plus l'intensité turbulente mesurée est élevée. Cependant, dans les zones de vitesses uniformes de l'écoulement ($|y/\delta_w| \geq 1.5$), où le taux de turbulence est supposé très faible, la fenêtre finale de taille $\sigma_{lmin} = 4$ (et dans une moindre mesure celle de taille $\sigma_{lmin} = 5$) engendre une intensité turbulente mesurée anormalement élevée et qui présente des rebonds inattendus. Par ailleurs, lorsque nous examinons la composante croisée $\overline{u'v'}$ (figure 3.17(c)), la hiérarchie est inversée (hormis entre $\sigma_{lmin} = 7$ et $\sigma_{lmin} = 9$) : la taille de fenêtre finale

$\sigma_{lmin} = 7$ mesure une corrélation plus forte entre les fluctuations u' et v' que la taille de fenêtre finale $\sigma_{lmin} = 4$, qui mesure la plus faible corrélation entre les fluctuations u' et v' . Ceci relié à ce qui a été observé dans les zones de vitesses uniformes pour les composantes $\overline{u'^2}$ et $\overline{v'^2}$, nous invite à penser que la taille de fenêtre finale $\sigma_{lmin} = 4$ est trop petite et qu'elle conduit à une surestimation des intensités turbulentes $\overline{u'^2}$ et $\overline{v'^2}$, dont le surplus mesuré n'est autre que du bruit. A l'inverse, nous pouvons raisonnablement supposer qu'une taille de fenêtre finale de $\sigma_{lmin} = 9$ est trop large et sous-estime l'intensité de turbulence puisque cette dernière est inférieure à celle mesurée avec une taille $\sigma_{lmin} = 7$ quelque soit la composante. Finalement, la taille de fenêtre idéale parmi celles testées semble être $\sigma_{lmin} = 7$ qui permet d'obtenir la meilleure corrélation $\overline{u'v'}$ et ne présente pas de bruit dans les zones de vitesses uniformes. Cette analyse soulève un problème dans le cas de l'étude d'écoulements non maîtrisés. En effet ici nous connaissons à peu près la tendance que doit suivre l'intensité de turbulence de cette couche de mélange et nous pouvons donc ajuster en conséquence la taille de la fenêtre finale mais sur le terrain il sera plus difficile de trancher. Avec une fenêtre finale trop lâche nous risquerons de ne pas bien mesurer l'intensité turbulente alors qu'avec une fenêtre finale trop petite la mesure risquera d'être trop bruitée.

Coefficients de dissymétrie et d'aplatissement : Pour éprouver davantage les performances de la méthode image, nous nous intéressons maintenant aux statistiques d'ordre 3 et 4, Skewness et Kurtosis définies par les relations 3.12 :

$$S_{u_i} = \frac{\overline{u_i'^3}}{(\overline{u_i'^2})^{\frac{3}{2}}}, \quad K_{u_i} = \frac{\overline{u_i'^4}}{(\overline{u_i'^2})^2}. \quad (3.12)$$

Ces quantités qui caractérisent la normalité d'une distribution statistique, traduisent l'occurrence d'événements rares mais prononcés. Ces coefficients permettent ainsi d'identifier les zones intermittentes de l'écoulement.

La figure 3.18 présente les profils verticaux des coefficients S_u et S_v estimés à la station $x = 1795$ mm pour les ensemencements HFSB et fumée. Globalement la méthode image obtient la même tendance antisymétrique que la mesure fil chaud. Les zones uniformes extérieures à la couche de mélange ainsi que le centre de la couche de mélange présentent une distribution de la vitesse quasi-normale. En revanche aux bords supérieurs et inférieurs de la couche de mélange se trouvent des pics indiquant les zones d'intermittence. A la frontière avec la zone de vitesse uniforme haute, le pic est négatif ce qui implique qu'il survient parfois des vitesses plus lentes que l'écoulement moyen environnant. Du côté de vitesse uniforme basse le pic est positif ce qui signifie qu'il y a des éjections de fluide plus rapides que l'écoulement moyen environnant. Ces bouffées de fluide de part et d'autre de la zone de mélange se font vers l'extérieur et

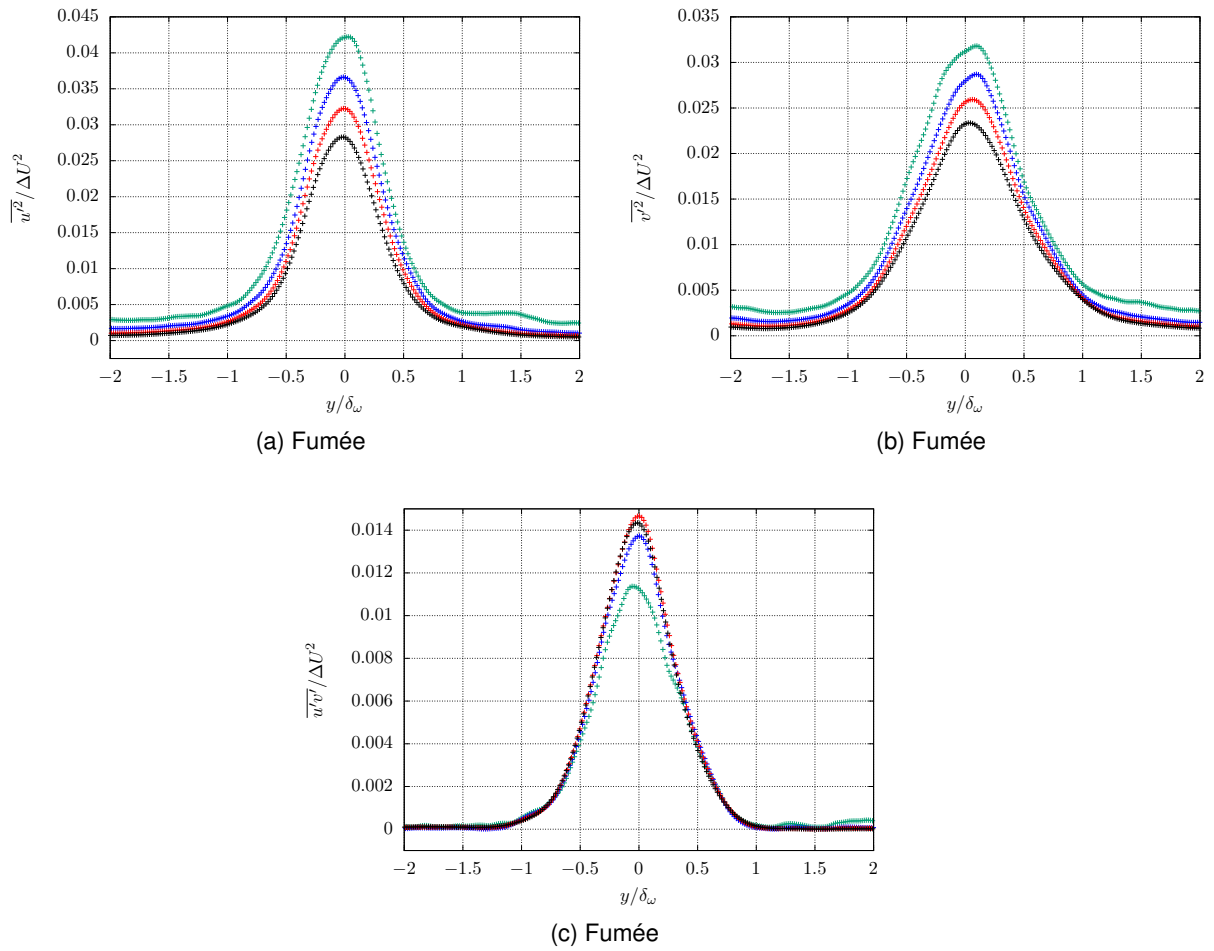


FIGURE 3.17 – Profils d'intensité turbulente de la couche de mélange mesurés à la station $x \simeq 1997$ mm à partir d'images de fumée pour différentes tailles de fenêtre finale :
 (+) $\sigma_{l_{min}} = 4$; (+) $\sigma_{l_{min}} = 5$; (+) $\sigma_{l_{min}} = 7$; (+) $\sigma_{l_{min}} = 9$

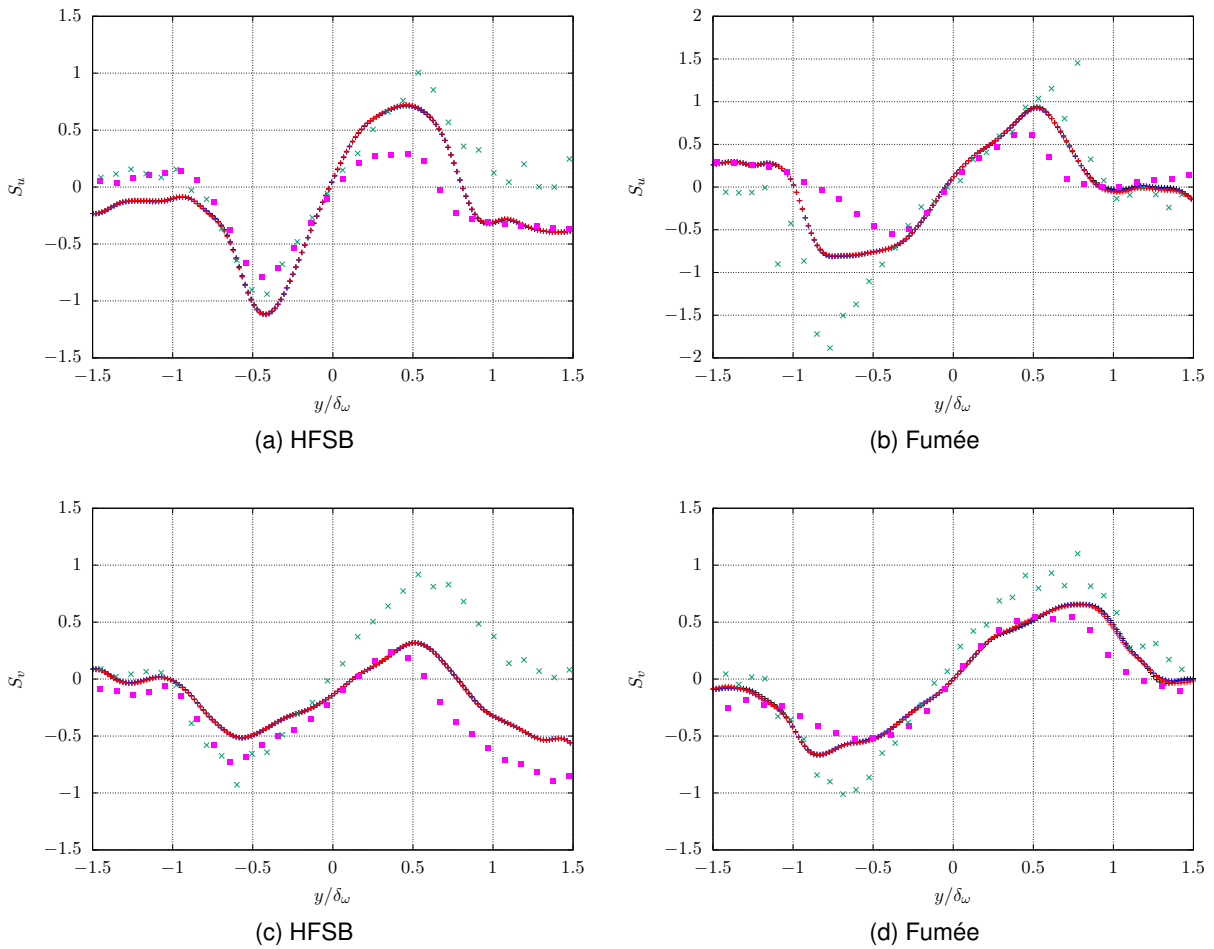


FIGURE 3.18 – Profils verticaux du coefficient de dissymétrie de la couche de mélange pris à la station $x = 1795$ mm. La colonne de gauche correspond à l'ensemencement HFSB, la colonne de droite correspond à l'ensemencement en fumée.

(+) Modèle classique; (+) Modèle isotrope; (+) Modèle anisotrope; (■) Corrélation; (×) Fil chaud

trahissent le passage des points-selles. Les points-selles étant les zones interstitielles entre tourbillons successifs. Les positions des pics coïncident à peu près pour les deux mesures. Néanmoins sur certains pics nous observons des écarts en valeur absolue non-négligeables (voir figures 3.18(c)(b)(d)). De même dans les zones de vitesse uniforme la méthode image s'éloigne parfois assez largement de la mesure fil chaud. Dans la thèse de HEITZ, (1999) le minimum et le maximum étaient proches de -1.5 et 1.5 pour la composante S_u et proches de -1 et 1 pour la composante S_v , valeurs que nous n'atteignons pas avec notre méthode image. De plus nos pics sont localisés vers $y/\delta_\omega \simeq \pm 0.5$ (surtout avec l'ensemencement HFSB) quand ceux de la thèse de HEITZ, (1999) sont plutôt centrés sur $y/\delta_\omega \simeq \pm 0.75$.

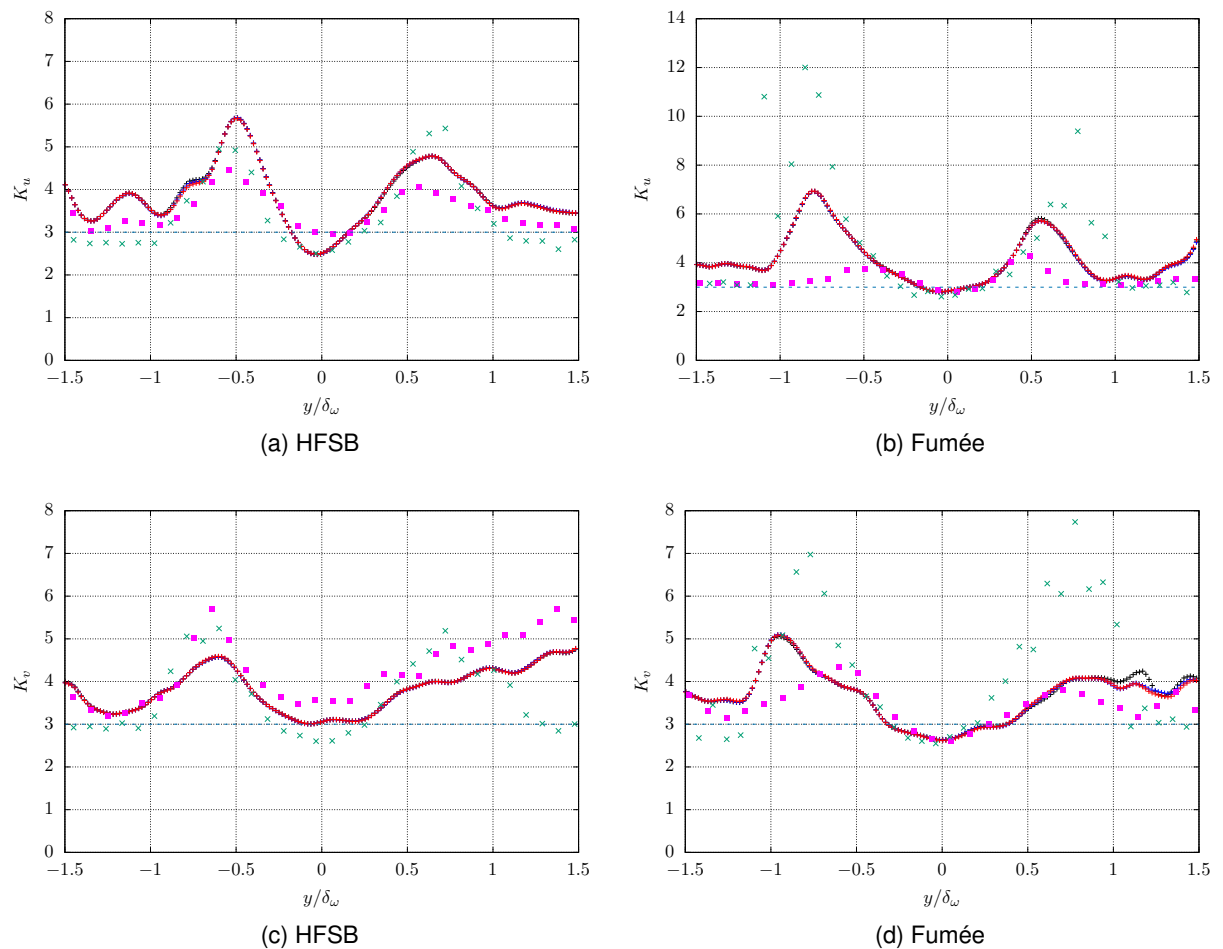


FIGURE 3.19 – Evolution du coefficient d'aplatissement de la couche de mélange.
 (+) Modèle classique ; (+) Modèle isotrope ; (+) Modèle anisotrope ; (■) Corrélation ; (×) Fil chaud

L'examen de la figure 3.19, qui présente les profils du coefficient d'aplatissement, montre les limites de la méthode image comparée à la mesure fil chaud. En théorie nous devrions

observer deux pics positifs bien distincts aux mêmes endroits que ceux du coefficient de dissymétrie. Au centre et à l'extérieur de la couche de mélange la valeur est censée retomber à 3, ce qui n'est pas vraiment le cas. La mesure fil chaud arrive bien à retrouver ces pics et retombe bien à 3 à l'extérieur de la couche de mélange. Avec la méthode image les zones piquées ne sont pas proprement restituées. Cela peut s'expliquer par le niveau de bruit présent dans les images ou encore par la qualité de l'ensemencement. En effet si un événement rare d'éjection de fluide survient dans un endroit mal ensemené, il ne sera pas détecté. Enfin, Skewness et Kurtosis sont des quantités qui nécessitent des statistiques bien convergées et il est possible que le nombre d'échantillons indépendants considérés soit insuffisant dans le cas de la méthode image. Par ailleurs, nous pouvons observer à partir de la mesure fil chaud des pics moins élevés ($\simeq 5$) en présence des rampes HFBS (voir figures 3.19(a)(c)) qu'en présence des rampes de fumée (voir figures 3.19(b)(d)). Ce qui suggère que le jet des buses semble atténuer l'intensité des éjections de fluides.

3.2.4 Analyse spectrale

Les sections précédentes présentaient une analyse statistique des moments d'ordre 1, 2, 3 et 4 des composantes u et v de la vitesse dans la couche de mélange. Dans cette section nous nous intéressons à la dynamique de l'écoulement et aux phénomènes instationnaires comme le passage des grosses structures de la couche de mélange. Cette analyse se fait via l'étude de la densité spectrale de puissance qui permet d'obtenir des informations sur la taille de ces structures cohérentes, leur importance énergétique par rapport à la turbulence aléatoire et leur fréquence caractéristique.

Pour la méthode image nous avons calculé les densités spectrales de puissance des fluctuations de u et v à la station $x = 1795$ mm pour les deux types d'ensemencement (fumée et HFBS) et pour chaque algorithme d'estimation de mouvement (corrélation et flot optique). Pour estimer chaque spectre nous disposons en chaque point d'étude de 3 séries indépendantes entre elles de mesures échantillonnées à 500 Hz et comportant 4116 échantillons. Nous avons utilisé la technique du périodogramme, chaque série a été découpée en blocs de 1024 échantillons consécutifs avec un recouvrement de 50% entre chaque bloc. La durée totale d'un bloc étant donc de $1024 \times 0.002 = 2.048$ s, la plus petite fréquence que nous pouvons résoudre est $\simeq 0.49$ Hz, ce qui est aussi la résolution spectrale. Sur chaque bloc nous appliquons une fenêtre de Hann (cf. équation (3.13)) pour éviter le phénomène de fuite spectrale.

$$h(t) = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos\left(2\pi \frac{t}{T}\right). \quad (3.13)$$

A cause du nombre limité d'échantillons, nous ne pouvons estimer que jusqu'à 7 spectres

par série ce qui fait un total de 21 spectres que nous moyennons entre eux. D'après BRUUN, (1996) et HEITZ, (1999) le spectre final est estimé avec une incertitude d'environ $1/\sqrt{21} \simeq 22\%$. Nous aurions pu réduire cette incertitude en prenant des blocs de 512 échantillons consécutifs mais cela aurait eu pour effet de dégrader la résolution spectrale et rendu l'identification des fréquences caractéristiques de l'écoulement plus approximative. Avec une fréquence d'acquisition de 500 Hz, la fréquence maximale pouvant être reconstruite est de 250 Hz (fréquence de Nyquist). Pour les données fil chaud nous effectuons une analyse spectrale similaire à partir de la séquence temporelle acquise. Nous rappelons que le signal acquis à la sonde fil chaud est échantillonné à 6 kHz avec une fréquence de coupure à 3 kHz. Pour estimer la densité spectrale d'énergie nous découpons le signal en blocs de 8192 échantillons avec un recouvrement de 50%. La durée d'un bloc est donc de $8192/6000 \simeq 1.365$ s ce qui autorise une fréquence minimale et une résolution spectrale d'environ 0.73 Hz. La séquence étant constituée de 360000 échantillons nous pouvons moyenner jusqu'à 86 spectres ce qui donne une incertitude de $1/\sqrt{86} \simeq 10.7\%$. Pour chaque spectre nous utilisons aussi une fenêtre de Hann pour éviter l'apparition d'artefacts aux hautes fréquences dus au fait que nous calculons une transformée de Fourier sur une séquence bornée en temps. La fréquence maximale pouvant être restituée est de 3 kHz (fréquence de Nyquist).

La figure 3.20 présente les spectres obtenus avec l'ensemencement HFSB pour trois hauteurs $y = y_0 - \frac{1}{2}\delta_\omega$, $y = y_0$ et $y = y_0 + \frac{1}{2}\delta_\omega$ où $y_0 = y_0(x = 1795 \text{ mm})$ et $\delta_\omega = \delta_\omega(x = 1795 \text{ mm})$. Les positions $y = y_0 - \frac{1}{2}\delta_\omega$ et $y = y_0 + \frac{1}{2}\delta_\omega$ correspondent aux lieux des pics de Kurtosis identifiés dans la section précédente, la position $y = y_0$ se situe au centre de la couche de mélange. Les spectres sont adimensionnés par $\Delta U^2/f_p$ où f_p correspond à la fréquence caractéristique de cette couche de mélange et est liée au passage des grosses structures tourbillonnaires bidimensionnelles. Cette fréquence correspond au maximum des spectres de la composante E_{vv} . En théorie, la composante E_{uu} devrait aussi présenter un maximum à cette fréquence (cf. (HEITZ, 1999)) mais nous ne l'observons pas nettement. Dans la thèse de HEITZ, (1999) ce pic de E_{uu} est plutôt marqué aux extrémités de la couche de mélange (i.e. $|y| \geq \frac{3}{4}\delta_\omega$), par ailleurs la présence des rampes HFSB soufflantes altère probablement la formation des grosses structures et peut ainsi modifier l'allure des spectres. A partir du spectre de la mesure fil chaud nous avons trouvé $f_p \simeq 5.13$ Hz mais en réalité cette fréquence varie légèrement selon la position verticale dans la couche de mélange. Pour la méthode image la fréquence caractéristique a été mesurée autour de 4.39 Hz. Au-delà de cette fréquence caractéristique nous identifions une zone inertielle de pente $\simeq -\frac{5}{3}$. De manière générale la méthode image coïncide assez bien avec la mesure fil chaud aux grandes échelles et ce jusqu'à une fréquence d'environ 20 – 25 Hz, à partir de laquelle elle s'en détache et présente un taux de dissipation plus élevé. Notons que les spectres issus de la méthode image semblent un peu moins réguliers que les spectres issus de la mesure fil chaud (notamment sur la figure 3.20(a)). Cela

peut être attribué au nombre de spectres total pris en compte dans l'estimation du spectre final, nombre qui est 4 fois plus petit pour la méthode image et qui explique que le spectre moyen soit moins bien convergé. Entre 50 Hz et 60 Hz nous remarquons une coupure assez nette pour les spectres issus de la méthode image, au-delà de cette fréquence la contribution énergétique des échelles inférieures est filtrée. En faisant une hypothèse de Taylor il est possible de ramener cette fréquence de coupure à une échelle spatiale l_c qui, en prenant une vitesse de convection $U_c \simeq 1.295 \text{ m.s}^{-1}$, est $l \simeq \frac{U_c}{55} \times 0.74 \simeq 18 \text{ pixel}$, ce qui est légèrement inférieur à la taille de la fenêtre d'interrogation finale qui est $\simeq 24 \text{ pixel}$. L'énergie au-delà de cette fréquence ne contribue pas significativement à l'intensité turbulente, nous nous en rendons mieux compte avec la représentation semi-logarithmique de la figure 3.22, mais elle permet d'évaluer le niveau de bruit de mesure de la méthode image. Nous constatons par ailleurs que les spectres estimés avec la corrélation sont généralement un peu moins énergétiques que ceux estimés par les méthodes flot optique ce qui se voyait déjà sur les tensions de Reynolds. La mesure fil chaud montre une fréquence de coupure autour de 300 Hz environ 10 fois supérieure à celle de la mesure image et permet donc de mesurer des échelles beaucoup plus petites. L'adimensionnement de la fréquence caractéristique permet de définir un nombre de Strouhal exprimé par la relation 3.14 :

$$St_\omega = \frac{f_p \delta_\omega}{U_c}. \quad (3.14)$$

Pour la mesure fil chaud nous évaluons un nombre de Strouhal de 0.29 ± 0.02 , pour la mesure image nous trouvons un nombre de Strouhal de 0.27 ± 0.01 . Ces valeurs sont assez proches et il ne faut pas oublier que les spectres de la méthode image ne sont pas suffisamment convergés étant donné le faible nombre d'échantillons pris en compte. L'estimation du nombre Strouhal peut donc évoluer un peu. Pour une couche de mélange classique de paramètre $\lambda = 0.2$ le nombre de Strouhal connu dans la littérature est de 0.33 (HEITZ, 1999), cette différence s'explique une nouvelle fois par la présence des rampes HFSB soufflantes.

La figure 3.21 présente les spectres obtenus avec l'ensemencement en fumée pour trois hauteurs $y = y_0 - \frac{3}{4}\delta_\omega$, $y = y_0$ et $y = y_0 + \frac{3}{4}\delta_\omega$ où $y_0 = y_0(x = 1795 \text{ mm})$ et $\delta_\omega = \delta_\omega(x = 1795 \text{ mm})$. Les positions $y = y_0 - \frac{3}{4}\delta_\omega$ et $y = y_0 + \frac{3}{4}\delta_\omega$ correspondent aux lieux des pics de Kurtosis, la position $y = y_0$ se situe au centre de la couche de mélange. La fréquence caractéristique se trouve autour de 5 Hz aussi bien pour la méthode image que pour la méthode fil chaud. Là encore cette fréquence varie légèrement selon la position dans la couche de mélange. Aux grandes échelles ($f \leq f_p$) nous observons plus de disparité entre les niveaux d'énergie mesurés par la méthode image et ceux mesurés par la méthode fil chaud qu'avec l'ensemencement en bulles sauf peut-être au centre de la couche de mélange ($y = y_0$) où les spectres coïncident assez bien. Nous observons un décrochage des spectres de la méthode image aux alentours de 15 – 20 Hz. Ce décrochage intervient un peu plus tôt qu'avec l'ensemencement en bulles ce qui peut s'expliquer par la nature plus grossière et diffuse de la fumée

qui rend la mesure aux petites échelles plus difficile. Comme avec l'ensemencement HFSB, nous relevons une fréquence de coupure vers 50 Hz à partir de laquelle la méthode image ne mesure que du bruit. Hormis pour la composante E_{uu} à la hauteur $y = y_0 + \frac{3}{4}\delta_\omega$, les spectres issus de la corrélation sont moins énergétiques que ceux issus du flot optique, avec un taux de dissipation plus élevé et une fréquence de coupure légèrement plus basse. Ceci tend à confirmer que le flot optique permet une meilleure estimation que la corrélation sur les images de fumée, ce qui avait déjà été observé sur les tensions de Reynolds. Avec le fil chaud, nous trouvons un nombre de Strouhal de 0.034 ± 0.03 , avec la méthode image 0.032 ± 0.02 ce qui est assez proche de la valeur 0.33 connue dans la littérature.

Que ce soit avec l'ensemencement en fumée ou avec les bulles, nous ne décelons là encore pas de différence significative entre les modèles sous incertitudes de position et le modèle classique de conservation de la luminance.

3.2.5 Examen local et instantané de l'effet des modèles d'observation sous incertitude de position

Nous tentons ici d'identifier l'apport de la modélisation sous incertitude de position développée au **chapitre 2**. En effet, nous avons constaté plus haut que les différents modèles d'observation de flot optique introduits aboutissaient à des mesures statistiques similaires sans différences significatives. Dans cette sous-section nous cherchons donc à voir si nous observons des différences plus significatives sur des mesures instantanées.

La figure 3.23 présente 3 cartes de ce que nous appellerons « Endpoint Difference » (par analogie avec l'Endpoint Error utilisée au **chapitre 2**) et que nous définissons comme la norme de la différence entre un vecteur calculé avec le modèle classique de conservation de la luminance et un vecteur calculé avec un des modèles sous incertitude de position (cf. équation (3.15)).

$$ED = \|\mathbf{u}_{\text{classique}} - \mathbf{u}_{\text{stochastique}}\|. \quad (3.15)$$

La carte du haut représente l'Endpoint Difference entre un champ instantané calculé avec le modèle classique et celui calculé avec le modèle isotrope, la carte du milieu représente l'endpoint difference entre un champ instantané calculé avec le modèle classique et celui calculé avec le modèle anisotrope et la carte du bas représente l'endpoint difference entre un champ instantané calculé avec le modèle classique et celui calculé avec le modèle StSp. Ces représentations permettent d'identifier les zones où les modèles d'observation introduits au **chapitre 2** apportent des estimations de vitesse différentes du modèle de conservation de luminance. La zone scrutée encadre la couche de mélange ($|y/\delta_\omega| \leq 1.5$ où $\delta_\omega = \delta_\omega(1795 \text{ mm})$). Il apparaît assez nettement que c'est le modèle diagonal anisotrope qui engendre le plus de différence dans l'estimation, vient ensuite le modèle isotrope puis le modèle StSp. Nous pouvons

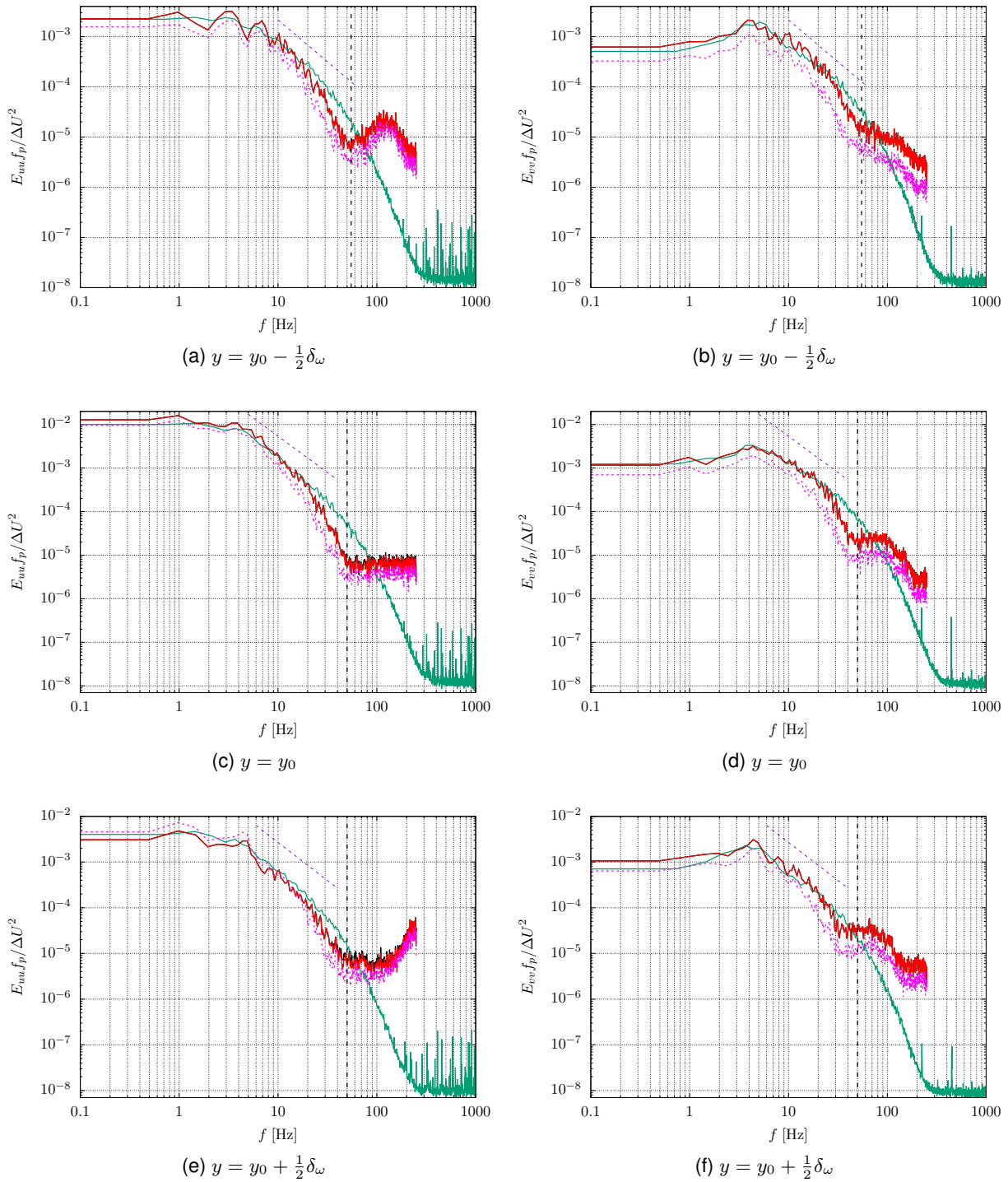


FIGURE 3.20 – Densités spectrales de puissance des fluctuations de u ((a),(c),(e)) et v ((b),(d),(f)) mesurées à la station $x \simeq 1795$ mm en trois hauteurs $y = y_0 - \frac{1}{2}\delta_\omega$, $y = y_0$ et $y = y_0 + \frac{1}{2}\delta_\omega$ où $y_0 = y_0(x = 1795$ mm) et $\delta_\omega = \delta_\omega(x = 1795$ mm). $f_p = 5.13$ Hz. Ces densités spectrales correspondent à un ensemencement HFSB.

(—) Modèle classique; (---) Modèle isotrope; (—) Modèle anisotrope; (---) Corrélation; (—) Fil chaud; (---) $x^{-\frac{5}{3}}$

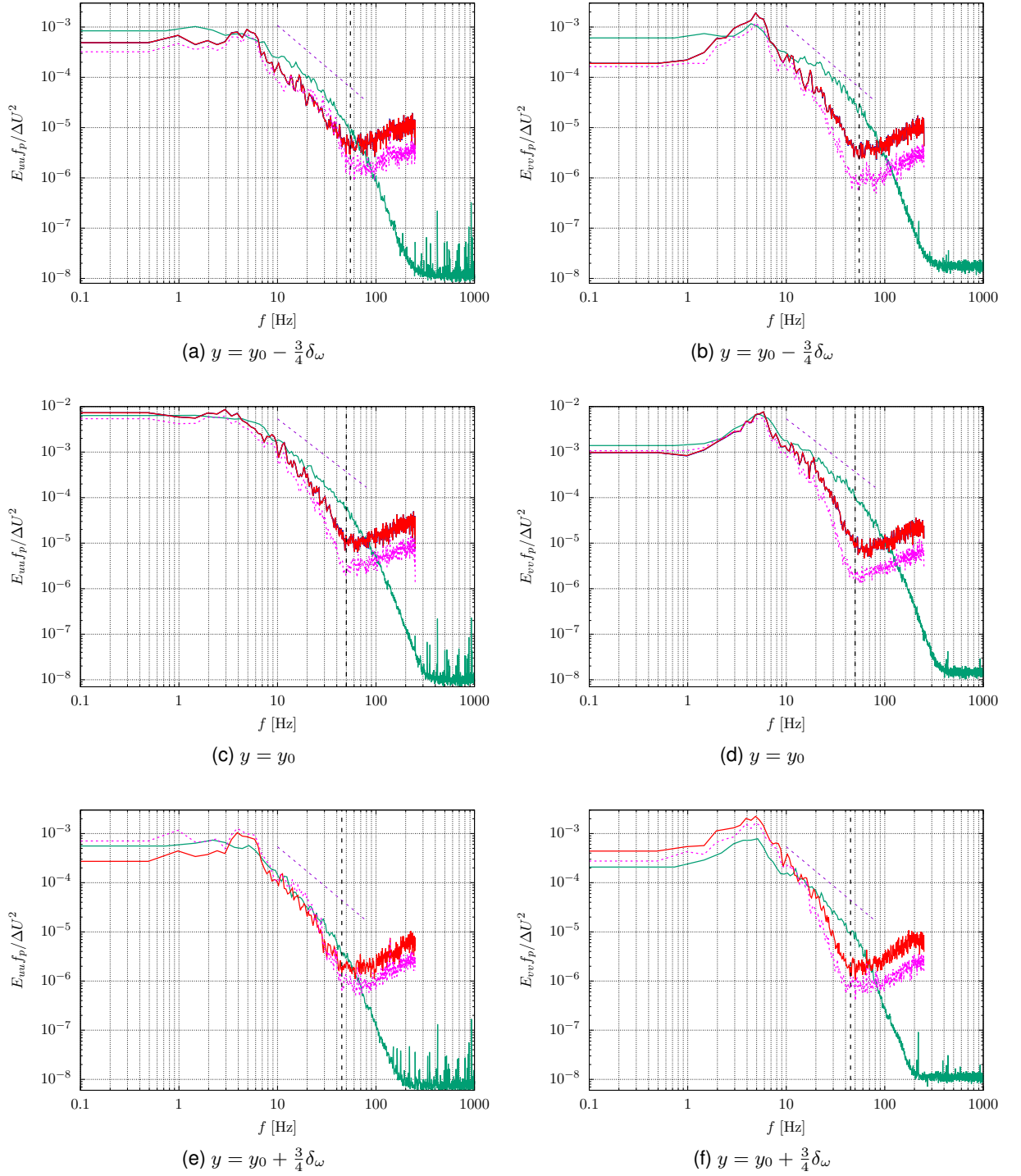


FIGURE 3.21 – Densités spectrales de puissance des fluctuations de u ((a),(c),(f)) et v ((b),(d),(e)) mesurées à la station $x \simeq 1795$ mm en trois hauteurs $y = y_0 - \frac{3}{4}\delta_\omega$, $y = y_0$ et $y = y_0 + \frac{3}{4}\delta_\omega$ où $y_0 = y_0(x = 1795$ mm) et $\delta_\omega = \delta_\omega(x = 1795$ mm). $f_p = 4.39$ Hz. Ces densités spectrales correspondent à un ensemençage en fumée. (–) Modèle classique; (–) Modèle isotrope; (–) Modèle anisotrope; (–) Corrélation; (–) Fil chaud; (–) $x^{-\frac{5}{3}}$

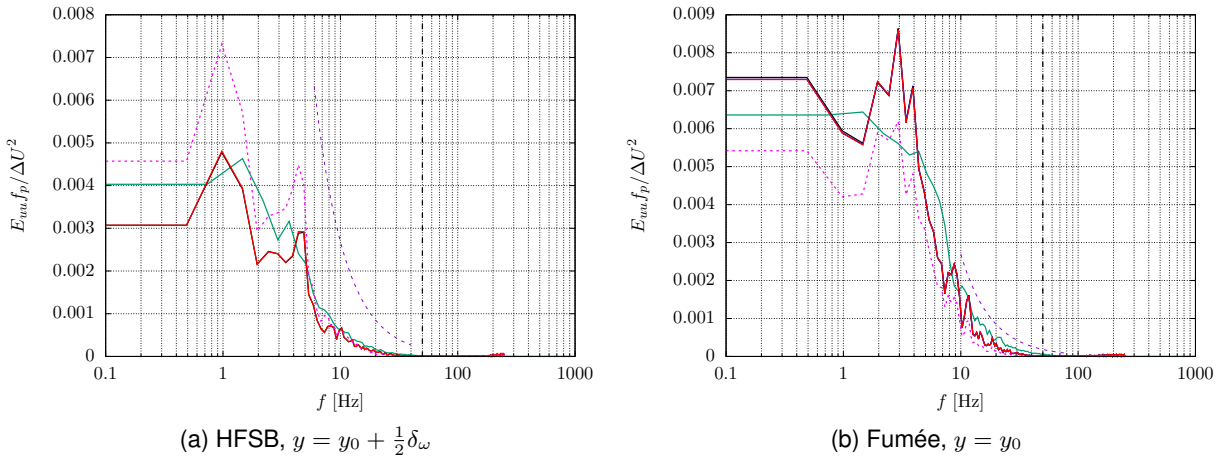


FIGURE 3.22 – Densités spectrales de puissance des fluctuations de u mesurées à la station $x \simeq 1795$ mm, représentation semi-logarithmique.

(–) Modèle classique ; (–) Modèle isotrope ; (–) Modèle anisotrope ; (–) Corrélation ; (–) Fil chaud ; (–) $x^{-\frac{5}{3}}$

identifier une zone ($x/\delta_\omega \simeq 15.5 - 15.6$, $y/\delta_\omega \simeq 0.3 - 0.4$) où les modèles diagonaux isotrope et anisotrope se démarquent nettement du modèle de conservation de luminance.

La figure 3.24 présente trois cartographies instantanées de la matrice de diffusion, $\alpha(x)$, estimée pour le modèle d'incertitude anisotrope diagonal. Les trois cartographies présentées correspondent au même instant mais l'intervalle entre les couples d'images diffère. Si t est l'instant représenté, l'image du haut est évaluée à partir du couple $(I_{t-\frac{1}{2}\Delta t}, I_{t+\frac{1}{2}\Delta t})$ (où $\Delta t = 0.002$ s), l'image du centre à partir du couple $(I_{t-\frac{3}{2}\Delta t}, I_{t+\frac{3}{2}\Delta t})$ et l'image du bas à partir du couple $(I_{t-\frac{5}{2}\Delta t}, I_{t+\frac{5}{2}\Delta t})$. Premièrement nous pouvons remarquer que le tenseur α a une distribution inhomogène. Deuxièmement plus le pas de temps entre les images augmente plus « l'incertitude » semble augmenter en certains endroits proches de la zone de mélange ($|y/\delta_\omega| \leq 1$). Ceci peut se comprendre dans le sens où plus l'intervalle de temps est grand, plus il y aura eu de mélange entre les deux clichés ce qui peut se traduire par une diffusion (modélisée par α) plus élevée. Troisièmement le niveau d'incertitude semble globalement plus faible dans les zones d'écoulement uniforme avec un niveau légèrement plus élevé dans la zone de vitesse basse (zone supérieure). En effet si nous regardons de près le traceur sur les images (voir figure 3.10(b)), la fumée est plus étalée dans la zone rapide alors que dans la zone lente elle est plus nette mais laisse des zones moins bienensemencées générant un niveau global d'incertitude plus élevé.

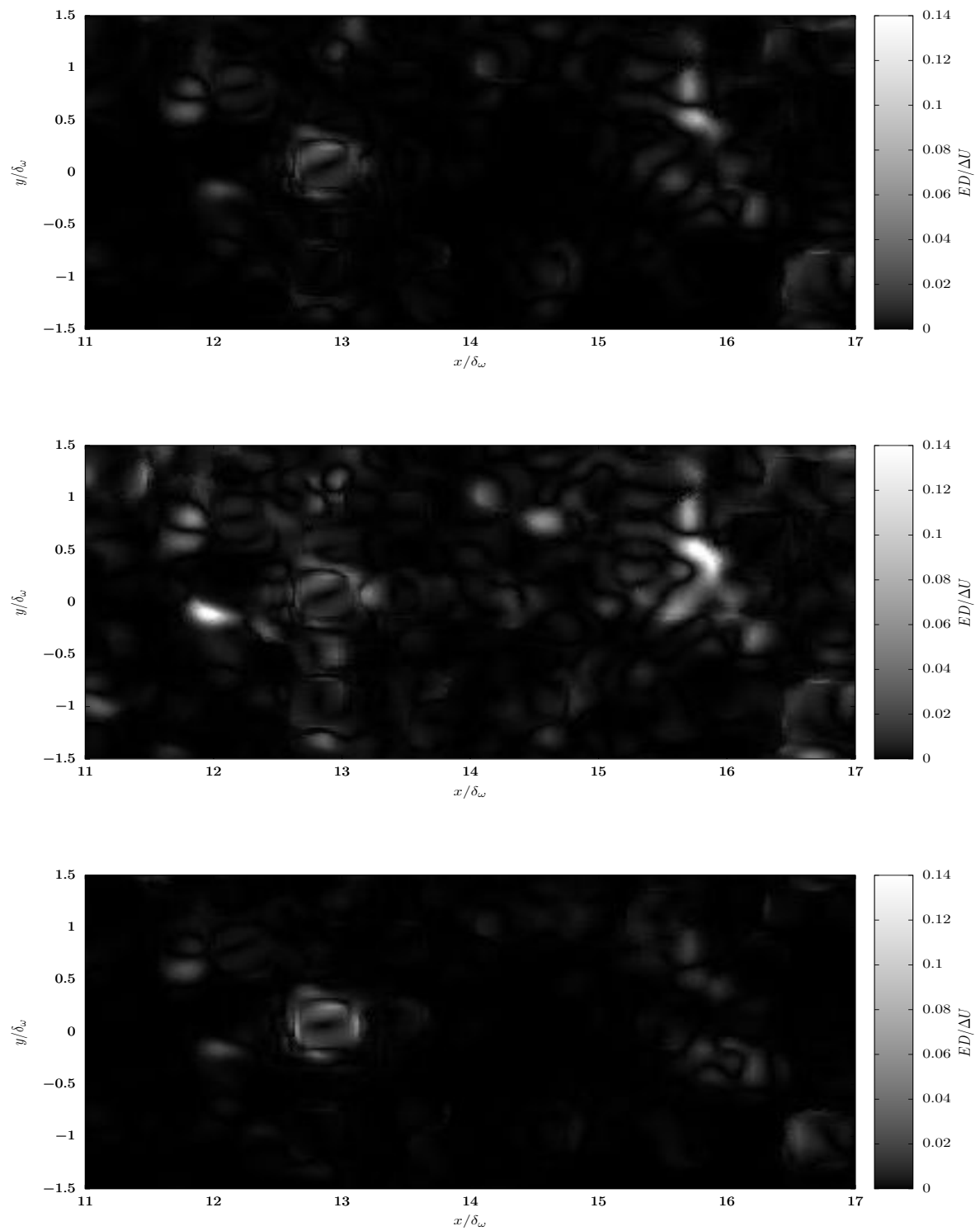


FIGURE 3.23 – Cartes instantanées de « Endpoint Difference » obtenues pour les modèles diagonal isotrope (haut), diagonal anisotrope (milieu) et StSp (bas) pour un même couple d'images de fumée. L'Endpoint Difference est adimensionnée par ΔU .

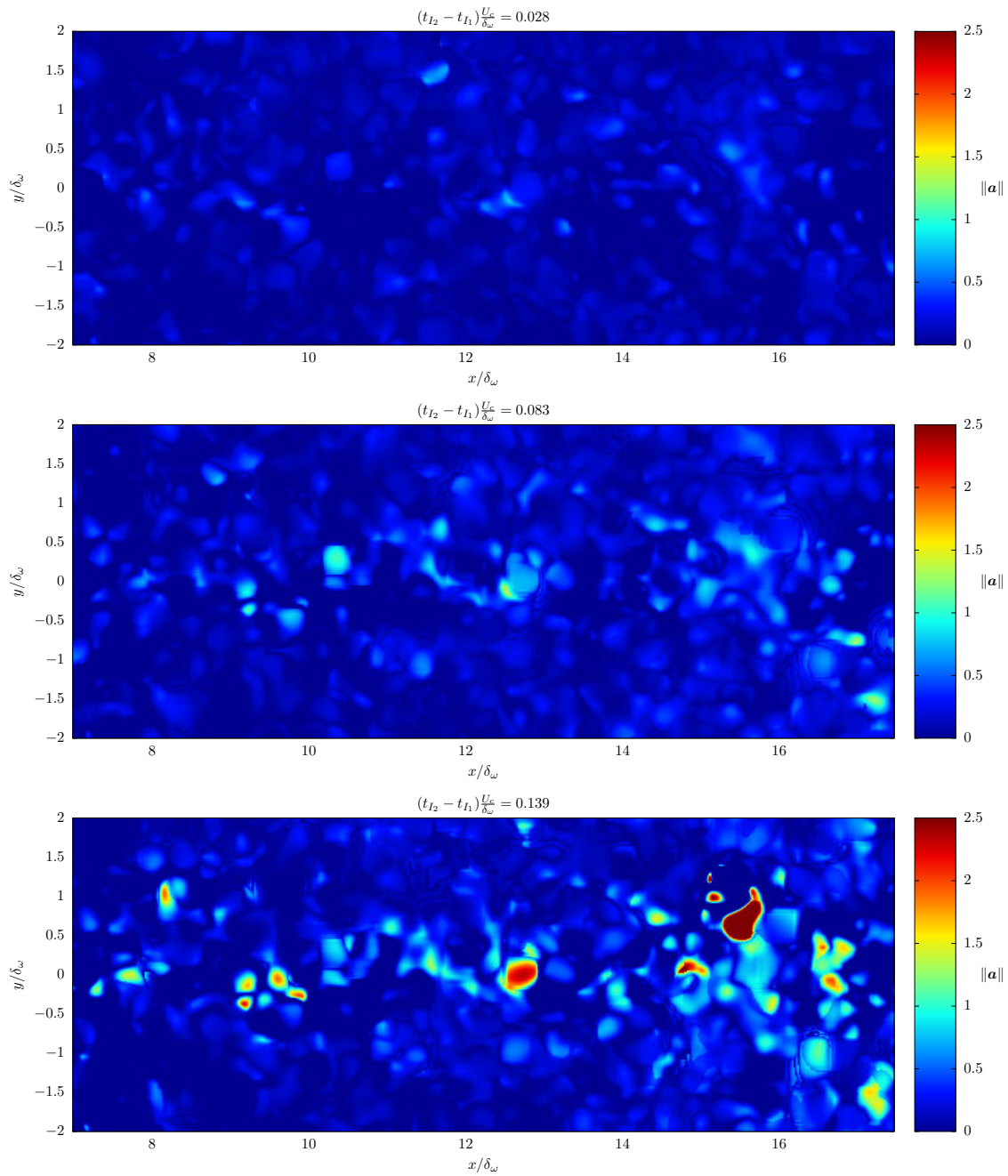


FIGURE 3.24 – Cartographies instantanées de la matrice de diffusion, α , pour 3 intervalles de temps différents.

3.3 Synthèse de la campagne de validation sur l'écoulement de couche de mélange

Les rampes d'ensemencement du système LaVision donnent naissance à un écoulement différent de la couche de mélange attendue. Ceci est essentiellement dû au soufflage généré par le système pour l'expulsion des bulles. Nous pouvons en particulier souligner que dans ce cas, l'axe de la nouvelle couche de mélange s'oriente vers la zone de vitesse haute contrairement à une couche de mélange idéale. Dans une optique de validation, les résultats obtenus avec la méthode image HFSB sont donc difficilement comparables avec ceux de la littérature connus pour la couche de mélange isotherme de paramètre de cisaillement $\lambda = 0.2$, cependant nous obtenons une bonne adéquation entre la mesure basée image et les mesures fil chaud. Avec le flot optique nous arrivons à estimer l'écoulement moyen, les tensions de Reynolds et le nombre de Strouhal de manière satisfaisante. La corrélation est en revanche un peu moins performante. Ceci indique que la méthode image grand champ est apte à mesurer la vitesse avec un traceur bulle.

Les rampes d'ensemencement pour introduire la fumée dans l'écoulement ne le perturbe que très peu. Globalement les principales caractéristiques de la couche de mélange ont pu être retrouvées avec la méthode grand champ et les résultats obtenus sont souvent en accord avec ceux issus de la littérature et sont aussi validés par la mesure fil chaud. Ceci est un résultat assez inédit car peu de travaux utilisant la fumée comme traceur ont été réalisés dans la littérature. Nous pouvons souligner aussi la supériorité des méthodes de flot optique Lucas-Kanade sur la corrélation pour estimer la vitesse.

En ce qui concerne les modèles d'observation sous incertitude de position, les différences observées sur les statistiques d'ordre 1 et 2 ne sont pas vraiment significatives ni avec la fumée ni avec les bulles. Pour les bulles c'était plus ou moins attendu étant donné que nous n'avions pas observé de grosse amélioration sur les images synthétiques de particules. En revanche c'est plus surprenant sur les images de fumée car les modèles d'incertitude avaient apporté une amélioration significative sur les images synthétiques de scalaire. Cependant nous arrivons à observer des différences localement sur des champs instantanés estimés par les différents modèles mais il est difficile de savoir quelle est la meilleure estimation. Pour trancher il serait intéressant de transporter les particules comme proposé par KHALID et al., (2019) et de voir quel modèle permet de mieux suivre une particule d'une image à l'autre. Enfin la prise en compte de pas de temps plus grands entre les images semble amplifier les effets des modèles d'incertitude et nous inviterait à répéter l'analyse statistique avec des pas de temps plus lâches, chose que nous n'avons pas eu le temps de faire.

3.4 Sillage de cylindre

3.4.1 Présentation de l'écoulement et des paramètres expérimentaux

Le sillage de cylindre est un autre écoulement canonique qui permet d'appréhender le comportement des fluides lorsqu'ils rencontrent des obstacles. Concrètement cela consiste à étudier la perturbation induite par un cylindre placé dans un écoulement uniforme perpendiculaire à son axe. Au nombre de Reynolds 3900, le régime de l'écoulement est transitoire subcritique. C'est un nombre de Reynolds qui permet de modéliser des situations courantes en flux d'air intérieurs comme par exemple la présence d'un opérateur sur la route du flux d'aspiration d'une sorbonne ou encore le bras d'un opérateur dans un courant d'air ultra-propre. Son accessibilité expérimentale et numérique en font l'un des nombres de Reynolds les plus référencés dans la littérature (CHANDRAMOULI et al., 2018 ; PARNAUDEAU et al., 2008). L'écoulement peut être découpé en plusieurs régions. Tout de suite en aval du cylindre, se trouve de part et d'autre des couches cisailées (gradient vertical de la vitesse longitudinale) qui créent chacune une instabilité de Kelvin-Helmoltz (cf. couche de mélange). Ces instabilités engendrent d'abord une zone de recirculation dans le champ proche constituée de deux tourbillons symétriques circulant en sens opposé. Les tourbillons qui se forment dans la zone de recirculation sont ensuite advectés longitudinalement, on parle de lâcher tourbillonnaire, et forment l'allée de von Kármán.

Pour notre campagne de mesures, nous avons utilisé un cylindre de diamètre $D = 32$ mm

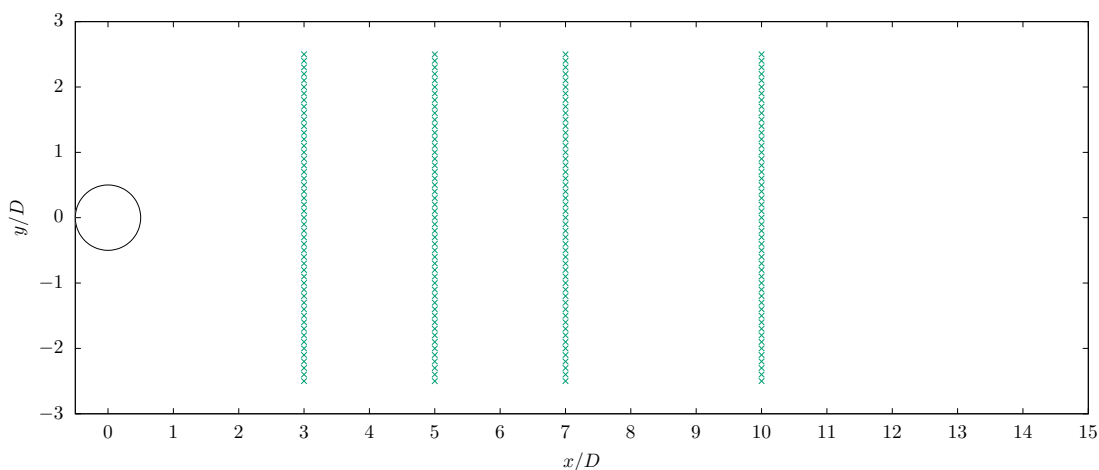


FIGURE 3.25 – Positions des profils de vitesse mesurée par la sonde fil chaud croisée.

et de longueur $L = 960$ mm ce qui donne un rapport d'aspect $L/D = 30$. Nous avons placé ce cylindre dans la demi-veine supérieure de la soufflerie du Hall Aérouique Basses Vitesses d'Irstea-Rennes. De cette manière le flux incident est uniforme avec un faible taux de turbulence et nous évitons les turbulences parasites créées par le sillage et la couche limite de la

plaque séparatrice. Pour atteindre un nombre de Reynolds $Re = 3900$ et en considérant une viscosité cinématique de l'air $\nu = 1,57 \times 10^{-5} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$ à 300 K nous avons ajusté la vitesse de la soufflerie à $U_\infty = 1.91 \text{ m.s}^{-1}$ pour les deux veines. Avec l'anémomètre à fil chaud (sonde croisée), nous avons réalisé 4 profils verticaux pour $x/D = 3, 5, 7$ et 10. Pour chaque profil $y/D \in [-2.5; 2.5]$ avec un pas $\Delta y/D = 0.1$ (voir figure 3.25). La fréquence d'acquisition reste de 6 kHz avec une fréquence de coupure à 3 kHz. Nous avons choisi une période d'acquisition $T = 34 \text{ s}$, ce qui correspond à 204800 échantillons, en nous basant sur la mesure réalisée par PARNAUDEAU et al., (2008).

Présentation des images analysées : Pour cette expérience nous avons rapproché la caméra à une distance $z = 1435 \text{ mm}$ du plan de mesure défini par la nappe de lumière. Les images traitées ont été enregistrées avec la même caméra Phantom à une fréquence de 500 Hz et le rapprochement de la caméra a permis d'abaisser le temps d'exposition à 1 ms au lieu de 1.5 ms pour la couche de mélange. Comme pour la couche de mélange, la rampe à LEDs a aussi été utilisée en mode continu. Sur les images affichées en figure 3.26 le grandissement est de $1.21 \text{ pixel.mm}^{-1}$. En utilisant la formule (1.11) nous pouvons estimer l'échelle de longueur de Kolmogorov :

$$\eta \simeq \frac{D}{Re^{3/4}} \simeq 65 \text{ }\mu\text{m}. \quad (3.16)$$

Nous avons donc une échelle d'observation au moins 12 fois supérieure ($1/(1.21 \times 0.065) \simeq 12.7$) à l'échelle de Kolmogorov, sachant qu'il faut aussi prendre en compte, pour les images de bulles, la taille des particules ($1 \text{ pixel} \leq d_{particule} \leq 5 \text{ pixel}$), leur faible densité (de l'ordre de 0.009 ppp) ou encore, pour les images de fumée, la taille et distribution spatiale des « paquets » de fumée.

Paramètres des algorithmes utilisés : Nous renseignons dans le tableau 3.5 les paramètres des algorithmes d'estimation de mouvement utilisés. Comme pour la couche de mélange nous nous sommes arrangés pour prendre des tailles de fenêtre à peu près équivalentes entre le flot optique et la corrélation. Nous rappelons que L , l'échelle spatiale de filtrage d'une fenêtre Gaussienne de variance σ_l peut être évaluée par la relation suivante :

$$L = \sqrt{4\pi} \times \sigma_l. \quad (3.17)$$

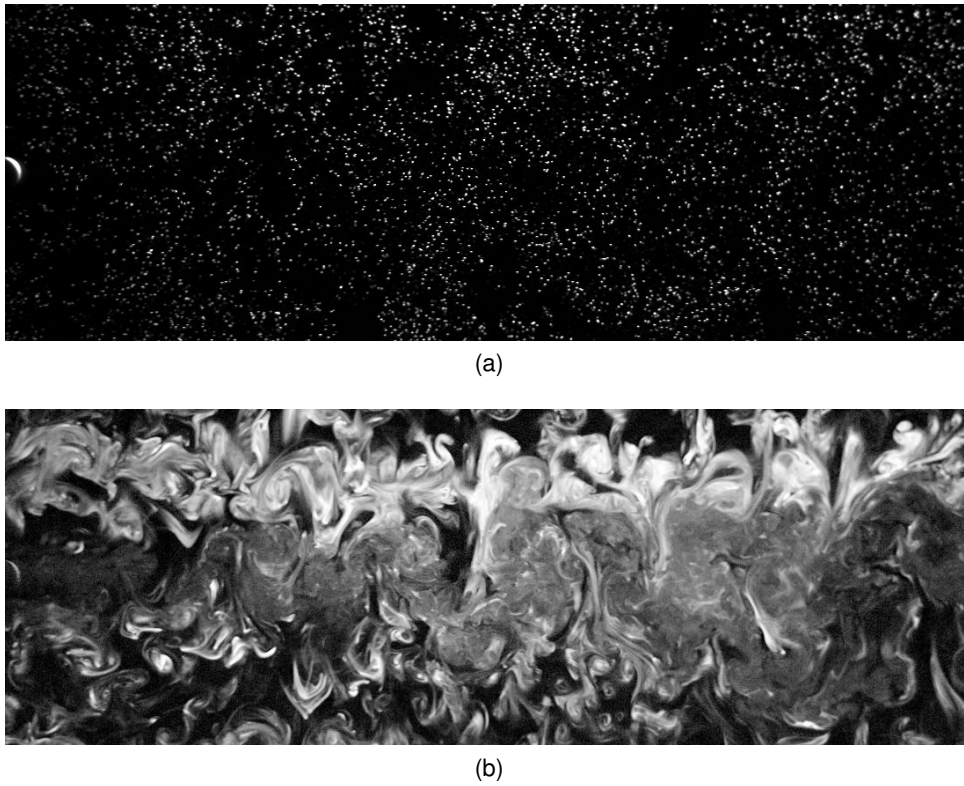


FIGURE 3.26 – Images retravaillées issues des séquences analysées avec le traceur HFSB (a) et avec le traceur fumée (b) dans le sillage du cylindre.

Ensemencement	Flot optique	Corrélation
HFSB	$\sigma_{l_{max}} = 36$ [pixel]	128×128 pixel ² avec 50% de chevauchement
	$\sigma_{l_{min}} = 4.5$ [pixel]	16×16 pixel ² avec 75% de chevauchement
Fumée	$\sigma_{l_{max}} = 36$ [pixel]	128×128 pixel ² avec 50% de chevauchement
	$\sigma_{l_{min}} = 4.5$ [pixel]	32×32 pixel ² avec 75% de chevauchement

TABLE 3.5 – Tailles des fenêtres d'interrogation des algorithmes d'estimation de mouvement utilisés.

3.4.2 Etude de la convergence des données

Pour réaliser une analyse statistique de l'écoulement qui soit pertinente et comparable, il est nécessaire de s'assurer de la bonne convergence des grandeurs mesurées. La mémoire de la caméra étant limitée à 4117 images, nous avons analysé deux séquences de 8234 images (une séquence HFSB, une séquence fumée) constituées chacune de deux lots de 4117 images. Nous avons donc pu calculer 8232 champs de vitesse instantanée pour chaque séquence. Sur la figure 3.27 nous avons tracé l'évolution des composantes des tensions de Reynolds $\frac{\sqrt{u'^2}}{U_\infty}$, $\frac{\sqrt{v'^2}}{U_\infty}$ et $\frac{\sqrt{|u'v'|}}{U_\infty}$, en fonction du nombre d'échantillons pris en compte dans leur calcul. Les tensions de Reynolds affichées ont été calculées avec l'algorithme de flot optique (modèle stochastique diagonal anisotrope) sur la séquence d'images de bulles mais les tendances de convergence sont similaires pour les autres modèles d'observation, pour la corrélation et sur les images de fumée. Pour chaque composante nous avons choisi d'étudier la convergence aux endroits de plus forte intensité turbulente, soit les positions $(x/D = 2.48, y/D = 0.46)$ pour $\frac{\sqrt{u'^2}}{U_\infty}$, $(x/D = 3.53, y/D = 0)$ pour $\frac{\sqrt{v'^2}}{U_\infty}$ et $(x/D = 3.09, y/D = -0.51)$ pour $\frac{\sqrt{|u'v'|}}{U_\infty}$. Nous avons ajouté un axe des abscisses supplémentaire proposant une échelle en nombre de lâchers tourbillonnaires. Cette échelle suppose de connaître la fréquence des lâchers tourbillonnaires qui est d'environ 11 Hz comme nous le verrons plus tard via l'analyse spectrale, elle permet d'évaluer le nombre effectif d'échantillons indépendants pris en compte dans les statistiques, nombre nécessaire si l'on souhaite évaluer l'incertitude de mesure. Comme nous pouvons le voir, les composantes $\frac{\sqrt{u'^2}}{U_\infty}$ et $\frac{\sqrt{|u'v'|}}{U_\infty}$ présentent une bonne convergence relativement stable et le changement de lot n'affecte pas tellement cette convergence. En revanche nous pouvons remarquer que la composante $\frac{\sqrt{v'^2}}{U_\infty}$ présente une convergence qui ne semble pas complètement stabilisée et qui a tendance à augmenter légèrement. Il est difficile de trouver une explication à cela, d'autant que les autres composantes sont bien convergées, peut-être que la prise en compte d'un lot supplémentaire eût été préférable mais cela aurait représenté un coût de calcul supplémentaire et nous considérerons le nombre de 8232 réalisations suffisant pour la suite. A titre de comparaison, il est indiqué dans l'article de PARNAUDEAU et al., (2008) que la prise en compte de 120 lâchers tourbillonnaires permet une convergence acceptable menant à une incertitude d'environ $\pm 6\%$ sur l'estimation de la longueur de recirculation L_r .

3.4.3 Analyse des vitesses moyennes de l'écoulement

La figure 3.28 montre les profils verticaux de la vitesse moyenne mesurée aux positions $x/D = 3$, $x/D = 5$, $x/D = 7$ et $x/D = 10$ avec l'ensemencement HFSB. La figure 3.29 montre les profils verticaux de la vitesse moyenne mesurée aux positions $x/D = 3$, $x/D = 5$, $x/D = 7$ et $x/D = 10$ avec l'ensemencement en fumée. Comme attendu nous observons un profil de vitesse longitudinale \bar{U} en forme de V i.e. avec un déficit de vitesse au niveau de la

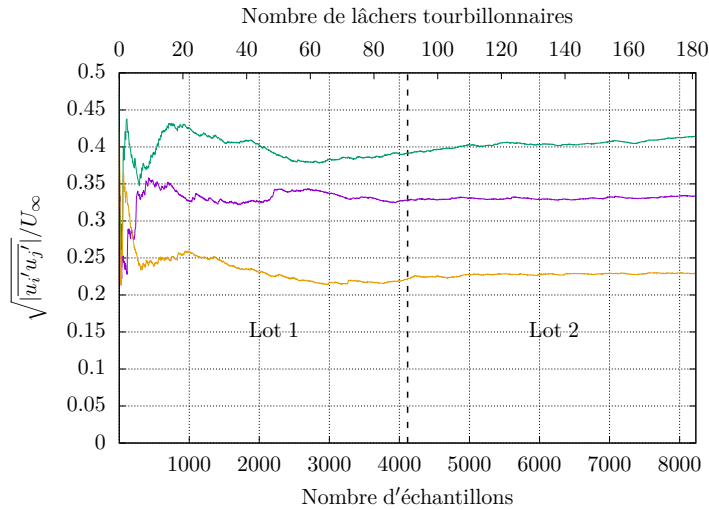


FIGURE 3.27 – Etude de la convergence statistique à travers l'évolution des tensions de Reynolds, prises pour chaque composante aux points de plus forte intensité turbulente, en fonction du nombre d'échantillons considérés dans leur calcul, pour un ensemencement HFSB.

(-) $\frac{\sqrt{u'^2}}{U_\infty}$ ($x/D = 2.48, y/D = 0.46$); (-) $\frac{\sqrt{v'^2}}{U_\infty}$ ($x/D = 3.53, y/D = 0$); (-) $\frac{\sqrt{|u'v'|}}{U_\infty}$ ($x/D = 3.09, y/D = -0.51$)

ligne centrale du sillage ($y/D = 0$) qui s'atténue à mesure que l'on s'éloigne du cylindre. Nous remarquons tout de suite, à la station $x/D = 3$, que le déficit mesuré par la méthode image est bien plus important que celui mesuré par le fil chaud. Comme nous le verrons un peu plus bas, c'est probablement la mesure fil chaud qui sous-estime ce déficit de vitesse à cause des angles élevés que prend la vitesse à cet endroit. Cet écart est par ailleurs beaucoup plus marqué avec l'ensemencement HFSB (figure 3.28, $x/D = 3$) qu'avec l'ensemencement en fumée (figure 3.29, $x/D = 3$). Cela est sans doute dû au soufflage des rampes HFSB qui modifie l'écoulement et le nombre de Reynolds. Néanmoins, l'écart de déficit entre la mesure image et fil chaud a tendance à se réduire en s'éloignant du cylindre. Par ailleurs, nous constatons dans les zones de vitesse uniforme ($|y/D| \geq 1$) qu'il subsiste systématiquement un écart résiduel entre la mesure fil chaud et la mesure image. Ici la vitesse longitudinale \bar{U} mesurée par la méthode image est environ 5% inférieure à la vitesse mesurée par la méthode fil chaud. Nous rappelons que nous avons identifié un écart du même ordre (et dans le même sens) lors de l'étude de la couche de mélange. Il est difficile d'expliquer l'origine de cet écart. Il peut provenir d'une dérive de la sonde fil chaud, d'une mauvaise correction en température ou d'un défaut de la soufflerie d'étalonnage. Cela peut venir aussi du fait que ces deux mesures n'ont pas été réalisées au même moment. Autre cause envisageable : les mesures fil chaud ont été réalisées en présence des rampes d'ensemencement mais sans traceur pour éviter l'apparition de pics intempestifs en cas d'impact sur la sonde (NEAL et al., 2015). Il est possible que la présence des traceurs (bulles ou fumée) introduits pour la mesure image modifie légèrement l'écoule-

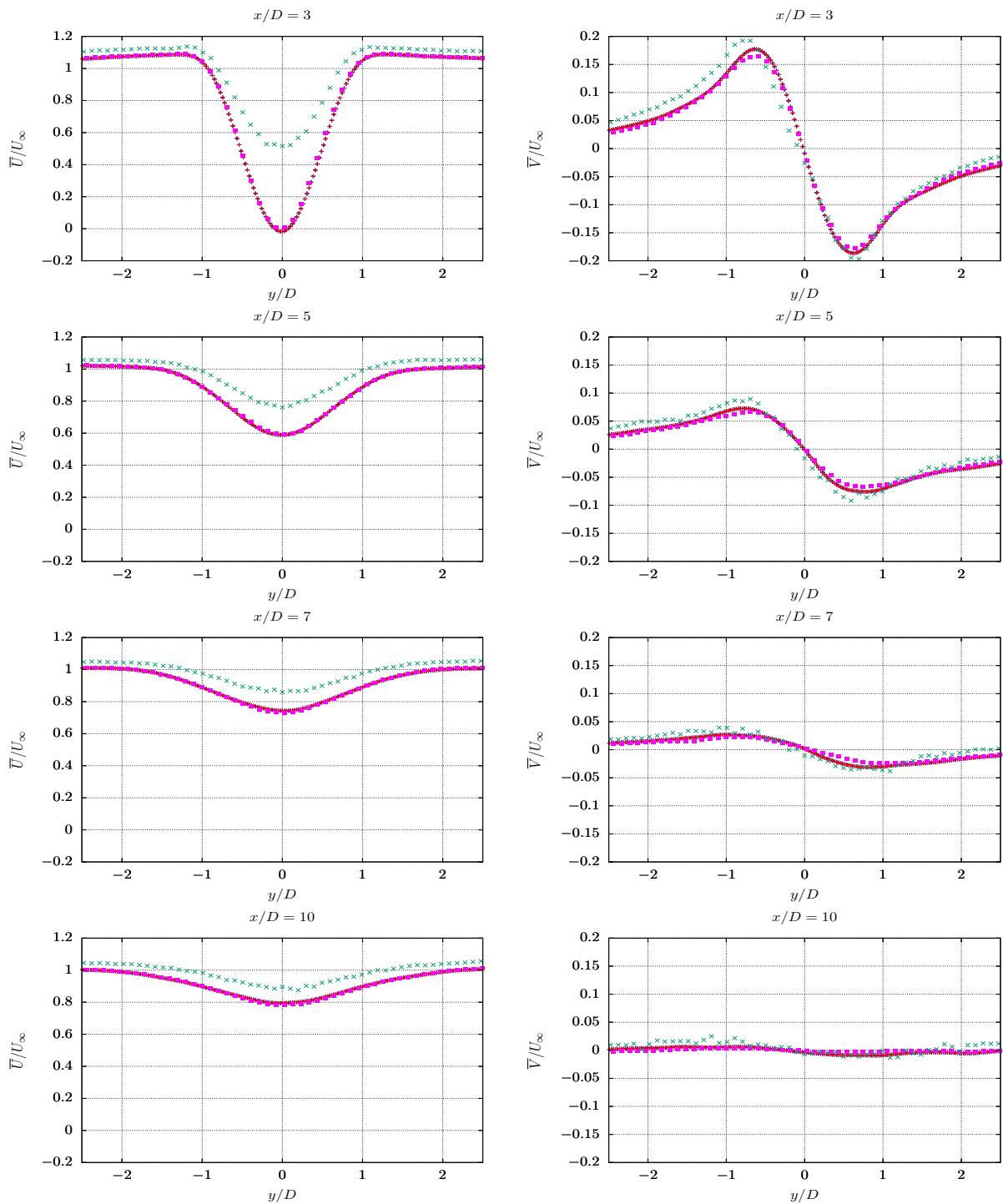


FIGURE 3.28 – Profils verticaux des composantes de vitesse moyenne \bar{U} (a)(c) et \bar{V} (b)(d) pour l'ensemencement en bulles.

(+) Modèle classique ; (+) Modèle isotrope ; (+) Modèle anisotrope ; (■) Corrélation ; (×) Fil chaud

ment même s'ils sont censés être passifs. Il pourrait aussi s'agir d'une erreur de calibration ou de correction de distorsion dans les images. La composante verticale \bar{V} possède quant à elle un profil asymétrique dû aux sens de recirculation opposés générés par les couches cisillées haute et basse. A mesure que l'on s'éloigne de la zone de recirculation l'asymétrie s'estompe et la vitesse verticale tend vers zéro en moyenne. Contrairement à la composante \bar{U} , il y a là une assez bonne adéquation entre la mesure fil chaud et la mesure image et ce pour les deux types d'ensemencement. Sur la vitesse moyenne nous ne constatons par de différence significative entre le flot optique et la corrélation.

La figure 3.30 présente l'évolution de la vitesse longitudinale moyenne \bar{U} et de la tension de Reynolds $\overline{u'^2}$ mesurées le long de la ligne centrale du sillage du cylindre. Cette vitesse est nulle à la base du cylindre ce qui indique que la condition aux limites de non-glissement est respectée. En s'éloignant du cylindre cette vitesse diminue pour atteindre un minimum négatif dans la zone de recirculation. Après ce minimum la vitesse augmente et repasse en positif, pour converger de manière monotone vers la vitesse extérieure U_∞ , son asymptote. A partir de cette courbe il est d'usage de définir la longueur de recirculation L_r comme la distance séparant la base du cylindre ($x/D = 0.5$) et le point de changement de signe de la vitesse moyenne longitudinale \bar{U} . Avec les méthodes de flot optique nous mesurons une longueur de recirculation $L_r = 2.03$, tandis qu'avec la corrélation $L_r = 1.85$. Ce sont des valeurs supérieures à celle renseignées dans PARNAUDEAU et al., (2008) (1.36 pour la DNS) et dans CHANDRAMOULI et al., (2018) (1.50 pour la DNS). Par ailleurs les minima atteints ne sont pas aussi bas que ceux de PARNAUDEAU et al., (2008) qui vont en-dessous de -0.3 . Tout ceci nous amène à penser que nous ne sommes pas exactement au nombre de Reynolds 3900 pour diverses raisons : absence de plaques de bout, rapport d'aspect L/D petit, perturbations par la rampe d'ensemencement. Nous n'affichons pas cette courbe pour la mesure avec l'ensemencement en fumée car juste derrière le cylindre le traceur n'est pas trop présent ou il est très vite mélangé, ce qui le rend très diffus et presque invisible, rendant la mesure difficile.

3.4.4 Analyse des tensions de Reynolds de l'écoulement

Sur la figure 3.31 nous affichons les profils verticaux des tensions de Reynolds à la station $x/D = 3$. Nous analysons dans un premier temps les courbes correspondant à un ensemencement HFBS (colonne de gauche). La composante d'intensité turbulente $\overline{u'^2}/U_\infty^2$ (voir figure 3.31(a)) est nulle au-delà de $|y/D| \geq 2$. Pour $|y/D| \leq 2$ elle augmente jusqu'à une valeur maximale qu'elle atteint pour $|y/D| \simeq 0.5$ puis elle redescend vers un minimum local atteint pour $y/D = 0$. Les profils sont symétriques par rapport à l'axe du cylindre. Si les différentes méthodes donnent des courbes d'allures similaires, nous observons néanmoins des différences significatives en ce qui concerne les valeurs atteintes au niveau des pics et du minimum local. La mesure fil chaud mesure une intensité turbulente au niveau des pics située entre

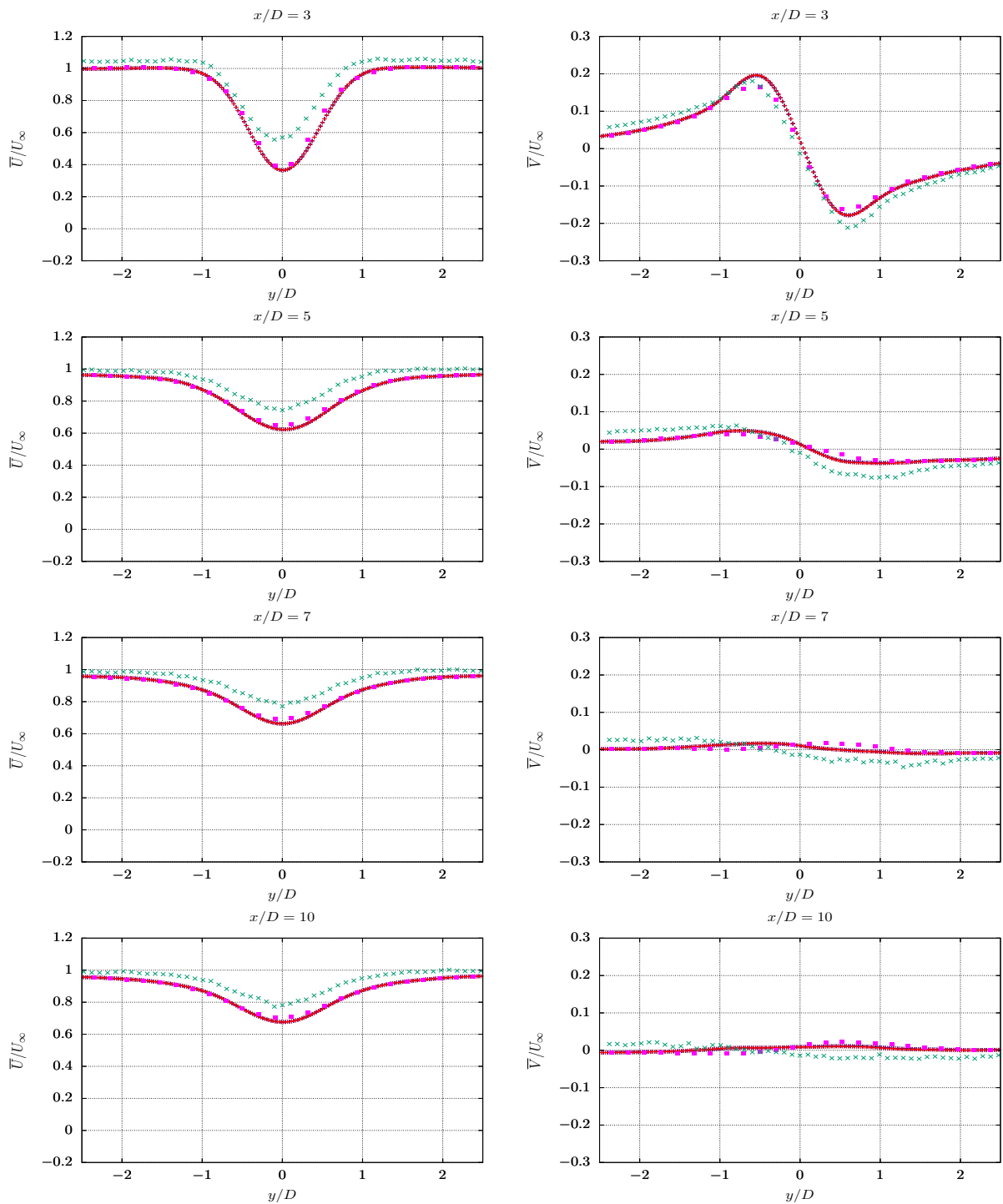


FIGURE 3.29 – Profils verticaux des composantes de vitesse moyenne \bar{U} (a)(c) et \bar{V} (b)(d) pour l'ensemencement en fumée.

(+) Modèle classique ; (+) Modèle isotrope ; (+) Modèle anisotrope ; (■) Corrélation ; (x) Fil chaud

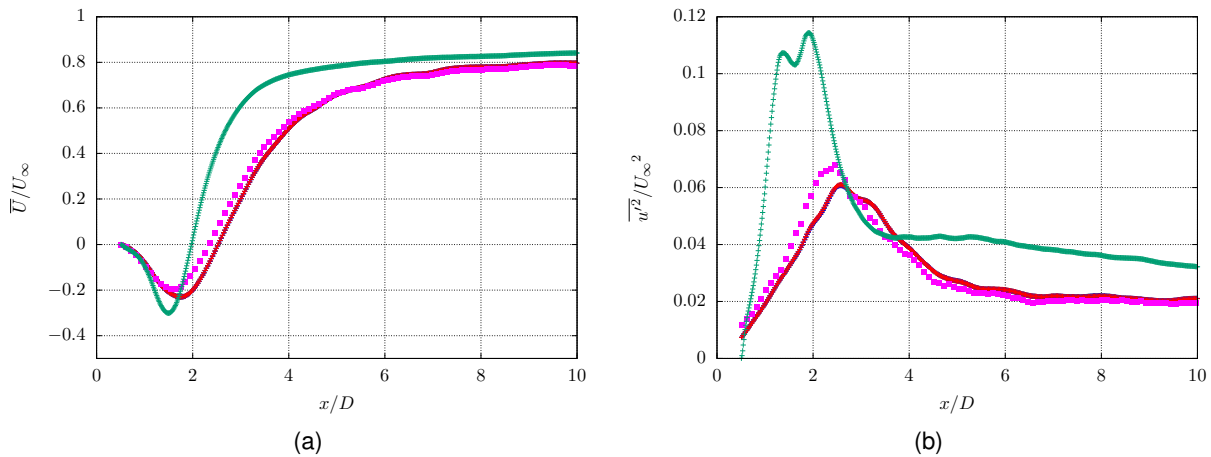


FIGURE 3.30 – Evolution de la vitesse moyenne longitudinale \bar{U} (a) et de la tension de Reynolds $\overline{u'^2}$ (b) le long de la ligne centrale ($y/D = 0$), mesurée avec l'ensemencement HFSB. (+) Modèle classique; (+) Modèle isotrope; (+) Modèle anisotrope; (■) Corrélation; (+) DNS issue de (CHANDRAMOULI et al., 2018)

0.06 et 0.07, la mesure image avec flot optique mesure des pics légèrement inférieurs à 0.1 et la mesure image par corrélation mesure des pics à 0.11. En ce qui concerne le minimum local ($y/D = 0$), le fil chaud mesure une intensité turbulente de 0.035, la mesure flot optique une intensité turbulente de 0.06 et la mesure par corrélation une intensité turbulente de 0.065. Nous notons donc une grande disparité entre d'un côté la mesure fil chaud et de l'autre les mesure basées image (flot optique et corrélation). La composante d'intensité turbulente $\overline{v'^2}/U_\infty^2$ (voir figure 3.31(c)) est elle aussi nulle au-delà de $|y/D| \geq 2$. Pour la mesure image, elle croît pour atteindre un maximum global en $y/D = 0$. Les courbes des différents algorithmes d'estimation de mouvement sont superposées. La mesure fil chaud ne montre pas le même comportement et possède la même allure que sa composante $\overline{u'^2}/U_\infty^2$. L'intensité turbulente mesurée reste très inférieure à celle mesurée par les méthodes images. Nous tenterons plus bas de trouver une explication à cette différence significative. La composante d'intensité turbulente croisée $\overline{u'v'}/U_\infty^2$ (voir figure 3.31(e)) est nulle pour $|y/D| \geq 1.5$. Cette composante a une allure anti-symétrique par rapport à l'axe du cylindre avec un maximum global atteint en $y/D \simeq -0.5$, un changement de signe en $y/D \simeq 0$ et un minimum global en $y/D \simeq 0.5$. Les méthodes image et fil chaud ont toutes la même allure générale. Au niveau des extrema ($|y/D| \simeq 0.5$) nous relevons des écarts entre fil chaud et méthode image. La sonde fil chaud mesure une intensité turbulente inférieure d'environ 0.02 en valeur absolue à l'intensité turbulente mesurée par les méthodes image.

Nous regardons à présent les courbes correspondant à l'ensemencement en fumée (colonne de droite). La composante d'intensité turbulente $\overline{u'^2}/U_\infty^2$ (voir figure 3.31(b)) possède la même

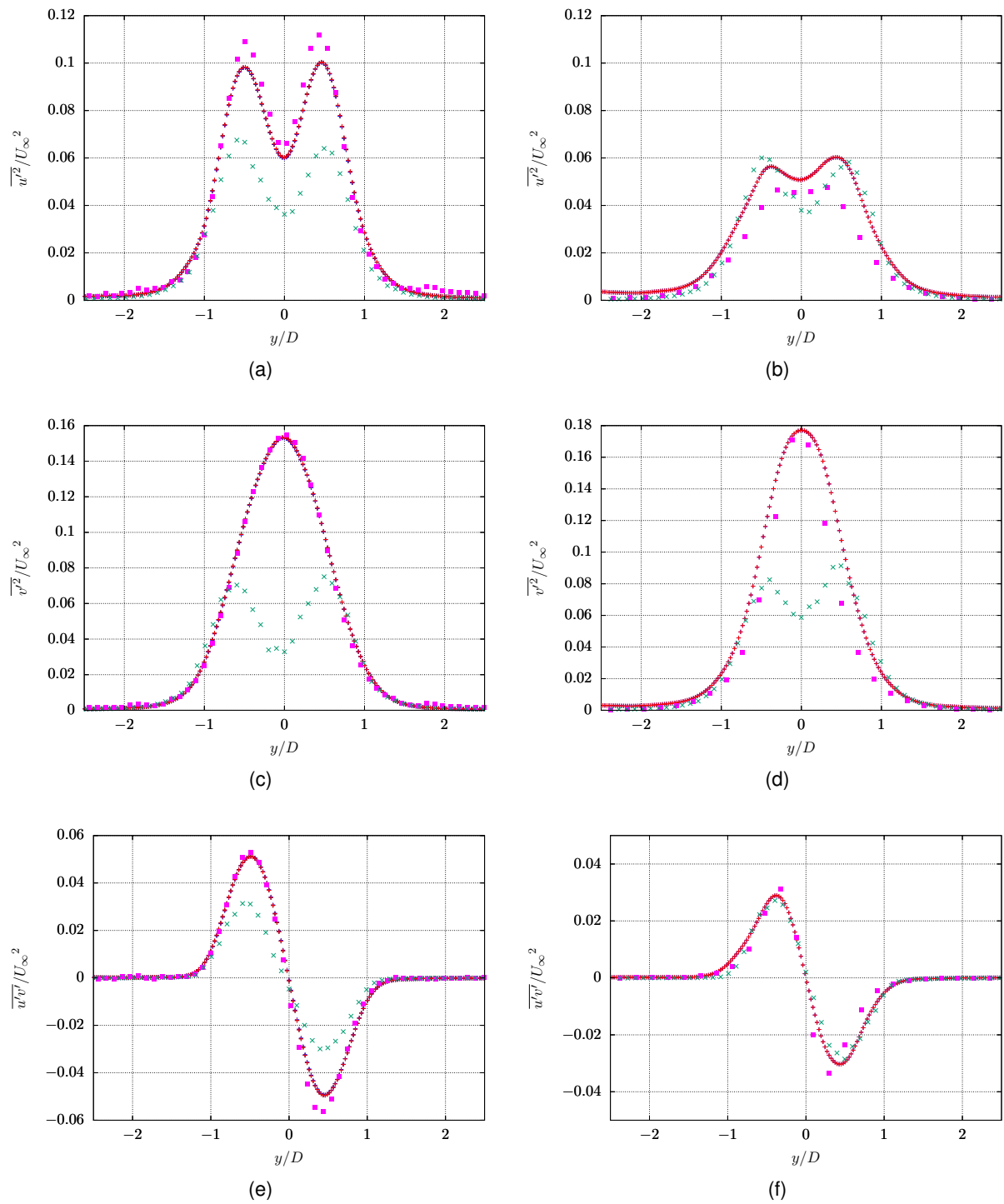


FIGURE 3.31 – Profils verticaux d'intensité turbulente dans le sillage de cylindre à la station $x = 3D$ du centre du cylindre. La colonne de gauche correspond à un ensemencement avec bulles, la colonne de droite correspond à ensemencement avec fumée.

(+) Modèle classique - (+) Modèle isotrope - (+) Modèle anisotrope - (■) Corrélation - (x) Fil chaud

allure symétrique avec deux maxima de part et d'autre de la ligne centrale et un minimum local au centre. Néanmoins les niveaux mesurés sont plus faibles qu'avec HFBS. Le flot optique et la mesure fil chaud sont assez proches mais le flot optique ne mesure pas un différentiel entre les maxima et le minimum local aussi grand que le fil chaud. La corrélation mesure une intensité turbulente plus faible de manière générale et ne mesure pas distinctement les deux pics. Pour la composante d'intensité turbulente $\overline{v'^2}/U_\infty^2$ (voir figure 3.31(d)) les courbes possèdent des allures très similaires à celles obtenues avec les bulles. L'intensité turbulente maximale mesurée avec les méthodes images avoisine 0.18 ce qui est légèrement plus élevé que ce qui a été mesuré avec les bulles (0.16). Nous constatons que la corrélation se situe légèrement en-dessous du flot optique. Nous remarquons le même comportement inattendu de la mesure fil chaud que pour les bulles. La composante croisée $\overline{u'v'}/U_\infty^2$ (voir figure 3.31(f)) montre le même comportement asymétrique que pour la mesure HFBS mais en moins intense. Mesures images et fil chaud s'accordent relativement bien.

Sur la figure 3.32 nous affichons les profils verticaux des tensions de Reynolds à la position $x/D = 5$. Nous analysons dans un premier temps les courbes correspondant à l'ensemencement HFBS (colonne de gauche). La composante d'intensité turbulente $\overline{u'^2}/U_\infty^2$ (voir figure 3.32(a)) possède la même allure qu'à la position $x/D = 3$. Cependant l'intensité mesurée au niveau des pics, entre 0.045 et 0.05 est plus faible qu'à la position $x/D = 3$. Nous remarquons que contrairement à la position $x/D = 3$ les méthodes image et fil chaud sont plutôt proches, avec la méthode flot optique légèrement supérieure aux autres. Notons aussi que la zone d'activité turbulente est plus large et n'atteint 0 qu'au-delà de $|y/D| \geq 2.5$. La composante d'intensité turbulente $\overline{v'^2}/U_\infty^2$ (voir figure 3.32(c)) possède pour les méthodes image la même allure qu'à la position $x/D = 3$, mais elle est un peu plus écrasée i.e. le maximum est plus faible 0.14 et la courbe atteint 0 pour $|y/D| \geq 2$. Hormis en $y/D = 0$ la corrélation et les flots optique sont superposés. Concernant la mesure fil chaud, nous observons une courbe totalement différente de celle obtenue à la position $x/D = 3$. Ici la mesure fil chaud se superpose bien aux mesures image jusqu'à $|y/D| \geq 0.5$ puis elle décroche pour $|y/D| \leq 5$ et stagne autour de 0.11. La différence entre méthode image et méthode fil chaud semble s'atténuer à mesure que nous nous éloignons du cylindre. Les profils de la composante d'intensité turbulente croisée $\overline{u'v'}/U_\infty^2$ (voir figure 3.32(e)) possèdent les mêmes allures qu'à la position $x/D = 3$ mais en plus étalés. La mesure fil chaud conserve une amplitude inférieure aux méthodes images même si l'écart se réduit.

Nous analysons maintenant les courbes correspondant à l'ensemencement en fumée (colonne de droite). La composante d'intensité turbulente $\overline{u'^2}/U_\infty^2$ (voir figure 3.32(b)) possède la même allure qu'à la position $x/D = 3$. Cependant la sonde fil chaud mesure une intensité turbulente supérieure à la mesure image alors que pour l'ensemencement HFBS, mesures image et fil chaud étaient très proches. Ici encore le flot optique permet de mesurer une intensité turbulente

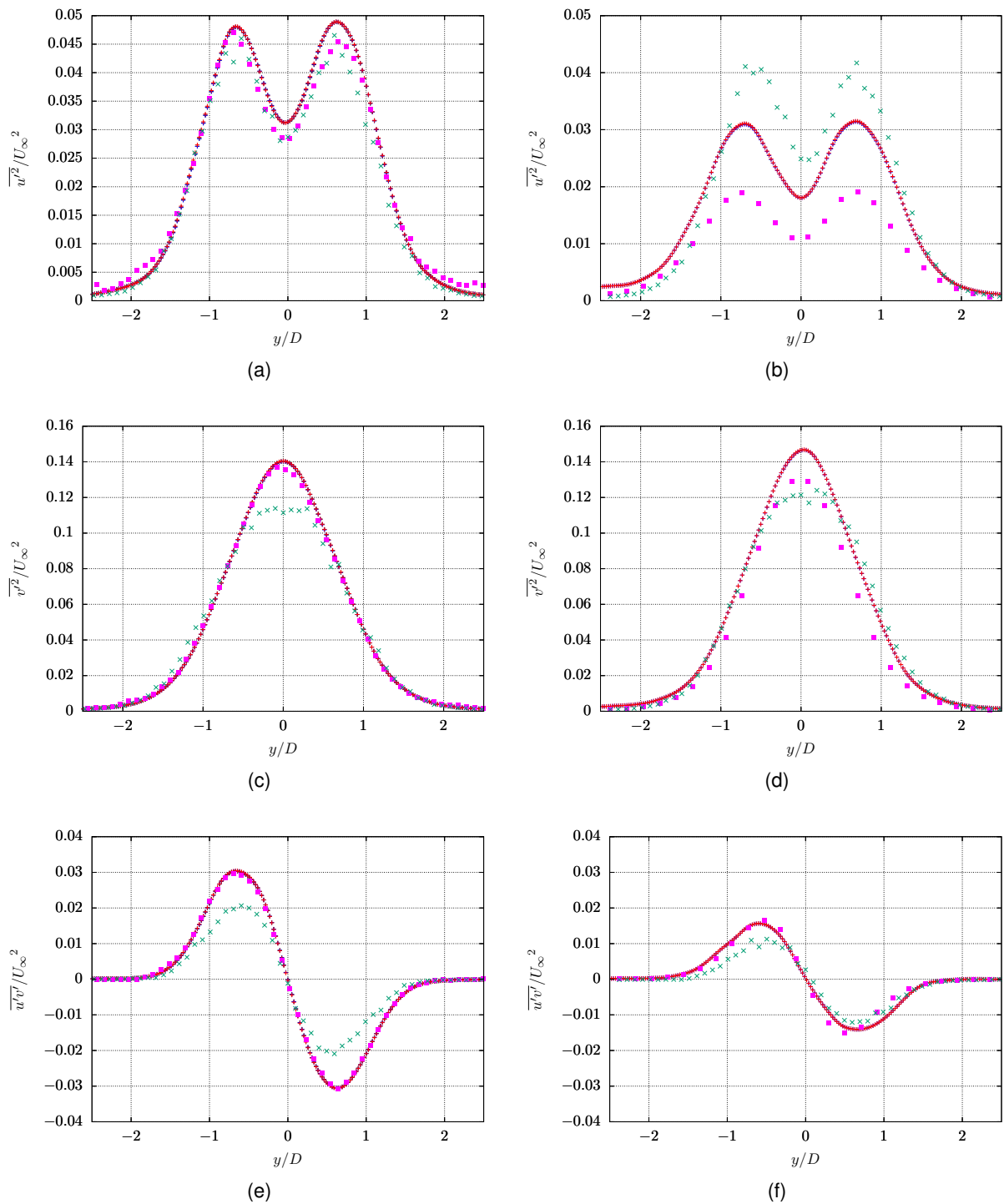


FIGURE 3.32 – Profils verticaux d'intensité turbulente dans le sillage de cylindre à la station $x = 5D$ du centre du cylindre. La colonne de gauche correspond à un ensemencement avec bulles, la colonne de droite correspond à ensemencement avec fumée.

(+) Modèle classique ; (+) Modèle isotrope ; (+) Modèle anisotrope ; (■) Corrélation ; (x) Fil chaud

plus élevée que la corrélation. Concernant la composante $\overline{v'^2}/U_\infty^2$ (voir figure 3.32(d)) nous observons la même allure que pour l'ensemencement HFSB. La mesure fil chaud s'accorde mieux avec la mesure image qu'à la station $x/D = 3$ mais décroche au centre $|y/D| \leq 0.5$. La corrélation est légèrement inférieure au flot optique.

Sur la figure 3.33 nous affichons les profils verticaux des tenseurs de Reynolds à la position $x/D = 7$. Nous commentons d'abord les courbes correspondant à un ensemencement HFSB (colonne de gauche). Nous retrouvons pour la composante $\overline{u'^2}/U_\infty^2$ (voir figure 3.33(a)) la même allure générale qu'aux positions $x/D = 3$ et $x/D = 5$. Nous avons toujours un profil symétrique avec deux bosses en $x/D \simeq \pm 0.75$. Elles sont donc plus écartées et plus faibles (≤ 0.3) qu'aux positions plus en amont $x/D = 3$ et $x/D = 5$. Nous observons toujours le minimum local en $x/D \simeq 0$, cependant l'écart entre ce minimum et les maxima est plus faible qu'aux positions précédentes. Le profil est plus large et n'atteint 0 que pour $|y/D| \geq 2.5$. La courbe d'intensité turbulente mesurée par le flot optique est légèrement au-dessus des courbes de corrélation et fil chaud mais les différences restent faibles. Pour les méthodes image (corrélation et flot optique), la composante d'intensité turbulente $\overline{v'^2}/U_\infty^2$ (voir figure 3.33(c)) présente la même allure qu'aux positions $x/D = 3$ et $x/D = 5$. Elle est un peu plus écrasée i.e. son maximum est plus faible $\simeq 0.105$ et la courbe atteint 0 pour $|y/D| \geq 2.5$. Fait nouveau par rapport aux positions en amont, la courbe du fil chaud est presque superposée aux courbes des mesures image et il n'y a plus de décrochage. Nous verrons plus bas que les angles pris par la vitesse dans cette zone ne sont plus très élevés. Les profils de la composante d'intensité turbulente croisée $\overline{u'v'}/U_\infty^2$ (voir figure 3.33(e)) possèdent les mêmes allures qu'à la position $x/D = 5$ mais en plus étalés. La mesure fil chaud conserve encore une amplitude inférieure aux méthodes images même si l'écart s'amenuise.

Regardons à présent les courbes avec l'ensemencement en fumée (colonne de droite). Pour la composante $\overline{u'^2}/U_\infty^2$ (voir figure 3.33(b)) nous retrouvons la même configuration qu'à la station $x/D = 5$: les pics d'intensité turbulente atteignent une valeur de 0.0325 alors que ceux mesurés pas la méthode image ne dépassent pas 0.025. La courbe de corrélation reste là aussi sous la courbe de flot optique. Concernant la composante $\overline{v'^2}/U_\infty^2$ (voir figure 3.33(d)) les mesures fil chaud et images ont les mêmes allures. Le flot optique atteint un maximum de 0.11. La mesure fil chaud suit la mesure flot optique mais son comportement au centre n'est pas aussi net. La mesure par corrélation reste en-dessous. Pour la composante croisée $\overline{u'v'}/U_\infty^2$ (voir figure 3.33(f)), nous observons toujours le profil asymétrique mais il est plus tassé. L'intensité est relativement faible d'où l'aspect un peu dispersé de la mesure fil chaud.

Enfin sur la figure 3.34 nous affichons les profils verticaux des tenseurs de Reynolds à la position $x/D = 10$. Nous commentons d'abord les courbes correspondant à un ensemencement HFSB (colonne de gauche). Pour la composante $\overline{u'^2}/U_\infty^2$ (voir figure 3.34(a)) nous observons des différences entre les méthodes image. Avec le flot optique nous continuons d'observer les

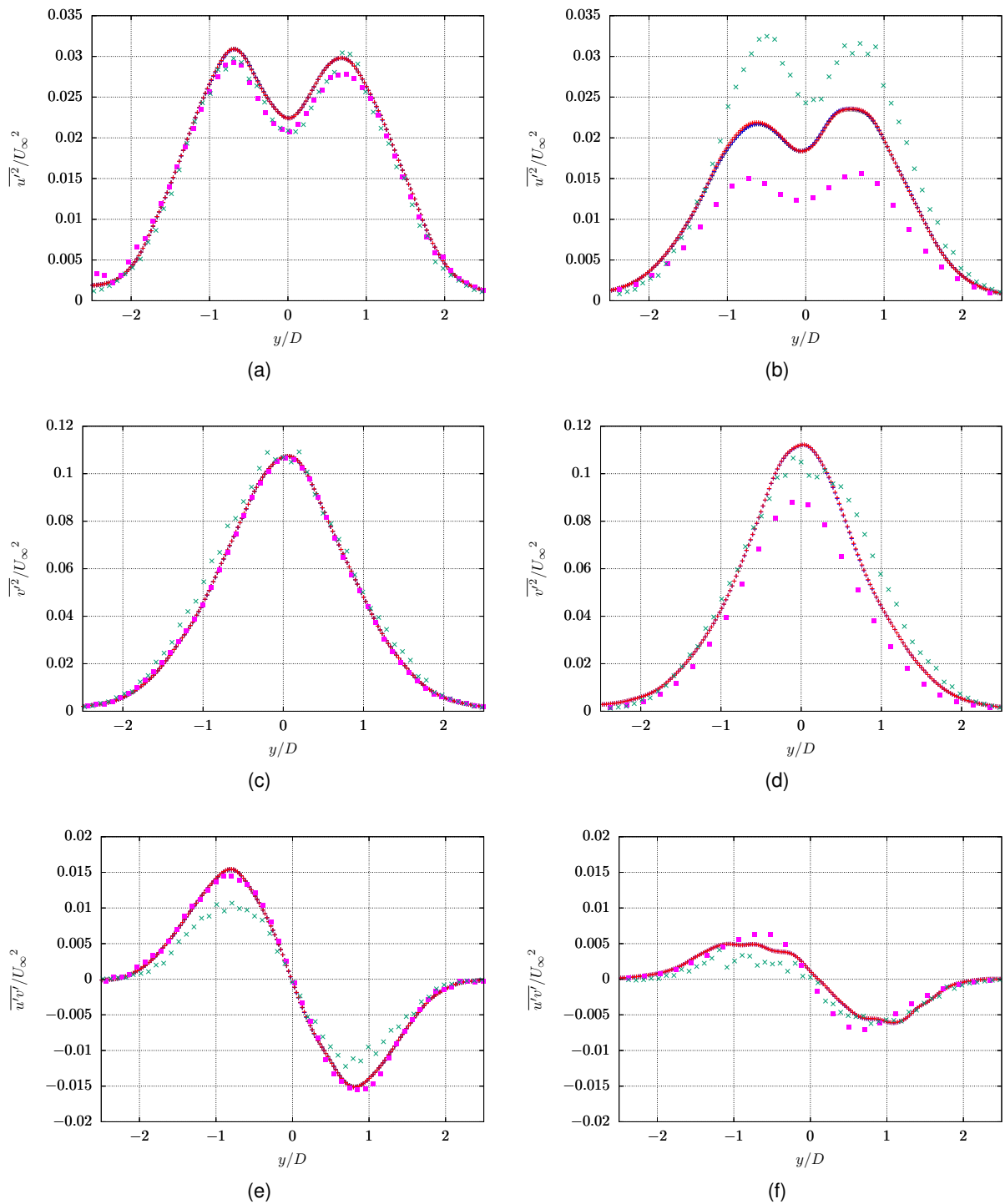


FIGURE 3.33 – Profils verticaux d'intensité turbulente dans le sillage de cylindre à la station $x = 7D$ du centre du cylindre. La colonne de gauche correspond à un ensemencement avec bulles, la colonne de droite correspond à ensemencement avec fumée.

(+) Modèle classique - (+) Modèle isotrope - (+) Modèle anisotrope - (■) Corrélation - (x) Fil chaud

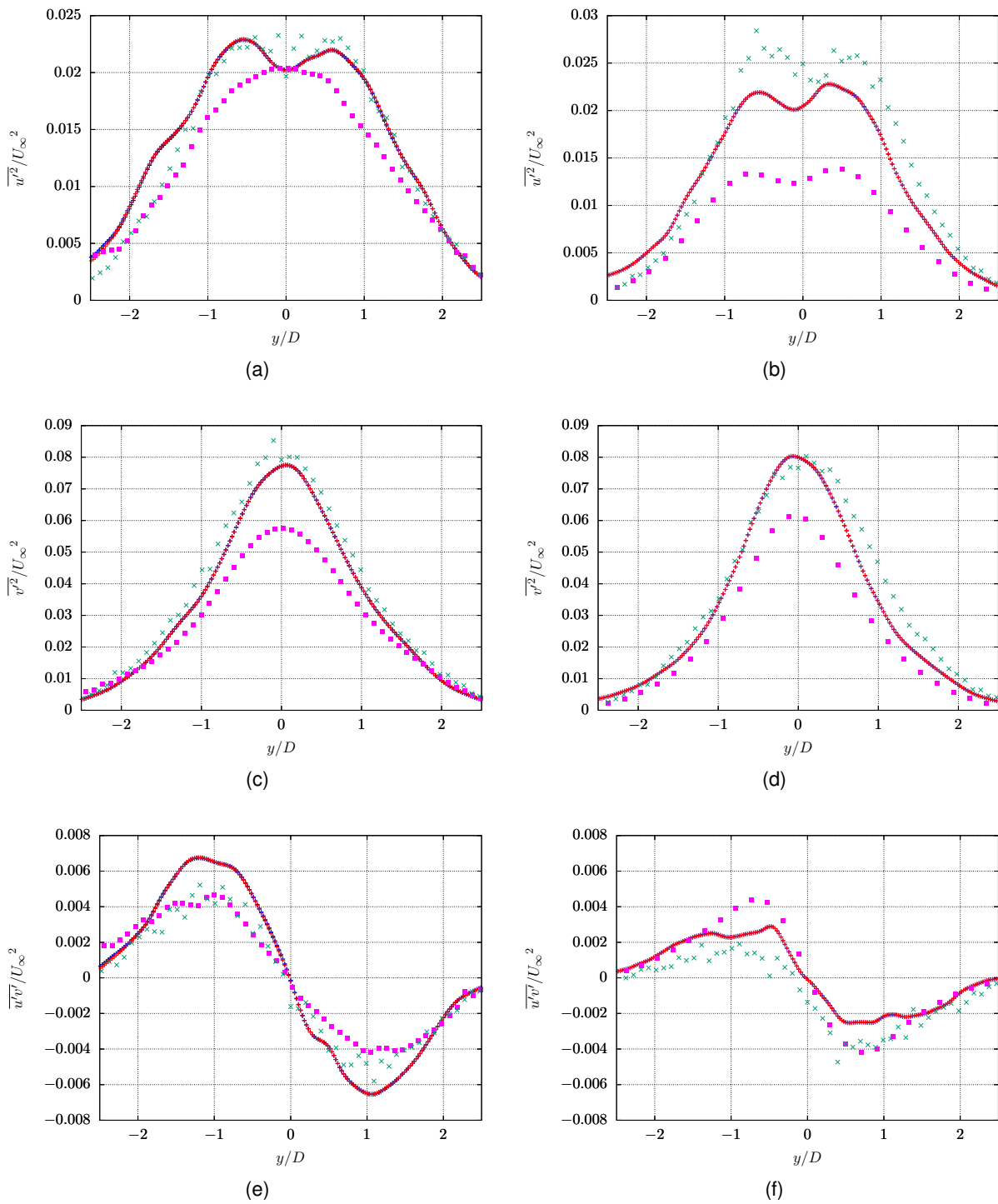


FIGURE 3.34 – Profils verticaux d'intensité turbulente dans le sillage de cylindre à la station $x = 10D$ du centre du cylindre. La colonne de gauche correspond à un ensemencement avec bulles, la colonne de droite correspond à ensemencement avec fumée.

(+) Modèle classique - (—) Modèle isotrope - (—) Modèle anisotrope - (■) Corrélation - (×) Fil chaud

deux bosses alors qu'avec la corrélation il n'y a plus qu'un maximum globale en $y/D \simeq 0$. De plus le profil mesuré par la corrélation se situe partout en dessous des profils flot optique. La mesure fil chaud permet aussi de retrouver les deux bosses et semble plus en accord avec la mesure flot optique. Pour les méthodes image (corrélation et flot optique), la composante d'intensité turbulente $\overline{v'^2}/U_\infty^2$ (voir figure 3.34(c)) présente la même allure qu'aux positions $x/D = 3$, $x/D = 5$ et $x/D = 7$ mais en plus étalée. Nous observons une différence notable entre la corrélation qui atteint un maximum ≤ 0.06 et le flot optique qui atteint un maximum ≥ 0.075 . Ici aussi le profil mesuré par la corrélation se retrouve sous les profils flot optique. La mesure fil chaud est encore en accord avec la mesure flot optique. La composante $\overline{u'v'}/U_\infty^2$ présente toujours le même profil asymétrique avec une amplitude plus faible qu'aux positions plus en amont.

Regardons maintenant les courbes de l'ensemencement en fumée (colonne de droite). La composante $\overline{u'^2}/U_\infty^2$ (voir figure 3.34(b)) présente la même allure qu'aux stations précédentes mais avec un profil plus large et affaissé. Nous retrouvons la même hiérarchie entre les courbes qu'aux stations $x/D = 5$ et $x/D = 7$: la mesure fil chaud mesure une intensité turbulente plus élevée (pics supérieurs à 0.025) que la méthode image (pics à 0.0225 pour le flot optique et 0.013 pour la corrélation). Pour la composante $\overline{v'^2}/U_\infty^2$ (voir figure 3.34(d)), l'intensité tend aussi à s'élargir et s'affaïsser avec un maximum mesuré à 0.08 pour la mesure flot optique et fil chaud. Ces deux mesures sont d'ailleurs en bon accord alors que la corrélation se situe en-dessous.

3.4.5 Influence de l'orientation de l'écoulement sur les mesures

La figure 3.35 présente une cartographie de l'orientation angulaire moyenne de la vitesse, calculée par la méthode flot optique (modèle anisotrope) sur des images de bulles. Nous pouvons voir que l'angle moyen prend des valeurs supérieures à $+40^\circ$ ou inférieures à -40° que dans un petit rectangle rectangle défini par les positions $x/D = 1$, $x/D = 2$ et $y/D = \pm 0.5$. Soit relativement loin des lieux des mesures effectuées au fil chaud. Cependant nous pouvons constater qu'aux stations $x/D = 3$ et $x/D = 5$ l'écart-type des angles est au moins supérieur à $+30^\circ$ pour $|y/D| \leq 0.5$. Cela signifie que dans ces zones-là, il n'est pas rare que les angles instantanés prennent des valeurs $\geq +40^\circ$ en valeur absolue (surtout à la position $x/D = 3$). Or la sonde croisée fil chaud n'est capable de mesurer correctement que des vitesses dont l'angle est compris entre -40° et $+40^\circ$. Ceci explique probablement pourquoi à la position $x/D = 3$ les profils d'intensité turbulente mesurée par la sonde fil chaud se situent largement en-dessous des mesures effectuées par la méthode image et pourquoi la composante $\overline{v'^2}/U_\infty^2$ présente un profil inattendu. En effet plus nous nous éloignons du cylindre dans la direction longitudinale moins les angles sont élevés et plus la mesure fil chaud tend vers la mesure image. ONG et al., (1996) avaient aussi constaté que la mesure sur la plage $3 \leq x/D \leq 10$ était difficile à cause

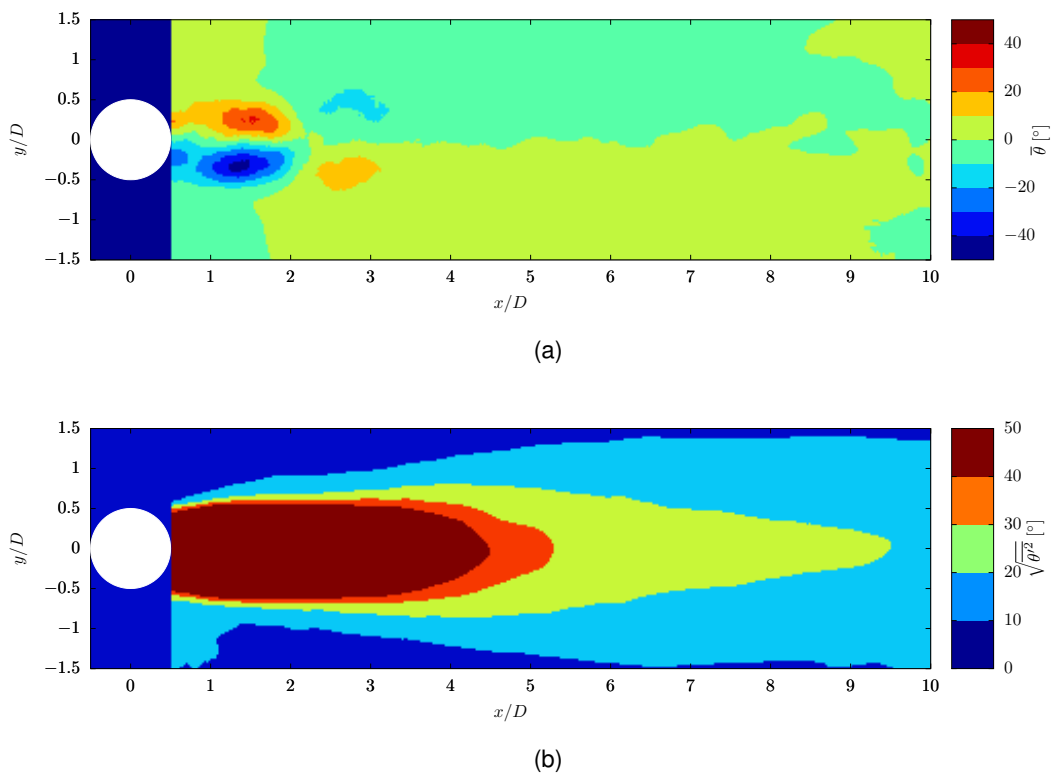


FIGURE 3.35 – Cartographies de la moyenne des angles pris par la vitesse (a) et de son écart-type (b).

d'angles instantanés très élevés. Pour effectuer leur mesure fil chaud ils avaient utilisé une table de correspondance (LUT) plutôt qu'une loi d'étalonnage ce qui leur a permis de faire une bonne mesure sur cette plage. En faisant abstraction des profils mesurés à la station $x/D = 3$, où la mesure fil chaud n'est pas fiable, nous constatons une bonne adéquation entre les tensions de Reynolds mesurées au fil chaud et la mesure image avec l'ensemencement en bulles. Notons que la corrélation et le flot optique offrent des performances similaires. De même les modèles stochastiques donnent des performances similaires au modèle classique de conservation de la luminance. Ce résultat n'est pas surprenant étant donné qu'il avait déjà été observé avec les images synthétiques de particules (cf. **chapitre 2**). Avec l'ensemencement en fumée il y a plus de disparités entre les tensions de Reynolds mesurées au fil chaud et celles mesurées avec la méthode image. Par exemple la composante $\overline{u'^2}/U_\infty^2$ est toujours inférieure à la mesure fil chaud. La sous-estimation de la turbulence avec un traceur de type scalaire est quelque chose d'attendu. En effet l'activité turbulente a tendance à mélanger le scalaire, brisant ainsi sa texture et ses gradients ce qui le rend plus diffus et rend la mesure imprécise. En revanche, il est plus surprenant que nous arrivions à bien mesurer la composante $\overline{v'^2}/U_\infty^2$.

3.4.6 Analyse spectrale

Comme pour la couche de mélange, l'analyse spectrale permet d'étudier le caractère instationnaire de l'écoulement et les événements périodiques qui y surviennent. La capacité d'une mesure à pouvoir retrouver les fréquences caractéristiques du passage des tourbillons de von Kármán est un bon indicateur pour juger de sa qualité. Aussi bien pour la méthode image que pour la méthode fil chaud nous basons cette analyse uniquement à partir de séquences temporelles de vitesse. Les points où nous effectuons cette analyse spectrale se situent à la position verticale $y/D = 0$ et aux positions longitudinales $x/D = 3$, $x/D = 5$, $x/D = 7$ et $x/D = 10$. Pour la méthode image nous avons réalisé cette analyse spectrale à partir d'une séquence échantillonnée à 500 Hz contenant 8232 points de mesure (soit deux séquences indépendantes de 4116 échantillons). Le spectre final a été estimé par la technique du périodogramme (WELCH, 1967) en moyennant 15 spectres calculés sur des blocs successifs de 1024 échantillons avec un chevauchement de 50% et une pondération de Hann. Chaque bloc ayant une durée $T_{\text{bloc}} = 2.048$ s la résolution spectrale est $\Delta f = \frac{1}{T_{\text{bloc}}} = 0.49$ Hz et le critère de Nyquist ne permet de reconstituer le spectre que jusqu'à la fréquence maximale de 250 Hz. L'incertitude du spectre final estimé est de $\frac{1}{\sqrt{15}} = 25.8\%$, ce qui peut paraître élevé mais qui suffit largement à déterminer les fréquences caractéristiques et l'allure générale du spectre. Pour le fil chaud la séquence analysée comporte 204800 échantillons acquis à 6 kHz avec une fréquence de coupure à 3 kHz. Le spectre final a été estimé en moyennant 49 spectres calculés sur des blocs successifs de 8192 échantillons avec un chevauchement de 50% et une pondération de Hann. Chaque bloc ayant une durée $T_{\text{bloc}} = 1.365$ s la résolution spectrale

est $\Delta f = \frac{1}{T_{\text{bloc}}} = 0.73$ Hz et la fréquence limite de reconstitution du spectre est de 3000 Hz. L'incertitude du spectre final estimé pour la mesure fil chaud est de $\frac{1}{\sqrt{49}} = 14.3\%$.

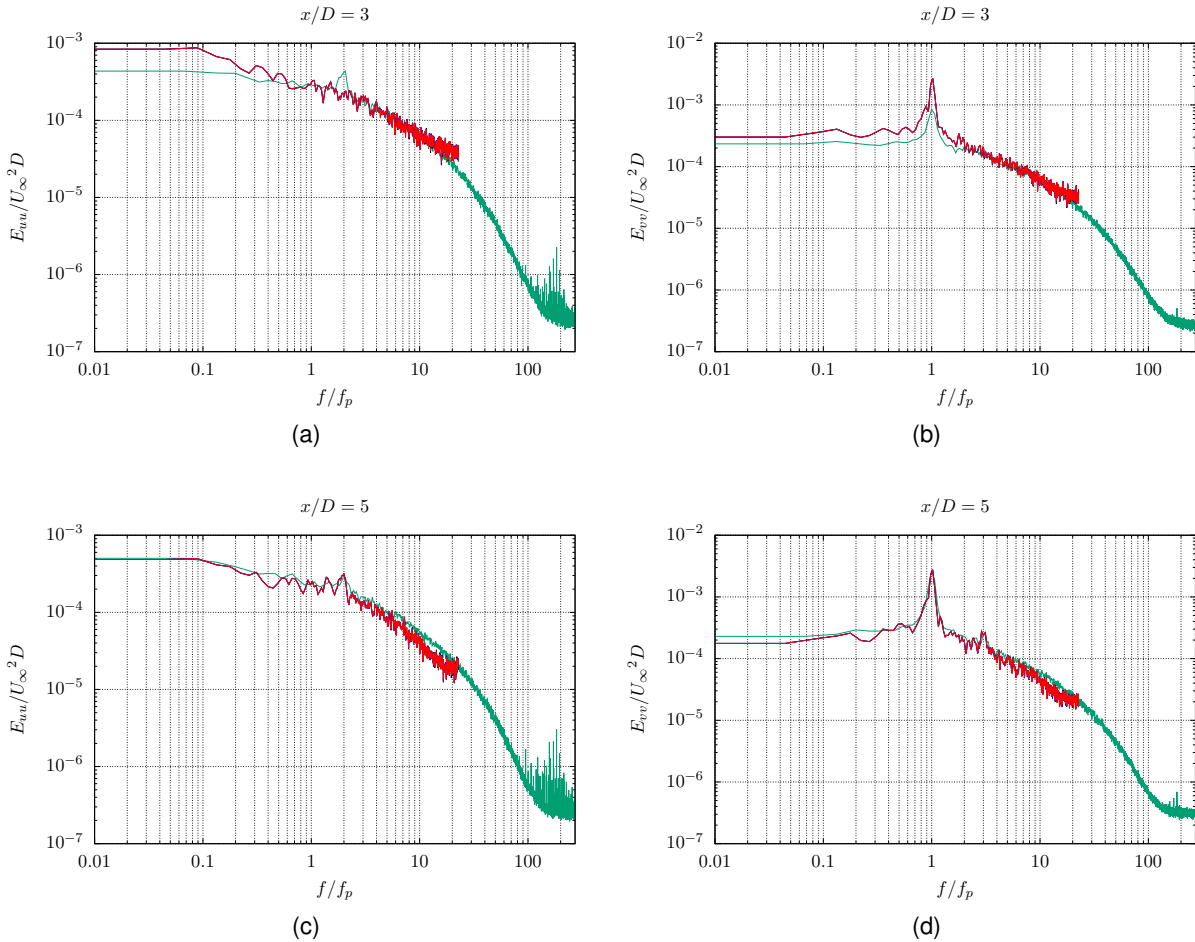


FIGURE 3.36 – Densité spectrale de puissance des fluctuations de vitesse longitudinale et verticale aux stations $x/D = 3$ (a)(b) et $x/D = 5$ (c)(d) pour un ensemencement HFSB. L'axe des fréquences est adimensionné par $f_p \simeq 11$ Hz.
 (—) Modèle classique ; (—) Modèle isotrope ; (—) Modèle anisotrope ; (—) Fil chaud

Les figures 3.36 et 3.37 présentent les spectres d'énergie des fluctuations des composantes longitudinales et verticales de la vitesse mesurées à la position $y/D = 0$ pour les stations $x/D = 3$, $x/D = 5$, $x/D = 7$ et $x/D = 10$ obtenus avec l'ensemencement en bulles. Ils ont été adimensionnés par la quantité $U_\infty^2 D$. Globalement aux quatre stations les spectres des mesures image et fil chaud présentent des allures comparables. Le principal fait remarquable sur ces spectres est la quasi-parfaite adéquation des deux techniques au niveau des pics fondamental $f/f_p = 1$ ($f_p \simeq 11$ Hz) et de second harmonique $f/f_p = 3$ observables pour la

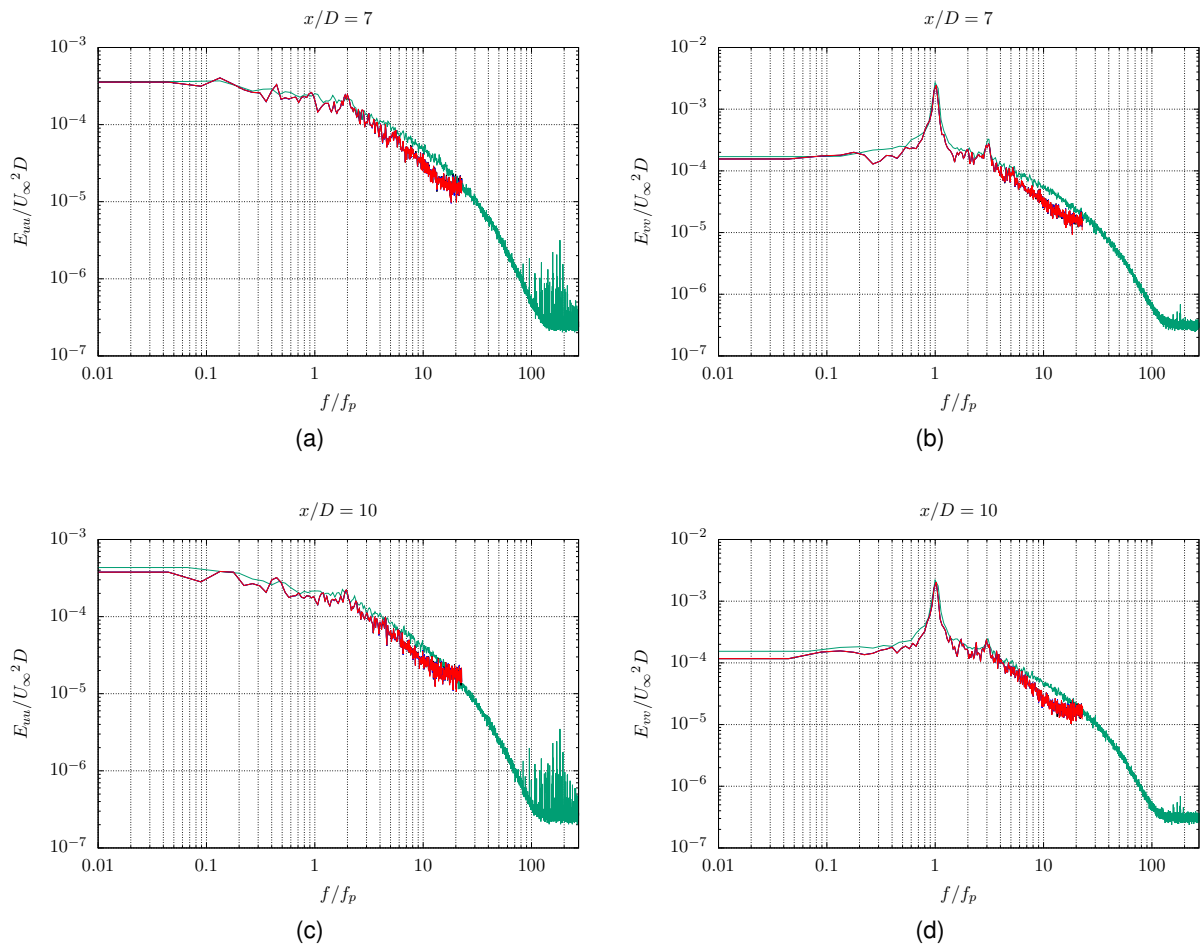


FIGURE 3.37 – Densité spectrale de puissance des fluctuations de vitesse longitudinale et verticale aux stations $x/D = 7$ (a)(b) et $x/D = 10$ (c)(d) pour l'ensemencement HFSB. L'axe des fréquences est adimensionné par $f_p \simeq 11$ Hz.

(—) Modèle classique ; (—) Modèle isotrope ; (—) Modèle anisotrope ; (—) Fil chaud

composante verticale de vitesse E_{vv} . Pour les spectres de la composante longitudinale, E_{uu} , la présence de pics est moins marquée mais nous pouvons en identifier un au niveau du second harmonique $f/f_p = 2$ qui a aussi été mesuré par MA et al., (2000). A la station $x/D = 3$ les spectres des mesures images sont un peu plus énergétiques aux grandes échelles ce qui est en accord avec la mesure de l'intensité turbulente $\overline{u'^2}$ observée à cette station, où nous avons vu que le fil chaud sous-estimait fortement la variance à cause des angles élevés de vitesse. Cependant la mesure fil chaud restitue pour E_{uu} le pic de premier harmonique que la méthode image ne restitue pas et qui pourtant a été mis en évidence par ONG et al., (1996) et MA et al., (2000). Ces spectres ont permis d'estimer un nombre de Strouhal $St \simeq 0.190 \pm 0.004$ pour les méthodes images et $St \simeq 0.185 \pm 0.006$ pour la méthode fil chaud. Nous pouvons remarquer qu'aux stations $x/D = 7$ et $x/D = 10$ les spectres de la méthode image « décrochent » du spectre fil chaud et se terminent par un plateau. Cette coupure a lieu un peu au-delà de 110 Hz et en-dessous de 220 Hz. En faisant une hypothèse de Taylor, qui suppose que l'état turbulent est advecté à une vitesse proche de U_∞ , on peut ramener cette fréquence de coupure f_c à une échelle de coupure spatiale $l_c \simeq \frac{U_\infty}{f_c} \times 1.21 \simeq 15$ pixels proche de la taille de la fenêtre d'interrogation minimale.

Les figures 3.38 et 3.39 présentent les densités spectrale de puissance des fluctuations des composantes longitudinales et verticales de la vitesse mesurées à la position $y/D = 0$ pour les stations $x/D = 3$, $x/D = 5$, $x/D = 7$ et $x/D = 10$ obtenus avec l'ensemencement en fumée. Comme avec l'ensemencement HFSB les méthodes images et fil chaud donnent des spectres similaires aux grandes échelles. Les pics fondamental et de second harmonique sont très bien marqués sur la composante E_{vv} et le pic de premier harmonique est visible sur la composante E_{uu} . Cependant le décrochage et l'effet de plateau constaté aux petites échelles avec la méthode image, semblent plus marqués avec l'ensemencement en fumée. Les nombres de Strouhal estimés sont les mêmes que ceux estimés avec un ensemencement HFSB. Nous pouvons remarquer que les plateaux après la fréquence de coupure sont beaucoup moins marqués que ceux observés pour la couche de mélange i.e. que la mesure semble moins bruitée dans le cas du sillage de cylindre. Une possible explication est que la caméra a été rapprochée et que le temps d'exposition a pu être réduit. Il faut aussi souligner que globalement l'intensité turbulente dans le sillage du cylindre est plus élevée que dans la couche de mélange et par conséquent sans doute plus facile à distinguer du bruit de mesure.

L'analyse des tensions de Reynolds et du nombre de Strouhal tendent à montrer que le sillage étudié ne correspond pas exactement à un nombre de Reynolds de 3900. En effet si nous nous référons aux résultats de la littérature (CHANDRAMOULI et al., 2018 ; PARNAUDEAU et al., 2008), les tensions de Reynolds que nous avons mesurées sont plus faibles que celles numériquement et expérimentalement attendues. De même le nombre de Strouhal estimé est relativement inférieur à celui attendu, qui se situe plutôt aux alentours de 0.2. Ces différences

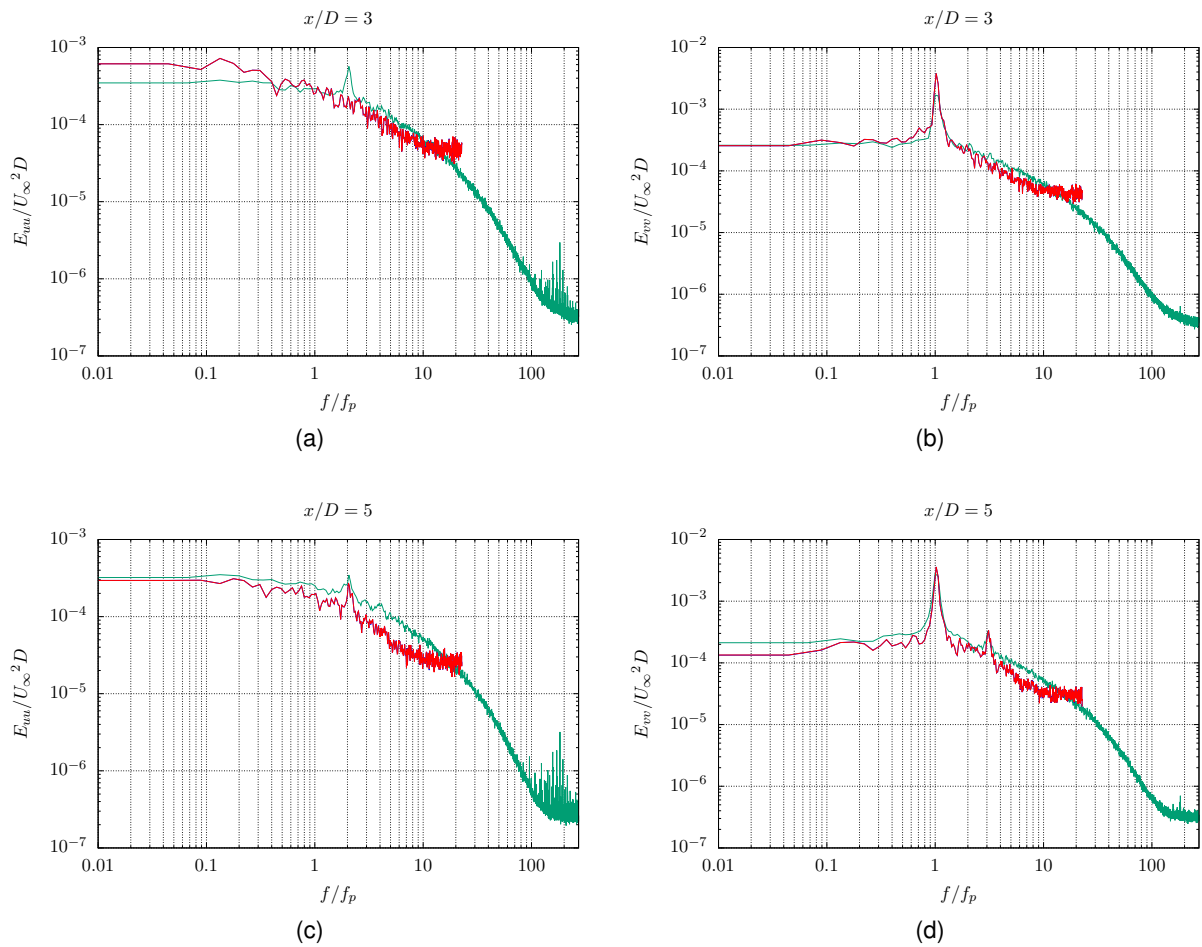


FIGURE 3.38 – Densité spectrale de puissance des fluctuations de vitesse longitudinale et verticale aux stations $x/D = 3$ (a)(b) et $x/D = 5$ (c)(d) pour un ensemenement en fumée. L'axe des fréquences est adimensionné par $f_p \simeq 11$ Hz.

(—) Modèle classique ; (—) Modèle isotrope ; (—) Modèle anisotrope ; (—) Fil chaud

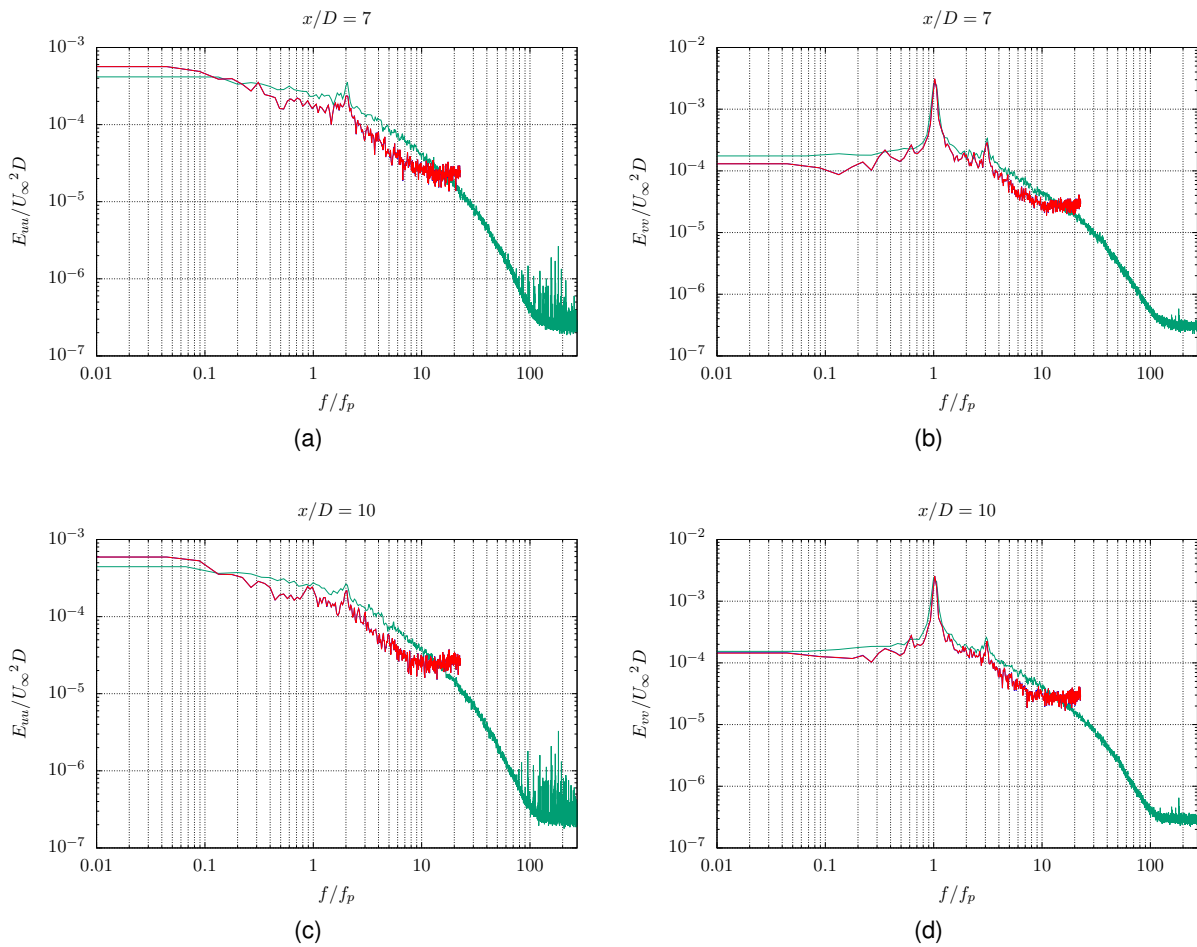


FIGURE 3.39 – Densité spectrale de puissance des fluctuations de vitesse longitudinale et verticale aux stations $x/D = 7$ (a)(b) et $x/D = 10$ (c)(d) pour un ensemencement en fumée. L'axe des fréquences est adimensionné par $f_p \simeq 11$ Hz.

(—) Modèle classique ; (—) Modèle isotrope ; (—) Modèle anisotrope ; (—) Fil chaud

peuvent avoir plusieurs origines. En premier lieu il y a la présence des rampes d'ensemencement dont nous avons vu qu'elles perturbaient l'écoulement. En second lieu il y a le rapport d'aspect du cylindre L/D qui joue un rôle significatif sur la longueur de recirculation (SZEPESSY et al., 1992). Par ailleurs nous n'avons pas mis de plaques de bout aux extrémités du cylindre ce qui modifie aussi l'écoulement comme l'a montré WILLIAMSON, (1996). Toutes ces particularités du contexte expérimental contribuent à modifier l'écoulement et à nous laisser penser que le nombre de Reynolds réel est plutôt inférieur à 3900. Néanmoins cela n'a pas réellement d'importance quant à la validation de la mesure par la méthode grand champ. En effet ce qui importe le plus est d'avoir réalisé les mesures fil chaud et images dans des conditions les plus proches possibles pour pouvoir les comparer.

3.5 Synthèse de la campagne de validation sur l'écoulement du sillage de cylindre

Avec les bulles de savon la méthode grand champ a permis de retrouver des caractéristiques de l'écoulement (vitesse moyenne, tensions de Reynolds, nombre de Strouhal) proches de celles mesurées par la sonde fil chaud. Dans la zone de champ proche du cylindre la méthode image s'est même montrée plus performante que la mesure fil chaud mise en difficulté par de forts angles de vitesse. Concernant les algorithmes d'estimation de mouvement : dans la zone de champ proche les méthodes de flot optique et corrélation se sont montrées tout aussi efficaces. C'est plutôt loin en aval du cylindre que nous avons pu constater une mesure un peu plus précise avec le flot optique qu'avec la corrélation. Il est difficile d'expliquer cette différence en champ lointain qui est une zone de faible turbulence, mais cela montre que le flot optique est plus apte à saisir de petites fluctuations de vitesse que la corrélation.

Avec la fumée la mesure basée image s'est révélée plus mitigée. En premier lieu la mesure en champ proche du cylindre a été rendue très délicate car très peu de fumée pénètre dans cette zone. Lorsque la fumée arrive de part et d'autre du cylindre, elle est transportée dans les couches cisailées et une partie se fait aspirer dans les deux poches de recirculation où elle est ensuite très vite mélangée, perdant ainsi de sa texture et de son éclat. Ce problème n'avait pas été rencontré avec la couche de mélange car il n'y avait pas d'obstacle s'opposant à l'ensemencement. Néanmoins quelques caractéristiques comme le nombre de Strouhal et les tensions de Reynolds ont été assez bien retrouvées en champs lointain. Curieusement la qualité de la mesure des tensions de Reynolds n'est pas la même selon la composante de vitesse regardée. Par ailleurs pour les images de fumée la corrélation se montre globalement moins performante que le flot optique.

3.6 Conclusion du troisième chapitre

Dans ce chapitre nous avons éprouvé notre méthode grand champ sur deux écoulements réels générés en soufflerie. Voici les principales conclusions que nous pouvons tirer de cette campagne de mesures :

- Premièrement, le flot optique permet la plupart du temps une meilleure mesure que la corrélation.
- Deuxièmement, l'effet des nouveaux modèles d'observation de flot optique introduits au **chapitre 2** ne se ressent pas vraiment sur les quantités statistiques qui servent à caractériser les écoulements, nous pensons qu'ils sont noyés dans le bruit de mesure.
- Troisièmement, avec une seule caméra $\simeq 1k \times 1k$, un éclairage LED grossier, des traceurs bulles ou fumée, nous sommes capable de mesurer sur un champ de 1 m^2 , les moments d'ordre 1 et 2 ainsi que les fréquences caractéristiques, et ce avec une précision comparable à celle d'une mesure PIV classique effectuée avec la même caméra sur un champ de 10 cm^2 avec des particules fines de fumée. La méthode grand champ fournit donc une mesure largement acceptable pour les besoins de l'ingénieur qui ne nécessitent généralement que la connaissance des vitesses moyennes et des tensions de Reynolds.

Nous n'avons pas trop abordé la notion d'incertitude de mesure sur les champs de vitesse estimés. C'est un sujet important que nous avons souvent évoqué avec mes directeurs de thèse mais que je n'ai malheureusement pas encore bien traité. Il faudra donc dans des travaux futurs tenter de quantifier l'incertitude de la méthode grand champ.

APPLICATION À LA MESURE DU FLUX D'ASPIRATION D'UNE SORBONNE

Après avoir exposé les performances de la méthode sur différents écoulements maîtrisés en soufflerie, nous avons souhaité la confronter sur le terrain à des écoulements aérauliques intérieurs libres. En particulier nous nous sommes intéressés au flux d'aspiration généré par une sorbonne de laboratoire. Dans ce chapitre nous testons notre méthode grand champ sur une sorbonne de laboratoire en conditions réelles de fonctionnement et nous exposons les résultats issus de cette campagne exploratoire de mesures in situ.

4.1 Le choix de la sorbonne de laboratoire comme cas d'étude

Dans cette section nous motivons le choix de la sorbonne de laboratoire comme cas d'étude. En effet, il existe de nombreuses sources d'écoulements d'air au sein des bâtiments. Et beaucoup de ces sources mériteraient d'être étudiées. Cependant pour des raisons évidentes il a fallu cibler notre cas d'étude, ce que nous avons fait en fonction des préoccupations d'ITGA. Pour ITGA, dont le domaine d'activité porte essentiellement sur la santé et la sécurité au travail ce qui comprend le contrôle de la qualité de l'air intérieur (QAI), une meilleure caractérisation des installations aérauliques de protection semble nécessaire. En effet le travail en laboratoire présente des risques d'exposition à des substances potentiellement dangereuses pour la santé à court ou long terme. La sorbonne de laboratoire fait entre autres partie des systèmes de ventilation censés préserver la santé des laborantins. Il s'agit d'un dispositif de protection dont la fonction est de capter, contenir et évacuer par aspiration les vapeurs ou particules toxiques émises lors des manipulations dans son enceinte. Elle empêche ainsi la dispersion de substances nocives dans l'air environnant et ce avant qu'elles puissent être inhalées par l'opérateur qui manipule.

Actuellement l'évaluation du fonctionnement des sorbonnes de laboratoire est soumise à la norme européenne EN 14175. Cette norme détaille les exigences de performances auxquelles doivent répondre les sorbonnes de laboratoire. Ainsi, lors d'un contrôle, des essais de vitesse d'air frontale à l'entrée de la sorbonne doivent être menés par anémométrie à fil chaud. Un test

de confinement au gaz traceur SF₆ doit aussi être réalisé ainsi qu'une visualisation qualitative de flux au fumigène. Or il a été montré par l'INRS qu'une conformité de la vitesse n'impliquait pas nécessairement une conformité au confinement (DESSAGNE et al., 2009), qui est le critère le plus discriminant pour juger du caractère protecteur d'une sorbonne. De ce fait il est apparu évident que les essais de vitesses d'air stipulés par la norme n'étaient pas forcément pertinents étant donné leur caractère lacunaire, et moyenné. Par conséquent une visualisation et un suivi temporel de la distribution spatiale de la vitesse du flux d'aspiration apporterait une information plus complète sur le fonctionnement de la sorbonne. Ceci permettrait a priori de faciliter la détection/localisation de fuites ou de dysfonctionnements.

4.2 Etat de l'art sur le comportement aéraulique d'une sorbonne

Cette section passe en revue les principaux travaux connus concernant le comportement aéraulique d'une sorbonne de laboratoire. En effectuant cette recherche bibliographique nous avons constaté avec surprise que finalement assez peu de travaux scientifiques avaient été publiés sur le flux d'aspiration des sorbonnes de laboratoire alors qu'il s'agit pourtant-là d'un dispositif répandu et couramment utilisé. Chronologiquement la première étude recensée qui s'est intéressée à cette question est celle de TSENG et al., (2006), dans laquelle un lien entre la présence de structures tourbillonnaires dans l'écoulement et la dispersion de contaminant lors du processus de ventilation de la sorbonne a été établi. Pour détecter ces structures tourbillonnaires et comprendre les mécanismes physiques responsables des fuites de confinement, une technique de visualisation de traceur fumée par nappe laser a été utilisée. Parallèlement du gaz traceur SF₆ a été introduit dans l'enceinte de la sorbonne et sa concentration a été suivie en temps réel en divers points situés au niveau de l'entrée de la sorbonne. Un mannequin a par ailleurs été positionné pour simuler la présence d'un opérateur travaillant sur la sorbonne. Bien qu'uniquement qualitative, la technique de visualisation de flux a permis de révéler le caractère fortement tridimensionnel et complexe de l'écoulement. Notamment à proximité d'éléments géométriques (rebord du plan de travail, parois latérales, bord inférieur de la fenêtre coulissante) où des phénomènes de recirculation et de séparation de l'écoulement ont été observés. Une autre zone de turbulence a été mise en évidence dans le sillage proche du mannequin où de larges zones de recirculation et des structures ondulaires ont été identifiées. Il a été constaté que dans ces régions turbulentes, des fuites de SF₆ avaient été mesurées remettant ainsi en cause le protocole de ANSI/ASHRAE 110-1995 qui préconise que le point de prélèvement de SF₆ soit situé dans la zone de respiration du mannequin. Or quand le protocole ANSI/ASHRAE 110-1995 a été utilisé pour mesurer la concentration de SF₆ au niveau de la zone de respiration du mannequin, aucune fuite significative n'a été détectée. Cela tend à montrer qu'une méthode basée sur les caractéristiques aérauliques et la détec-

tion de fuite multi-point refléterait une évaluation plus réaliste de la performance globale de la sorbonne qu'un échantillonnage ponctuel au niveau de la zone de respiration du mannequin. Dans la continuité de cette étude la même technique de visualisation de flux par tranche laser a été utilisée pour observer les effets engendrés par la modification de certains éléments de la sorbonne (J.-K. CHEN, 2016). En l'occurrence il s'agissait de comparer deux géométries pour le bord inférieur de la façade coulissante : une géométrie cylindrique et une géométrie en plan incliné. Ces modifications visant à compenser les structures de recirculation créées dans le sillage de l'opérateur. L'influence de la hauteur d'ouverture a aussi été prise en compte. Là encore le comportement aéralique n'a été étudié que de manière qualitative et des mesures complémentaires de confinement ont été réalisées. Ces observations expérimentales ont été complétées récemment par des études numériques fournissant cette fois des données quantitatives de vitesse d'air. Dans l'article de W. LIU et al., (2017), c'est l'aéralique de toute une salle de laboratoire (comprenant une sorbonne de laboratoire) qui est simulée avec le logiciel Fluent. L'impact de l'emplacement des entrées d'air neuf, du taux de renouvellement d'air (Air Change Rate per Hour) et du parcours de l'air sur la localisation et la concentration des polluants y est étudié. Enfin tout récemment PIETROWICZ et al., (2018) ont effectué des simulations numériques de l'écoulement au sein d'une modélisation de sorbonne. Les simulations ont été réalisées pour 3 hauteurs d'ouverture. Ces calculs numériques ont permis de mettre en évidence la formation de larges zones de recirculation dans l'enceinte de la sorbonne causant des pertes de charges importantes. A l'issue de ces premiers calculs menés d'abord pour un modèle standard de sorbonne, des modifications sur le design ont été apportées et l'écoulement recalculé aboutissant à la réduction des zones de recirculation et à une diminution des pertes de charges. Cette dernière étude se focalise plus sur la performance énergétique de la sorbonne. Cependant il en ressort que le pouvoir protecteur d'une sorbonne et sa performance énergétique sont affectés par les mêmes phénomènes physiques à savoir le développement de structures tourbillonnaires et de zones de turbulence.

Si ces études apportent bel et bien une meilleure compréhension du fonctionnement des sorbonnes, il serait tout de même intéressant de les confronter/valider avec des mesures expérimentales de vitesse d'air. Avec notre méthode éprouvée en soufflerie, nous espérons pouvoir fournir un outil permettant un suivi spatio-temporel de la dynamique de l'écoulement qui viendrait compléter notre compréhension de ces équipements. Par ailleurs cela pourrait aussi servir comme un outil de contrôle plus parlant que quelques mesures ponctuelles et dispersées effectuées à l'anémomètre.

4.3 Matériel et méthode

L'objectif de cette campagne de mesures est d'obtenir le champ de vitesse du flux d'aspiration de la sorbonne suivant un plan vertical perpendiculaire à sa façade d'entrée. La méthode utilisée est celle qui a été testée en soufflerie dans les chapitres précédents. Il s'agit donc d'une mesure 2D2C. Pour l'éclairage nous utilisons toujours la rampe à LEDs couplée à une lentille de Fresnel linéaire. Pour rappel cette rampe émet une nappe de lumière d'épaisseur de 3 cm et dont la longueur d'onde d'émission est centrée autour de 462 nm. Dans cette configuration la rampe est positionnée verticalement comme le montre le schéma du dispositif expérimental 4.1. Pour l'acquisition des images nous avons utilisé une caméra Photron, de fréquence et de temps d'exposition ajustables et enregistrant des images de niveaux de gris de taille 1024×1024 pixel². Le générateur de bulles de savon gonflées à l'hélium (HFSB) reste celui de Lavision. Nous avons aussi utilisé le même générateur de fumée que lors de la campagne en soufflerie. La sorbonne de laboratoire qui a servi de cobaye pour les mesures est une sorbonne de laboratoire des locaux d'Irstea certifiée, mais utilisée occasionnellement. La mesure étant réalisée in situ nous avons été contraints par la géométrie de la pièce pour le positionnement de la caméra ce qui explique que le champ d'observation ait été limité notamment à l'intérieur de l'enceinte où le fond est tronqué (voir figure 4.2). Pour cette étude la sorbonne a été vidée de son matériel. Comme nous pouvons le voir sur la figure 4.2(a) la pièce a dû être plongée dans l'obscurité mais aucun fond noir n'a été utilisé avec l'ensemencement HFSB. En effet les bulles ont la propriété de très bien refléter la lumière et d'être « distinguable » même en cas de fond clair. A l'inverse sur la figure 4.2(b) un fond noir a dû être disposé sur la paroi latérale de la sorbonne pour rendre la fumée plus visible. L'une des difficultés majeure rencontrée lors de cette expérience a été l'introduction du traceur dans l'axe de la nappe laser.

4.4 Résultats de la mesure

4.4.1 Comparaison des ensemencements

Dans un premier temps nous nous intéressons à la qualité de la mesure obtenue en fonction de l'ensemencement. Pour maximiser la visibilité de la fumée la rampe à LEDs a été utilisée en mode pulsée afin d'augmenter l'énergie lumineuse. La durée des impulsions a été fixée à 500 μ s et le courant d'alimentation a été fixé à 3000 mA (contre 500 mA en mode continu). La rampe a été synchronisée avec la caméra dont la fréquence a été fixée à 60 Hz. C'est une fréquence faible mais la rampe à LEDs possède un défaut qui nous empêche de monter en fréquence en mode pulsé à haute énergie. Les mêmes paramètres ont été utilisés avec l'ensemencement HFSB et sont reportés dans le tableau 4.1.

La figure 4.3 montre deux champs de vitesse moyenne obtenus pour un ensemencement

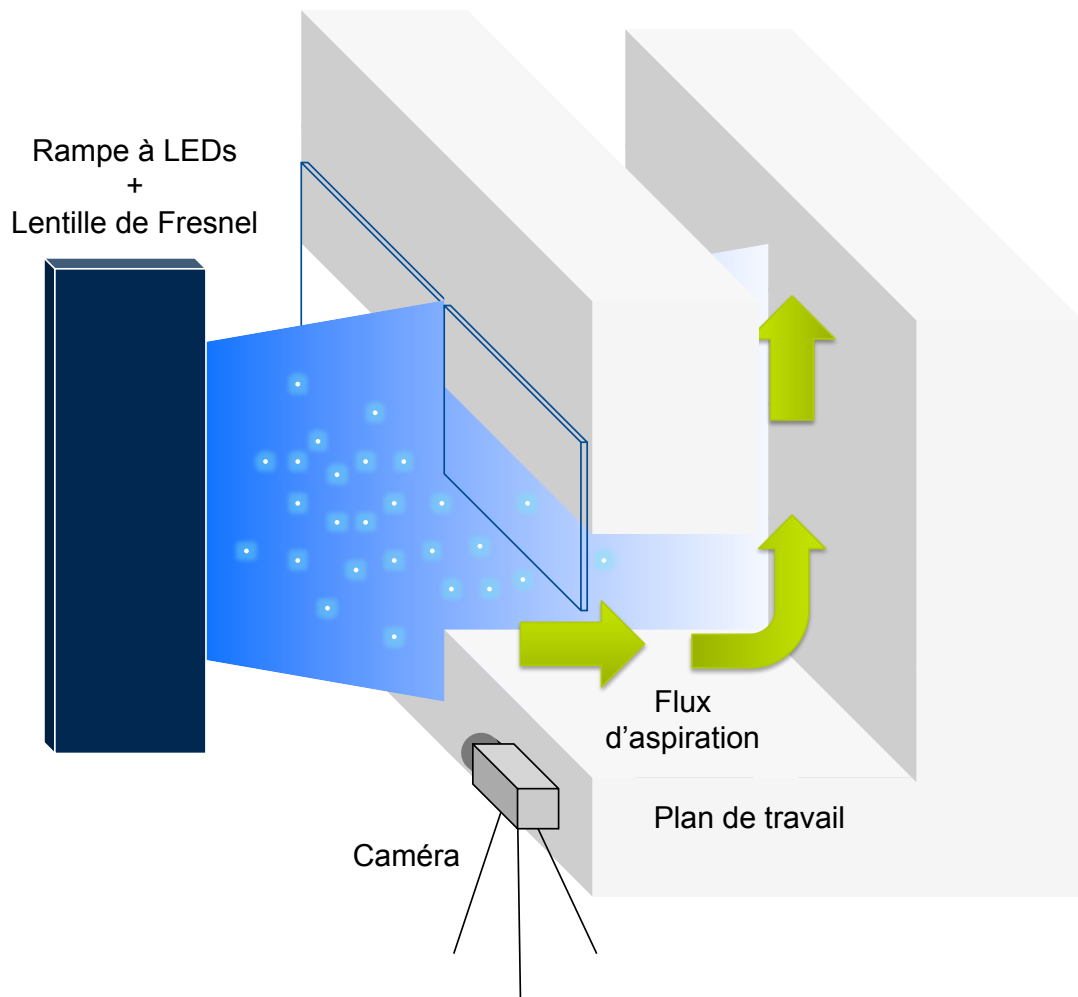


FIGURE 4.1 – Schéma de l'installation pour la mesure in situ du flux d'aspiration de la sorbonne.

Matériel	Paramètres de fonctionnement
Caméra Photron	Fréquence : 60 Hz Temps d'exposition : 550 μ s
Rampe à LEDs	Pulsée (3000 mA) Fréquence : 60 Hz Longueur d'impulsion : 500 μ s

TABLE 4.1 – Paramètres expérimentaux.

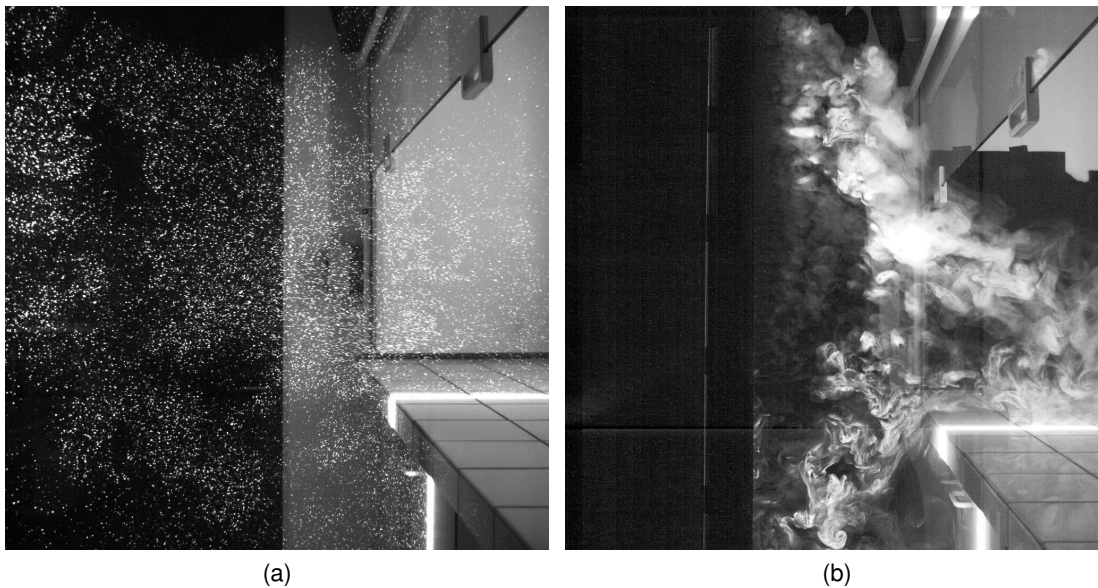


FIGURE 4.2 – Images issues des séquences analysées pour le traceur HFSB (a) et le traceur fumée (b) dans la sorbonne de laboratoire.

HFSB 4.2(a) et pour un ensemencement en fumée 4.2(b). La moyenne a été calculée à partir de 3000 champs de vitesse instantanée. Le code couleur indique la norme $\|\bar{v}\| = \sqrt{\bar{U}^2 + \bar{V}^2}$ de la vitesse moyenne. Comme nous pouvons le voir les deux champs affichés présentent des différences alors qu'ils sont censés représenter le même écoulement. C'est dans la zone centrale située à l'entrée de la sorbonne que les champs sont les plus semblables. En revanche au niveau du plan de travail et dans la partie haute de la sorbonne les champs diffèrent significativement. En effet dans ces régions la vitesse mesurée avec un ensemencement en fumée est quasi-nulle. Cela vient selon nous du fait de la mauvaise répartition de la fumée lors du processus d'acquisition des images. En effet la génération de fumée pour cette expérience a été déclenchée manuellement et il a été difficile de maintenir un niveau constant de fumée pendant toute la période d'acquisition. Certaines zones se sont révélées plus difficiles à ensemercer que d'autres. Nous avons pensé à saturer la pièce en fumée mais ça n'a pas améliorée les choses puisque dans ce cas nous avons obtenu un brouillard diffus avec très peu de gradient dans les images. En plus de maintenir un niveau constant d'ensemencement pendant la mesure il faut que cet ensemencement soit par ailleurs le plus texturé possible. Pour tenter de créer une fumée texturée nous avons actionné le générateur par impulsions (toujours manuellement). L'ensemble de ces paramètres étant difficile à maîtriser certaines régions n'ont pas toujours été bien ensemercées ce qui explique les vitesses sous-estimées. A l'inverse la génération de bulle étant un système commercial piloté automatiquement, il a été plus facile

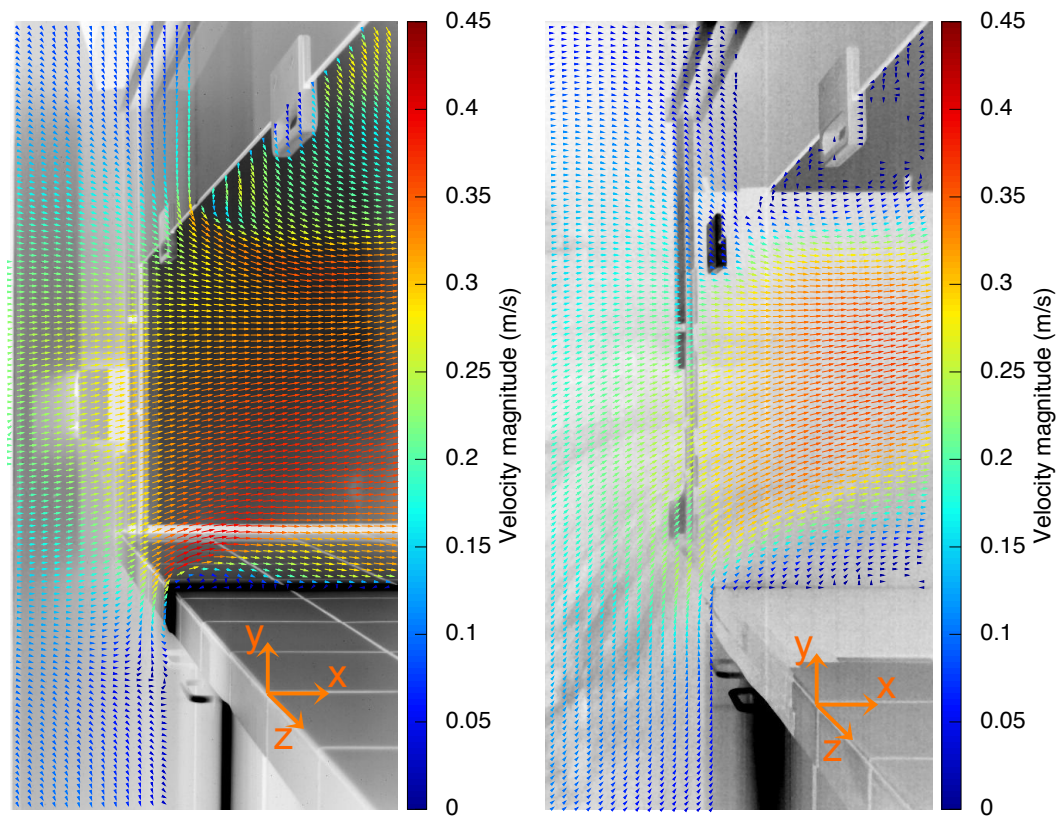


FIGURE 4.3 – Champs de vitesse moyenne obtenus pour une hauteur d'ouverture de 500 mm avec un éclairage continu. Le champ de gauche correspond à un ensemencement en bulles, celui de droite à un ensemencement fumée.

d'assurer un ensemencement homogène et continu couvrant tout le champ d'observation.

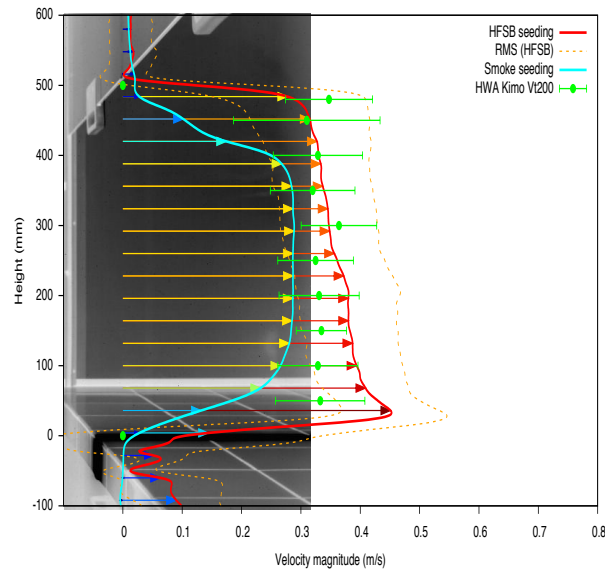


FIGURE 4.4 – Profils verticaux de vitesse moyenne pris au niveau du plan de la fenêtre coulissante.

La figure 4.4 présente les profils verticaux de la norme de la vitesse moyenne prise entre le plan de travail ($h = 0$ mm) et le bord inférieur de la vitre coulissante ($h = 500$ mm). Notre idée avec cette figure est de comparer la méthode image développée à une mesure fil chaud effectuée avec un anémomètre standard (Kimo VT 200) fréquemment utilisé lors des contrôles de performances des sorbonnes. Comme nous pouvons le voir la méthode image avec ensemencement en bulles et le fil chaud donnent des résultats assez proches (excepté aux extrémités où la vitesse de l'air est trop faible pour être correctement mesurée par le fil chaud). La vitesse mesurée par le fil chaud est difficile à définir puisqu'elle intègre la mesure sur toute la surface de la sonde. Ainsi pour peu qu'elle ne soit pas correctement orientée ou que la vitesse ne lui soit pas parfaitement perpendiculaire la vitesse mesurée s'en retrouve affectée ce qui peut expliquer les légers écarts observés avec la méthode image utilisant le traceur bulles. En revanche, comme nous nous y attendions, la méthode image avec ensemencement en fumée donne la bonne tendance de la vitesse mais la sous-estime assez nettement et ce pour les raisons mentionnées plus haut. Finalement nous pouvons dire que la méthode image avec les bulles tient la comparaison avec une mesure par un anémomètre de contrôle. Elle a en plus de fournir une mesure spatiale non intrusive.

4.4.2 Influence de la hauteur d'ouverture de la façade coulissante

Comme application de la méthode, nous étudions dans cette section l'influence de la hauteur d'ouverture de la façade coulissante sur l'écoulement d'aspiration. En effet tous les opérateurs ne travaillent pas nécessairement avec la même surface d'ouverture et il est de ce fait intéressant de voir si ce paramètre a un quelconque effet sur l'écoulement. Pour cela nous avons effectué des mesures du champ de vitesse pour deux hauteurs d'ouverture différentes : $H = 350$ mm et $H = 500$ mm. L'acquisition des images a cette fois été faite à 125 Hz et nous n'avons utilisé que les bulles d'hélium comme traceur, l'ensemencement fumée n'étant pas complètement maîtrisé (cf. section précédente). Une fréquence de 125 Hz est généralement considérée comme assez basse pour faire de la PIV, cependant le flux d'aspiration généré par la sorbonne est assez faible (≤ 0.5 m.s⁻¹) ce qui occasionne des déplacements maximaux autour de 4-5 pixels. Pour cette mesure la rampe à LEDs a été utilisée en régime continu. Les quantités statistiques ont été calculées à partir de 6000 champs instantanés ce qui correspond à une durée totale d'acquisition de 48 secondes. Pour l'estimation du mouvement nous avons choisi après quelques tests une fenêtre Gaussienne de départ de $\sigma_{lmax} = 32$ pixels et une fenêtre finale de $\sigma_{lmin} = 8$ pixels avec un facteur de réduction $\gamma = 0.75$. Dans la suite,

Equipement	Paramètres de fonctionnement
Caméra Photron	Fréquence : 125 Hz Temps d'exposition : 8 ms
Rampe à LEDs	Continu (500 mA)

TABLE 4.2 – Paramètres expérimentaux de la mesure sur sorbonne pour deux hauteurs d'ouverture.

les résultats qui seront présentés ont été obtenus avec le modèle sous incertitude de position anisotrope. Les autres modèles ont aussi été testés, donnant des résultats aux différences négligeables.

Analyse statistique :

La figure 4.5 présente les champs de vitesse moyenne mesurée par la méthode image avec un ensemencement HFSB pour des hauteurs d'ouverture $H = 350$ mm et $H = 500$ mm. Les axes sont adimensionnés par la profondeur $L = 700$ mm de la sorbonne. La couleur représente la norme $\|\vec{v}\|$ du vecteur vitesse moyenne adimensionnée par une vitesse $U_s = 0.4$ m.s⁻¹ (vitesse arbitraire correspondant au seuil minimal de vitesse frontale généralement recommandé pour une sorbonne (DESSAGNE et al., 2009)). Nous pouvons voir sur les deux cartes que la vitesse augmente à mesure que l'on approche de l'entrée de la sorbonne et qu'elle atteint son maximum à l'intérieur de l'enceinte ($x/L \geq 0$). Nous constatons que cette accélération est net-

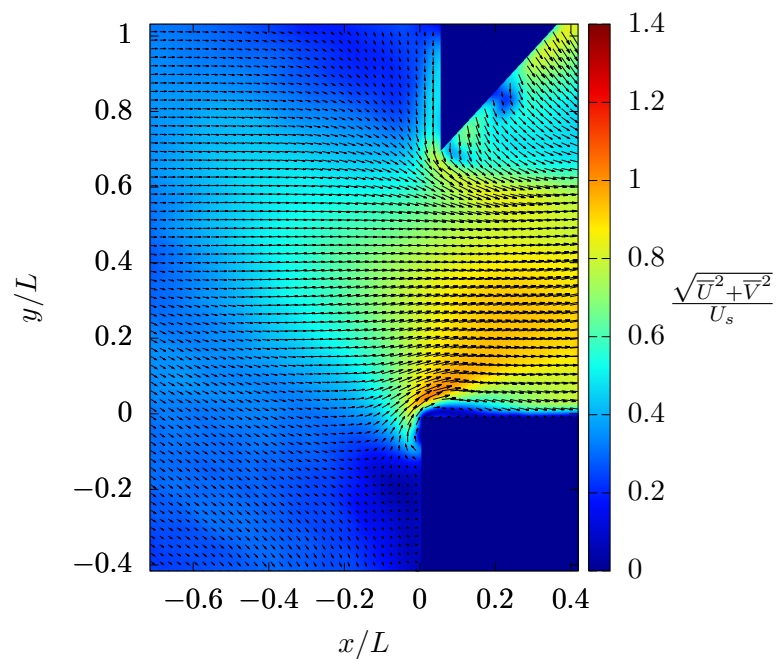
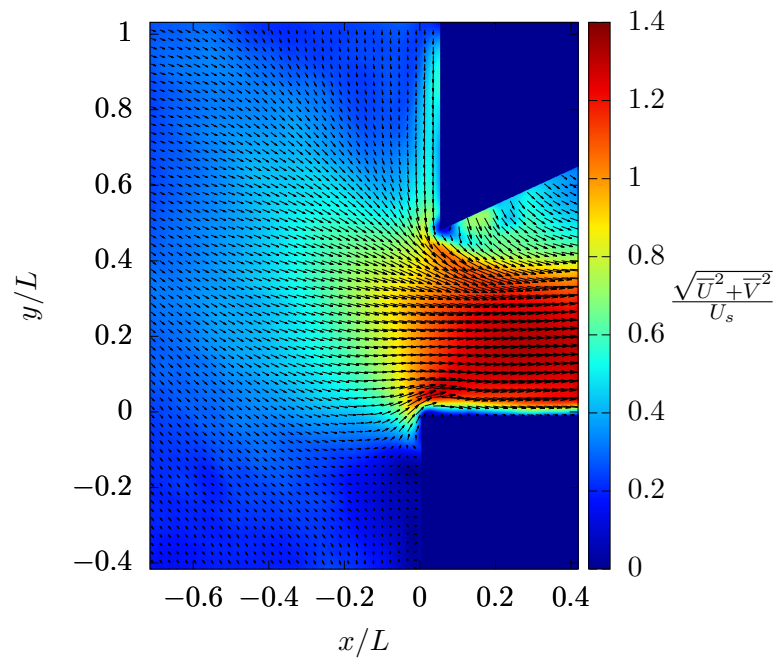


FIGURE 4.5 – Champ de vitesse moyenne mesurée avec un ensemencement en bulles pour une hauteur d'ouverture $H = 350$ mm (a) et pour une hauteur d'ouverture $H = 500$ mm (b).

tement plus marquée avec une hauteur d'ouverture $H = 350$ mm ($\|\bar{v}\|/U_s \geq 1$) qu'avec une hauteur $H = 500$ mm ($\|\bar{v}\|/U_s \leq 1$). La vitesse d'aspiration de cette sorbonne varie donc avec la hauteur d'ouverture. Selon nous cette différence de vitesse s'explique par la conservation du débit. Cependant certaines sorbonnes sont censées ajuster automatiquement la fréquence de leur ventilateur en fonction de la hauteur d'ouverture afin de conserver une vitesse d'aspiration frontale constante quelque soit la hauteur d'ouverture. Ce n'est probablement pas le cas de la sorbonne examinée mais cela montre que notre méthode permettrait de contrôler le bon fonctionnement de tels systèmes d'auto-régulation.

La figure 4.6 montre les cartographies des intensités de turbulences $\overline{u'^2}$, $\overline{v'^2}$ et $\overline{u'v'}$ pour les deux hauteurs d'ouverture. Pour la composante $\overline{u'^2}$ (figures 4.6(a) et (b)) nous distinguons, pour les deux hauteurs, une forte zone de turbulence au niveau du bord du plan de travail ($0 \leq x/L \leq 0.2$, $0 \leq y/L \leq 0.1$) avec un taux de turbulence maximal supérieur à 40%. Cette zone est plus intense et étendue pour une hauteur d'ouverture $H = 350$ mm que pour $H = 500$ mm. Par ailleurs, pour $H = 350$ mm nous observons une autre zone de turbulence qui se développe et s'épanouit dans le sillage du bord inférieur de la façade coulissante. Le taux de turbulence y est d'environ 30%. Pour $H = 500$ mm cette trace du sillage est beaucoup plus faible et ne se développe pas autant dans l'enceinte. Cependant pour $H = 500$ mm nous détectons une autre activité turbulente importante dans l'enceinte de la sorbonne derrière la façade coulissante ($0.2 \leq x/L \leq 0.4$, $0.8 \leq x/L \leq 1$). Il est difficile de savoir si cette activité turbulente est aussi présente pour $H = 350$ mm puisque la vitre occulte cette zone. Pour la composante $\overline{v'^2}$ (figures 4.6(c) et (d)) nous observons une zone de turbulence cernant l'angle du plan de travail ($x/L \simeq 0$, $y/L \simeq 0$). Cette singularité est plus prononcée pour $H = 350$ mm. Alors que pour $H = 500$ mm cette zone de turbulence reste spatialement limitée, elle semble au contraire s'étendre dans l'enceinte de la sorbonne pour $H = 350$ mm avec un niveau de turbulence global plus élevé. Nous retrouvons pour $H = 500$ mm la zone de turbulence déjà identifiée derrière la façade coulissante. Pour la composante $\overline{u'v'}$ (figures 4.6(e) et (f)), nous distinguons clairement le sillage du bord inférieur pour les deux hauteurs d'ouverture. Ces deux « traînées » affichent un niveau de turbulence similaire ce qui n'était pas le cas dans cette zone pour la composante $\overline{u'^2}$. Pour résumer cette analyse des tenseurs de Reynolds, nous pouvons dire que globalement, dans le cas de cette sorbonne, une hauteur d'ouverture plus basse entraîne un niveau de turbulence plus élevé. La hauteur d'ouverture influe donc aussi sur l'intensité turbulente de l'écoulement. Par ailleurs, comme nous nous y attendions un peu et comme cela a été relevé dans certaines études (J.-K. CHEN, 2016; PIETROWICZ et al., 2018; TSENG et al., 2006), l'apparition de zones agitées dans l'écoulement est intimement corrélée aux caractéristiques géométriques de la sorbonne.

La figure 4.7 montre le champ de vorticité moyenne $\bar{\omega} = \frac{\partial \bar{V}}{\partial x} - \frac{\partial \bar{U}}{\partial y}$ adimensionnée par la quantité U_s/L . La vorticité caractérise le caractère localement tourbillonnaire de l'écoulement

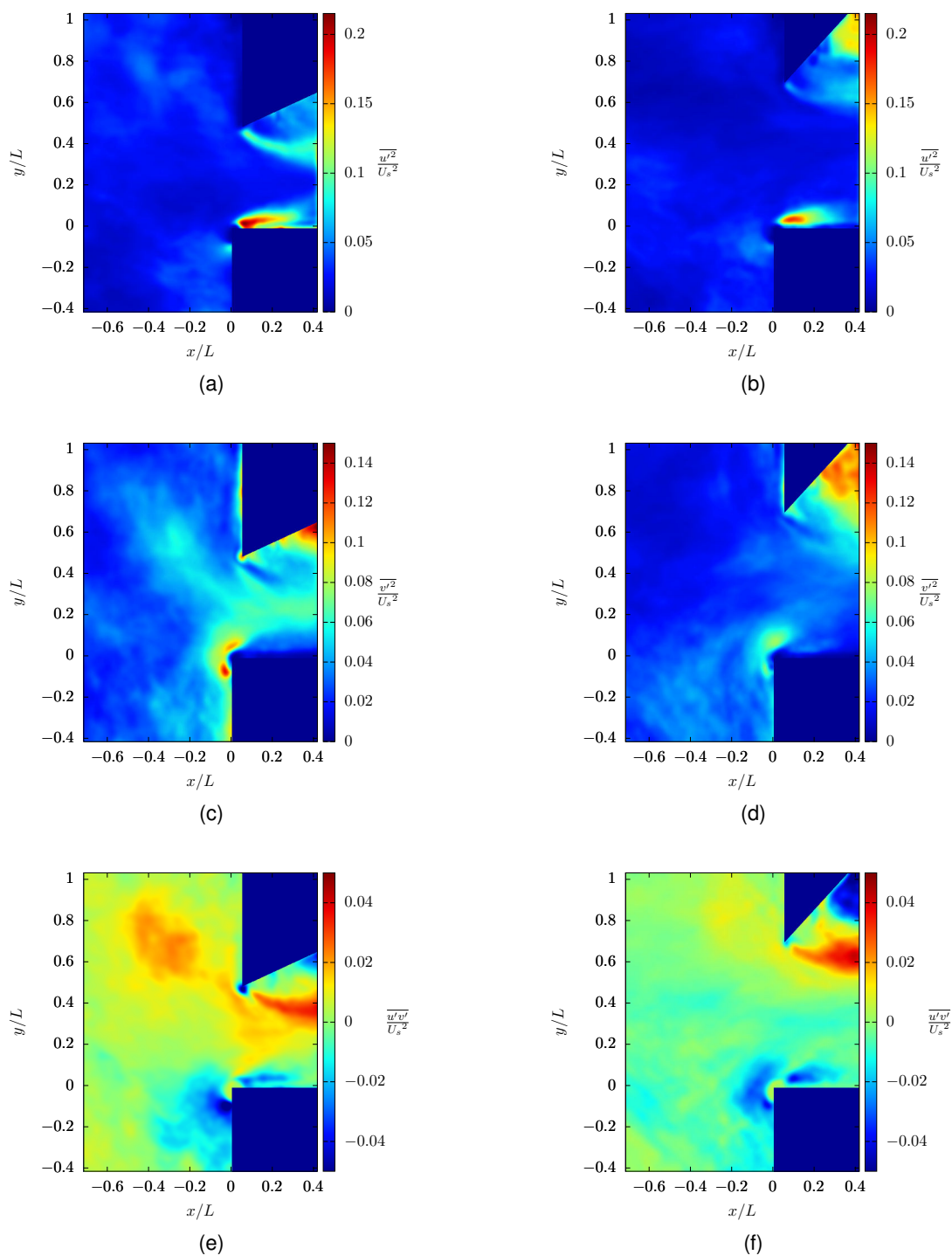
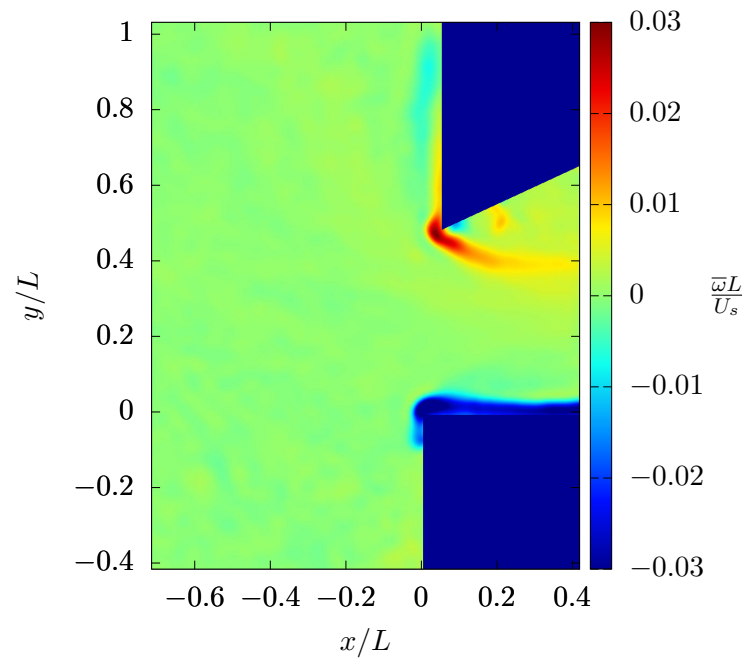
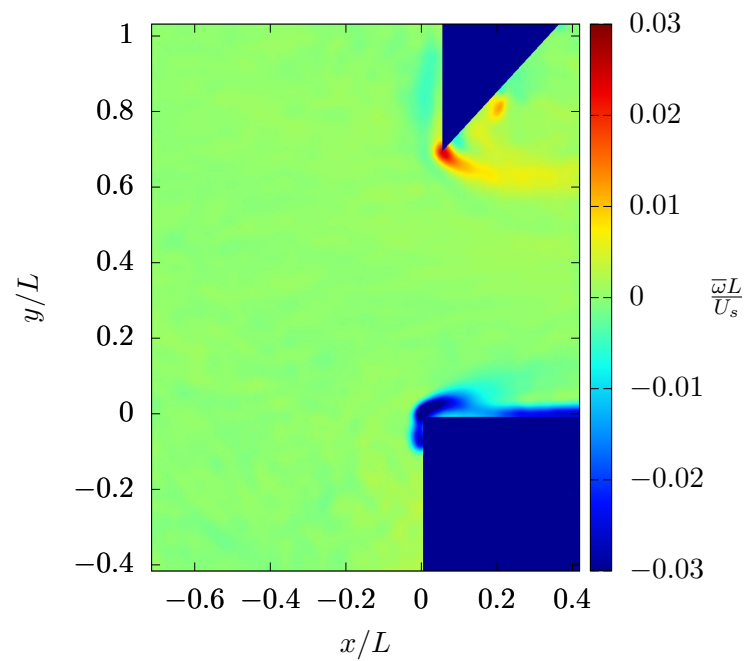


FIGURE 4.6 – Cartographies des tensions de Reynolds mesurés pour une hauteur d'ouverture $H = 350$ mm (a)(c)(e) et $H = 500$ mm (b)(d)(f).



(a)



(b)

FIGURE 4.7 – Cartographies de vorticité moyenne obtenues à partir des champs de vitesse moyenne mesurée pour les hauteurs d'ouverture $H = 350$ mm (a) et $H = 500$ mm (b).

et son analyse peut être couplée à l'analyse de l'intensité turbulente. Comme nous pouvons le constater nous avons une zone de vorticité negative qui débute au bord du plan de travail ($x/L = 0, y/L = 0$) et qui s'étend dans la profondeur longeant le plan de travail et délimitant ainsi la couche limite du plan de travail. Une autre zone de vorticité, positive cette fois, est identifiable dans le sillage du bord inférieur de la façade coulissante ($x/L \simeq 0.05, y/L \simeq 0.5$ pour $H = 350$ mm et $y/L \simeq 0.7$ pour $H = 500$ mm). Globalement nous observons une vorticité plus intense dans le cas d'une ouverture à 350 mm que dans le cas d'une ouverture à 500 mm. Ces zones de vorticité coïncident avec les zones de turbulence identifiées plus haut et sont elles aussi liées à la géométrie de la sorbonne (obstacles, angles saillants, parois etc...). Toutefois il y avait dans l'angle supérieur droit de la sorbonne une zone d'activité turbulente assez marquée pour $H = 500$ mm or nous ne retrouvons pas de vorticité particulièrement élevée dans cette région. Ceci pourrait amener à penser que l'intensité turbulente mesurée à cet endroit n'était que du bruit. Cependant nous observons une forte anti-corrélation entre les fluctuations u' et v' , ce qui traduit généralement la présence de tourbillons contra-rotatifs. Il est donc difficile de se prononcer sur cette zone. Mais nous pencherions pour dire qu'il y a dans cette zone des tourbillons qui ne sont pas stables. Selon leur position et leur intensité les zones de vorticité peuvent engendrer la stagnation de contaminants voire même leur éjection en dehors de la sorbonne, il est donc important de pouvoir les localiser.

Analyse temporelle localisée :

L'analyse statistique précédente nous a permis de mettre en évidence des zones singulières de l'écoulement. Une fois ces zones identifiées il est intéressant d'y regarder le comportement dynamique de l'écoulement. Or notre méthode a aussi l'avantage de fournir une mesure instantanée qui permet de suivre cette dynamique et de repérer d'éventuels dysfonctionnements qui ne sautent pas naturellement aux yeux avec une simple analyse statistique. Nous procédons donc ici à une analyse temporelle localisée de la vitesse mesurée.

Sur la figure 4.8, nous avons tracé, pour les deux hauteurs d'ouverture $H = 350$ mm et $H = 500$ mm, l'évolution temporelle de la vitesse horizontale $u(t)$ mesurée à la station longitudinale de la fenêtre coulissante ($x/L \simeq 0.05$) pour des positions verticales proches du plan de travail ($y/L = 0.006$), à mi-chemin entre le plan de travail et le bord inférieur de la fenêtre coulissante ($y/L = 0.25$ pour $H = 350$ mm et $y/L = 0.36$ pour $H = 500$ mm) et juste en-dessous du bord inférieur de la fenêtre coulissante ($y/L = 0.48$ pour $H = 350$ mm et $y/L = 0.69$ pour $H = 500$ mm). Ce sont des positions où l'écoulement est le plus perturbé (cf. figure 4.6) et qui correspondent à des zones critiques (soit à proximité des sources d'émission de contaminants, soit à proximité de la zone de respiration du laborantin). Pour les deux hauteurs d'ouverture nous observons en bas ($y/L = 0.006$, figures 4.8(a) et (b)) une vitesse qui devient négative (i.e. orientée vers l'extérieur de la sorbonne) par moments. Ces  v nements semblent plus

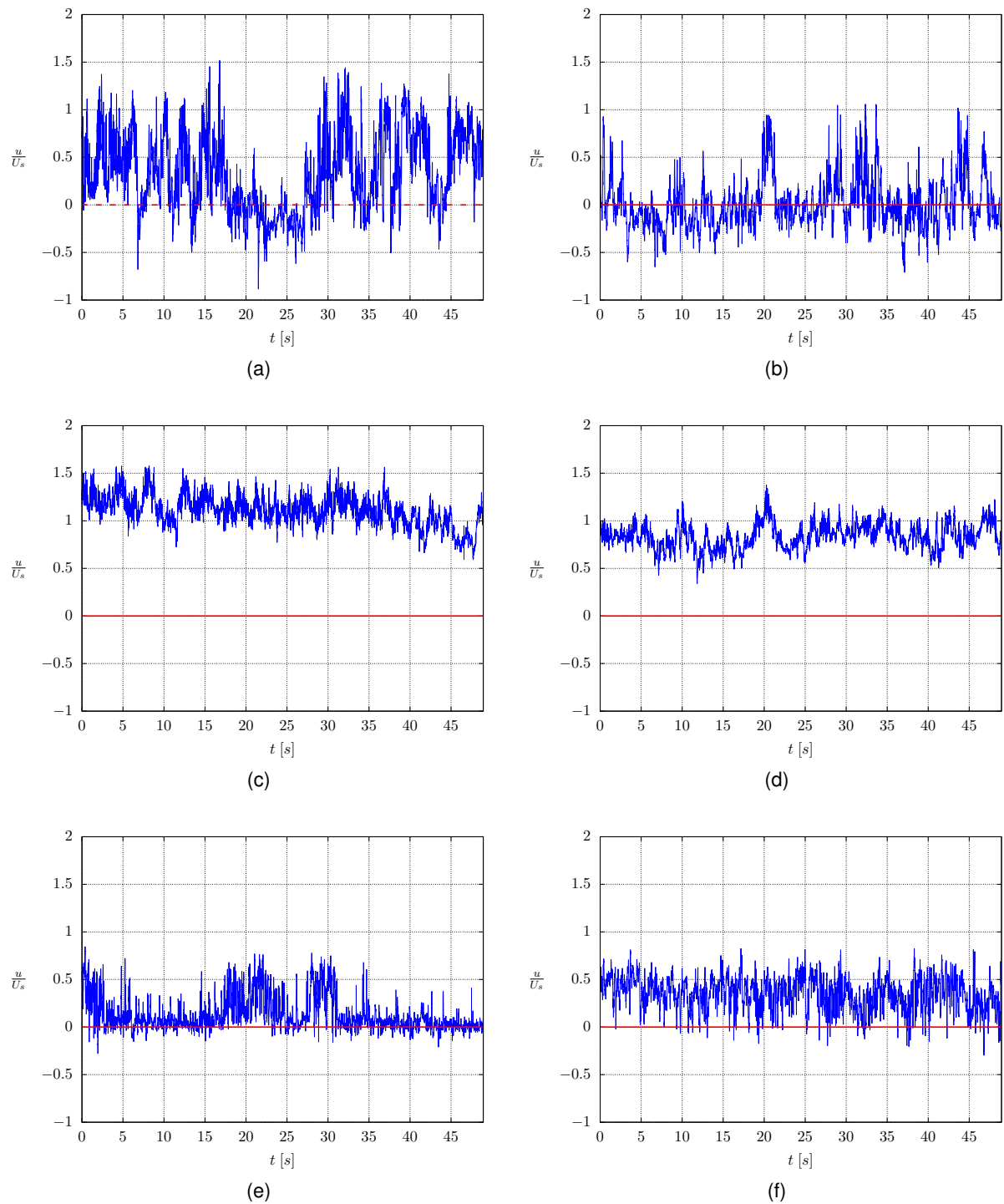


FIGURE 4.8 – Suivi temporel de la vitesse horizontale u à la station $x/L \simeq 0.05$ pour trois hauteurs différentes pour les hauteurs d'ouverture $H = 350$ mm (a)(c)(e) et $H = 500$ mm (b)(d)(f).

fréquents pour une hauteur d'ouverture $H = 500$ mm. Ainsi si une substance manipulée sur le plan de travail est renversée à proximité, la fuite de contaminants vers l'extérieur semble envisageable. A mi-chemin entre le plan de travail et le bord inférieur de façade coulissante (figures 4.8(c) et (d)) la vitesse horizontale est toujours positive, aucun risque de fuite n'est possible à cette hauteur là. Cependant nous pouvons noter une légère tendance baissière pour $H = 350$ mm. Enfin à proximité du bord inférieur de la façade coulissante (figures 4.8(e) et (f)) la vitesse mesurée est globalement positive mais proche de zéro (surtout pour $H = 350$ mm) avec de légères incursions dans le négatif. Ceci peut être problématique dans la mesure où cela se situe non loin de la zone de respiration du laborantin. Pour résumer, ce suivi temporel permet de mettre en évidence des phénomènes intermittents et montre l'instationnarité locale de l'écoulement. Or avec un dispositif de protection il serait plutôt recommandé d'avoir des écoulements les plus stables possibles pour éviter des fuites intempestives.

4.5 Conclusion du quatrième chapitre

Dans ce chapitre nous avons montré qu'il était possible de mener sur le terrain une mesure basée image pour caractériser en grande taille le flux d'aspiration d'une sorbonne de laboratoire en conditions réelles de fonctionnement. Cette campagne exploratoire de mesures a été réalisée pour un plan vertical, orthogonal à l'entrée d'air de la sorbonne. Deux types d'ensemencement ont été testés : les bulles et la fumée. Si la fumée avait permis d'obtenir une bonne mesure en soufflerie (cf. **chapitre 3**), son utilisation sur le terrain s'est avérée plus délicate. En effet certaines zones de l'écoulement ont été difficiles à ensemencher menant ainsi à une mesure peu fiable. Pour réitérer l'expérience dans le futur, un travail préalable d'ingénierie sur la génération de fumée texturée sera sans doute nécessaire. En revanche, la mesure obtenue avec l'ensemencement HFSB s'est révélée plus satisfaisante grâce à la robustesse du système de génération de bulles de LaVision. Grâce à la méthode image, nous avons donc été en mesure d'obtenir le champ de vitesse d'air, résolu en temps, sur une large zone d'intérêt. A partir d'une séquence de champs instantanés nous avons pu calculer le champ moyen et le comparer en certains points avec des mesures anémométriques au fil chaud. De là nous avons pu constater qu'avec les bulles notre méthode tenait la comparaison avec la méthode fil chaud classiquement utilisée lors des contrôles de routine. Ainsi une méthode basée image semble plus avantageuse que le fil chaud : pour une précision comparable, nous sommes capables de fournir une distribution de vitesse à deux composantes avec une bonne résolution spatiale et temporelle sur un plan quand avec le fil chaud nous n'avons qu'une composante en quelques points de mesure dispersés. Comme nous l'avons vu nous avons aussi été en mesure de quantifier et cartographier l'intensité de turbulence de l'écoulement. De même avec la vorticité. Ces éléments permettent de repérer les zones d'instabilité et de recirculation de

l'air. Selon leur localisation et leur force, ces instabilités peuvent trahir des dysfonctionnements comme la fuite de contaminants. Outre l'aspect sanitaire, la présence de zones d'agitation causées par des obstacles saillants qui s'opposent au fluide peut dégrader l'efficacité énergétique de la sorbonne. Ces informations obtenues par la méthode image apportent donc une meilleure compréhension des installations de ventilation en général et pourraient aider à améliorer leur conception dans l'optique d'optimiser leur efficacité.

Finalement cette étude nous laisse penser que la méthode développée pourrait être appliquée dans le cadre d'évaluation de performances de sorbonnes ou d'autres systèmes de ventilation au sein des bâtiments. Elle fournit a priori une caractérisation de l'écoulement plus complète que les contrôles périodiques en vigueur basés sur des mesures ponctuelles moyennées par anémométrie à fil chaud.

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Cette thèse a eu pour but de développer une méthode destinée à mesurer sur le terrain des champs bidimensionnels de vitesse à deux composantes.

Tout d'abord, nous avons mis au point un algorithme d'estimation de mouvement à partir de séquence d'images basé sur la méthode de résolution de Lucas & Kanade. L'originalité de cet algorithme réside dans l'établissement d'un nouveau modèle d'observation issu de l'expression de la conservation d'un scalaire passif dans le formalisme stochastique d'incertitude de position. Cet algorithme a été testé sur des images synthétiques de particules et de scalaire. Sur les images de particules l'algorithme développé a montré de très bonnes performances, surpassant la corrélation ainsi que les autres méthodes flot optique issues de l'état de l'art. Sur les images de scalaire le formalisme stochastique a permis d'améliorer significativement l'estimation comparé à un modèle de conservation de la luminance classique.

Nous avons ensuite intégré cet algorithme à l'ensemble de la méthode de mesure qui consiste à mesurer la vitesse sur un grand champ d'observation ($\geq 1 \text{ m}^2$) à l'aide d'un éclairage LED et d'une seule caméra et que nous avons testée en soufflerie sur des écoulements maîtrisés de couche de mélange et de sillage de cylindre. Deux types de traceurs ont alors été testés séparément : les bulles et la fumée. Les mesures effectuées avec la méthode image ont été comparées à des mesures de référence réalisées au fil chaud. Les champs moyens, tenseurs de Reynolds et spectres ont été analysés. Pour la couche de mélange la méthode image a donnée des résultats très satisfaisants pour les deux traceurs. Il est ressorti de cette campagne une bonne adéquation entre les mesures image et fil chaud et ce pour les deux traceurs. Contrairement au cas de la couche de mélange où les deux ensemencements ont donné des résultats similaires, une différence significative a été observée dans le cas du cylindre où les mesures avec images de bulles ont donné de meilleurs résultats. Sur les quantités statistiques nous n'avons pas observé de différence significative entre un modèle d'observation sous incertitude de position et une conservation de la luminance classique. Néanmoins nous avons observé localement des différences sur des champs instantanés. Ce qu'il faut retenir de cette campagne de mesures en soufflerie, c'est qu'il est possible d'obtenir avec une nappe de lumière grossière d'épaisseur $\geq 1 \text{ cm}$, avec un grandissement $\simeq 1 \text{ pixel.mm}^{-1}$ sur un champ d'observation $\geq 1 \text{ m}^2$ et avec de gros traceurs, une mesure de qualité, comparable à ce qui se fait classiquement avec une nappe laser fine, un grandissement $\geq 10 \text{ pixel.mm}^{-1}$ sur un petit champ $\leq 10 \text{ cm}^2$ et avec de petites particules.

Après avoir évalué les performances de la méthode en soufflerie nous l'avons expérimentée

sur le terrain pour mesurer l'écoulement non maîtrisé généré par une sorbonne de laboratoire en conditions réelles de fonctionnement. Lors de cette campagne nous avons testé les deux ensemencements testés en soufflerie. La maîtrise de l'ensemencement en fumée s'est avérée délicate sur le terrain, ce qui s'est ressenti sur les mesures. En revanche grâce à l'ensemencement en bulle nous avons pu reconstituer le champ de vitesse du flux d'aspiration de la sorbonne. Nous avons comparé la mesure à deux hauteurs d'ouverture de la fenêtre coulissante et mis ainsi en évidence l'influence de ce paramètre : une plus petite hauteur d'ouverture entraîne une augmentation de la vitesse d'aspiration ainsi qu'une augmentation de l'intensité turbulente.

Perspectives

Comme nous l'avons vu au **chapitre 2** il est possible d'envisager plusieurs modèles pour la matrice de diffusion, α , du modèle d'observation. Nous en avons introduits plusieurs mais d'autres modélisations plus complètes comme celle avec composantes anti-diagonales,

$$\begin{pmatrix} \alpha_1 & \alpha_3 \\ \alpha_3 & \alpha_2 \end{pmatrix}, \quad (4.1)$$

sont des pistes à explorer. Nous nous sommes penchés un moment sur ce modèle mais il donne naissance à un problème d'optimisation sous contraintes coûteux à résoudre. Une autre piste d'amélioration serait d'automatiser les paramètres d'entrée (tailles de fenêtre maximale et minimale) de l'algorithme. En effet ces paramètres dépendent de plusieurs facteurs souvent indépendant comme les gradients locaux de vitesse et la densité de particules. Toujours concernant l'algorithme, il faudrait envisager sa parallélisation dans l'optique d'effectuer des mesures temps réel sur le terrain.

Concernant le matériel utilisé pour la méthode, des débuts d'essais avec une caméra plus grand public de type Basler ont été réalisés pendant cette thèse mais les résultats obtenus restent encore embryonnaires et aucune validation au fil chaud n'a encore été réalisée. Dans la même veine, l'utilisation d'une caméra de smartphone est à expérimenter pour la suite. Il serait aussi intéressant d'étendre la méthode à la mesure stéréo en utilisant une seconde caméra. Cela permettrait de déterminer la troisième composante du champ de vitesse. Par la même occasion cela faciliterait peut-être aussi la mise en place sur le terrain en donnant plus de flexibilité au positionnement des caméras. Concernant l'usage de la fumée, si nous voulons maîtriser la mesure terrain avec ce traceur, un travail d'ingénierie sur le système d'ensemencement pour générer une fumée texturée sera nécessaire.

Concernant l'étude de la sorbonne, pour approfondir la caractérisation, il serait intéressant d'effectuer une mesure image suivant plusieurs plans (verticaux et horizontaux) afin d'obtenir une

cartographie 3D de l'écoulement plus exhaustive, à la manière des expériences de LI et al., (2015) ou de PIETROWICZ et al., (2018). L'influence de la présence d'un opérateur, modélisée par un mannequin thermique, gagnerait aussi à être étudiée pour avoir une mesure dans un contexte plus réaliste d'utilisation de la sorbonne. Enfin, une fois l'écoulement d'aspiration caractérisé nous pourrions simuler un transport de polluant émis dans la sorbonne pour prédire son comportement.

RAMPE À LEDS

Dans cette annexe nous apportons un complément d'information sur la caractérisation de la tranche lumineuse émise par la rampe à LEDs, lorsque son diaphragme est au plus faible écartement. Pour ce faire nous avons mesuré l'intensité lumineuse émise en mode continu, pour cinq positions situées aux distances $x = \{500 \text{ mm}, 750 \text{ mm}, 1000 \text{ mm}, 1250 \text{ mm}, 1500 \text{ mm}\}$ de la rampe. Sur la figure A.1 nous montrons l'allure du faisceau projeté par la rampe sur un panneau noir. Visuellement nous voyons qu'à mesure que nous nous éloignons de la source lumineuse (de gauche à droite sur la figure A.1), la lumière diffuse, l'épaisseur de la tranche à tendance à s'élargir et l'intensité décroît. L'éclairage n'est donc pas uniforme. Par ailleurs nous remarquons que la lumière se distribue de manière légèrement oblique selon la hauteur. Cela est dû à un mauvais alignement des deux lentilles de Fresnel qui permettent de collimater le faisceau. Pour chaque position longitudinale x , nous avons mesuré le profil transversal d'intensité lumineuse suivant la direction (Oz) à trois hauteurs $y = \{-500 \text{ mm}, 0 \text{ mm}, +500 \text{ mm}\}$. Nous présentons ces mesures sur la figure A.2. L'axe (Oz) y est adimensionné par la longueur arbitraire $Z = 10 \text{ mm}$. Pour chaque station x l'intensité lumineuse est adimensionnée par l'intensité maximale $I_{max, y = 0 \text{ mm}}$ mesurée à la hauteur $y = 0 \text{ mm}$. Quelque soit la station x considérée, l'intensité lumineuse est toujours plus élevée au centre de la tranche ($y = 0 \text{ mm}$) qu'à ses extrémités ($y = \pm 500 \text{ mm}$). Nous remarquons en outre que l'intensité lumineuse au centre de la tranche ($y = 0 \text{ mm}$) est toujours symétrique par rapport à l'axe (Oy) mais non Gaussienne, en effet nous distinguons un point d'inflexion de part et d'autre de l'axe ($1 \leq |z/Z| \leq 2$). Ce point d'inflexion, à partir duquel l'intensité lumineuse diminue brutalement, est probablement dû à l'écartement minimal du diaphragme qui supprime une partie des rayons lumineux en sortie des lentilles. Contrairement à ce que nous observons à la hauteur $y = 0 \text{ mm}$, l'intensité lumineuse aux extrémités présente des profils dissymétriques, opposés entre le haut et le bas, et ce quelque soit la station. Par ailleurs, plus nous nous éloignons de la source lumineuse, i.e. quand x augmente, plus les profils s'élargissent. A la station $x = 500 \text{ mm}$, la largeur à mi-hauteur prise au centre de la tranche ($y = 0 \text{ mm}$) est $\simeq 10 \text{ mm}$ et finit par dépasser les 30 mm à la station $x = 1500 \text{ mm}$. Non seulement les profils s'élargissent, mais en plus ils s'affaissent comme nous le voyons mieux sur la représentation de la figure A.3 qui montre l'évolution longitudinale des profils mais cette fois regroupés par hauteur y . Ce que nous avons perçu à l'oeil nu est donc corroboré par les mesures d'intensité lumineuse. L'asymétrie de la

distribution d'intensité lumineuse aux extrémités entraîne une tranche oblique mais relativement droite, de ce fait en donnant un léger angle à la rampe nous pouvons nous arranger pour mettre la tranche parallèle au plan d'observation du flux. En revanche nous ne pouvons pas corriger l'élargissement du faisceau, il y a donc une intégration de la mesure plus forte à longue distance de la rampe qu'à courte distance. A titre de comparaison, les nappes laser ont aussi un profil d'intensité qui évolue avec la distance au laser et le profil ne devient réellement Gaussien qu'à partir de 8 m (RAFFEL et al., 2018).

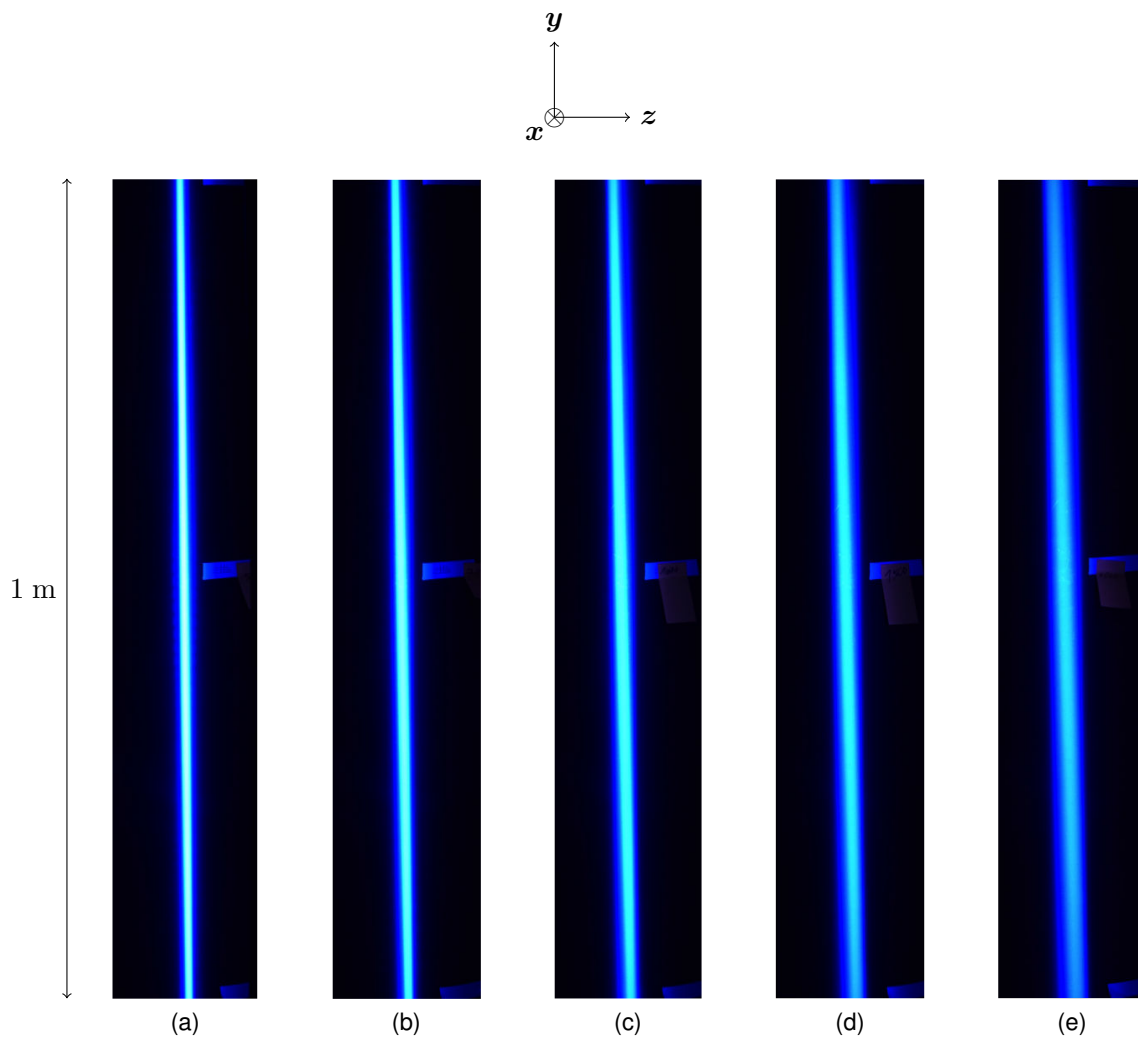


FIGURE A.1 – Photographies du faisceau lumineux émis par la rampe à LEDs positionnée verticalement avec un écartement minimal de son diaphragme. De gauche à droite le faisceau est photographié aux distances $x = 500$ mm (a), $x = 750$ mm (b), $x = 1000$ mm (c), $x = 1250$ mm (d) et $x = 1500$ mm (e) de la rampe à LEDs. La hauteur de la tranche photographiée est de 1 m.

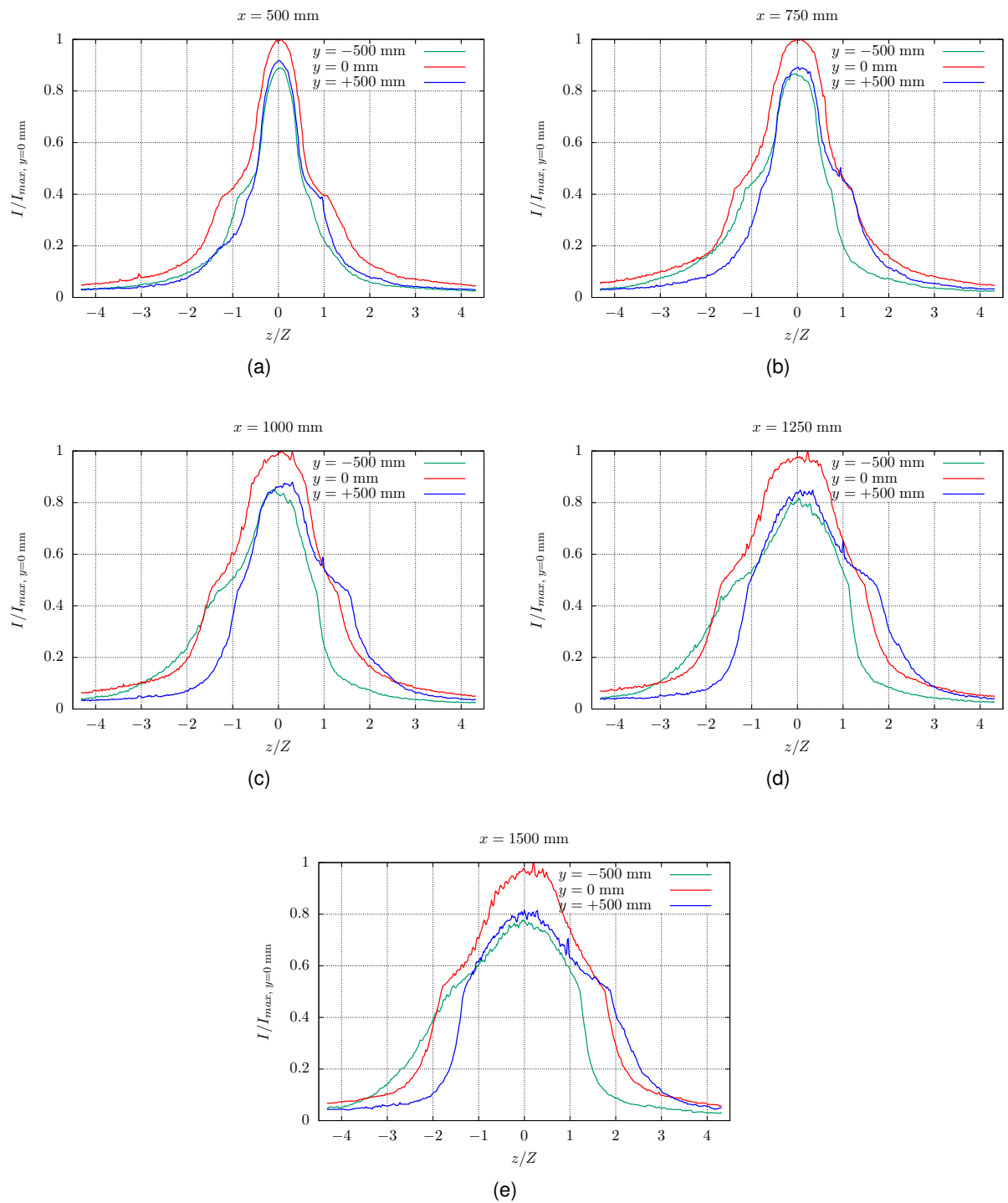
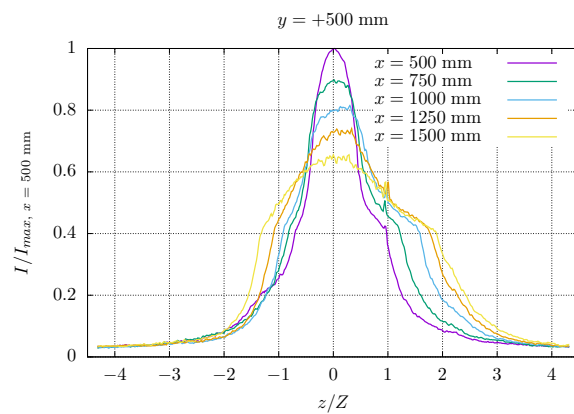
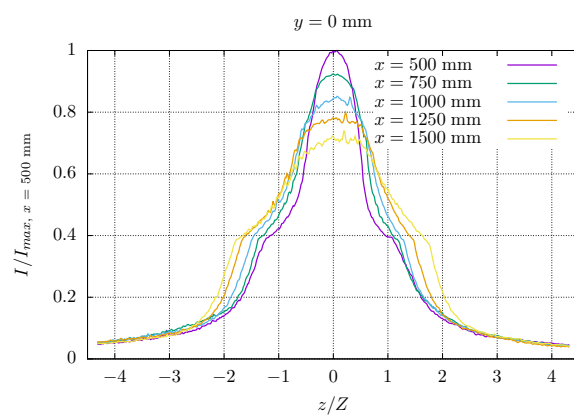


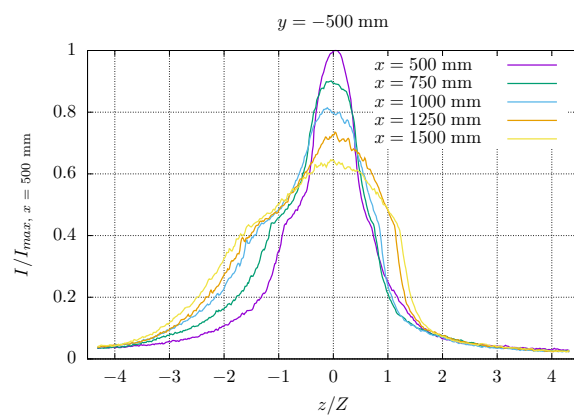
FIGURE A.2 – Profils transversaux d'intensité lumineuse du faisceau émis par la rampe à LEDs mesurés aux distances $x = 500 \text{ mm}$ (a), $x = 750 \text{ mm}$ (b), $x = 1000 \text{ mm}$ (c), $x = 1250 \text{ mm}$ (d) et $x = 1500 \text{ mm}$ (e). Pour chaque station x , le profil transversal est mesuré à trois hauteurs $y = -500 \text{ mm}$, $y = 0 \text{ mm}$ et $y = +500 \text{ mm}$.



(a)



(b)



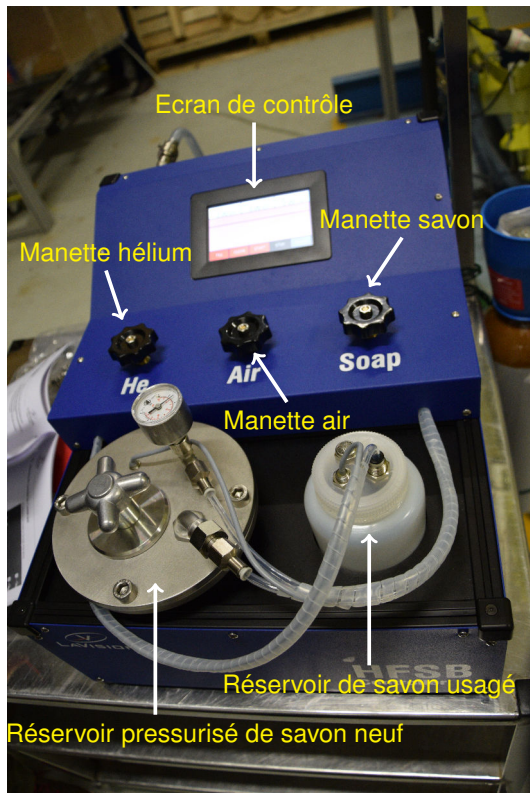
(c)

FIGURE A.3 – Profils transversaux d'intensité lumineuse du faisceau émis par la rampe à LEDs mesurés aux distances $x = 500 \text{ mm}$, $x = 750 \text{ mm}$, $x = 1000 \text{ mm}$, $x = 1250 \text{ mm}$ et $x = 1500 \text{ mm}$ et regroupés par hauteur $y = +500 \text{ mm}$ (a), $y = 0 \text{ mm}$ (b) et $y = -500 \text{ mm}$ (c). L'axe (Oz) est adimensionné par une épaisseur $Z = 10 \text{ mm}$.

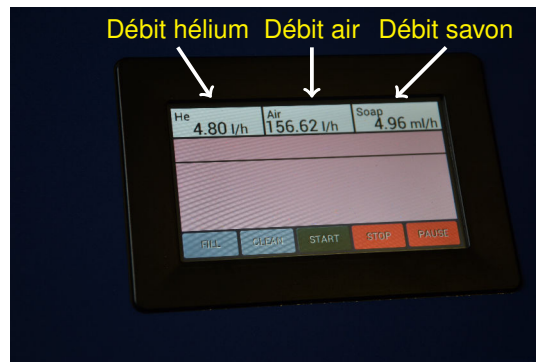
GÉNÉRATEUR DE BULLES ET RAMPES D'ENSEMENCEMENT

Dans cette annexe nous présentons le générateur de bulles de savon gonflées à l'hélium (HFBS) commercialisé par LaVision et que nous avons utilisé pour les expériences grand champ en soufflerie et pour l'étude in situ du flux d'aspiration d'une sorbonne de laboratoire des locaux d'Irstea-Rennes. Ce système est constitué de deux éléments : le système de contrôle du générateur qui est présenté en figure B.1 et la ou les rampes d'ensemencement présentées en figure B.2. Le poste de pilotage contient un réservoir pressurisé de savon neuf, un réservoir de récupération de savon usagé (mais réutilisable), 3 manettes de contrôle des débits d'hélium, d'air et de savon, un écran tactile rétro-éclairé permettant de déclencher/arrêter la génération de bulles, d'afficher les débits réels d'hélium, d'air et de savon ou encore de réaliser la vidange des rampes d'ensemencement. Les rampes d'ensemencement présentent un profil aérodynamique et sont chacune constituées de 20 buses superposées verticalement. Un réseau de petits canaux amène l'hélium, le savon et l'air à chaque buse. Comme nous pouvons le voir sur la figure B.3, le savon et l'hélium servent à former les bulles, l'air permet ensuite de les éjecter hors des buses. L'apport des différents fluides se fait par la base des rampes au moyen de tuyaux reliées à la console de pilotage. Pour ne pas trop perturber le flux dans la soufflerie, nous avons usiné des fentes dans son plafond et son plancher permettant de glisser les rampes par au-dessus et par en-dessous tout en laissant la base et les tuyaux d'alimentation à l'extérieur de la soufflerie. Sur la figure B.2(a) nous pouvons apercevoir des buses qui ne produisent pas de bulles, il s'agit-là d'un défaut du système qui fait que certaines buses ne fonctionnent que par intermittence. Ce dysfonctionnement est responsable de la non-homogénéité de l'ensemencement dans les images. Il est important de signaler que les différents débits d'hélium, air et savon ont un impact sur la taille des bulles, leur fréquence de production, leur temps de réponse et leur flottabilité. En théorie la flottabilité neutre est atteinte pour un ratio débit d'hélium/débit de savon $Q_{\text{He}}/Q_{\text{BFS}} \simeq 1080$ (BFS : Bubble Fluid Solution) mais en pratique il a été observé qu'elle était plutôt atteinte pour $Q_{\text{He}}/Q_{\text{BFS}} = 900 \pm 50$ à cause des pertes de savon sous forme de gouttelettes (FALEIROS et al., 2019).

Sur la figure B.4 nous présentons une des rampes d'ensemencement utilisées pour intro-



(a)



(b)

FIGURE B.1 – Photographies de la console de contrôle du générateur de bulles.

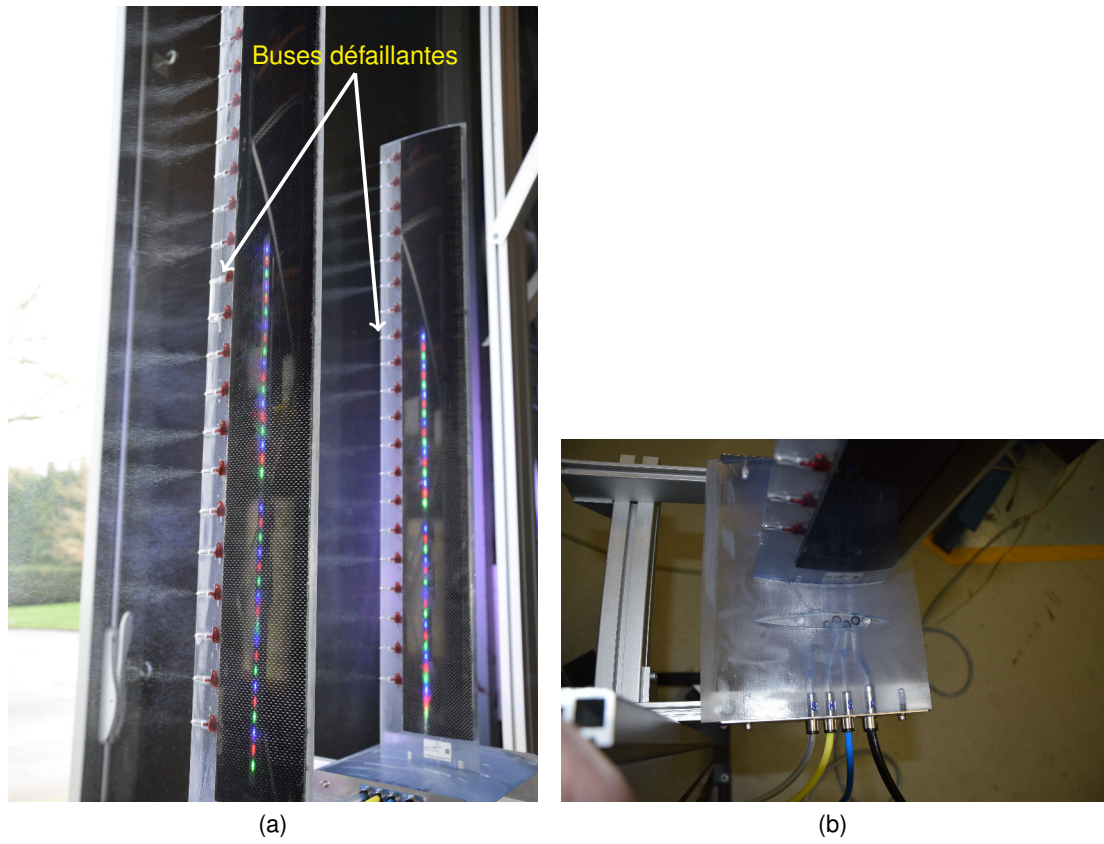


FIGURE B.2 – Photographies des rampes d'ensemencement du générateur de bulles en fonctionnement (a) et de la base d'une rampe où sont connectés les tuyaux d'alimentation en savon, air et hélium (b).

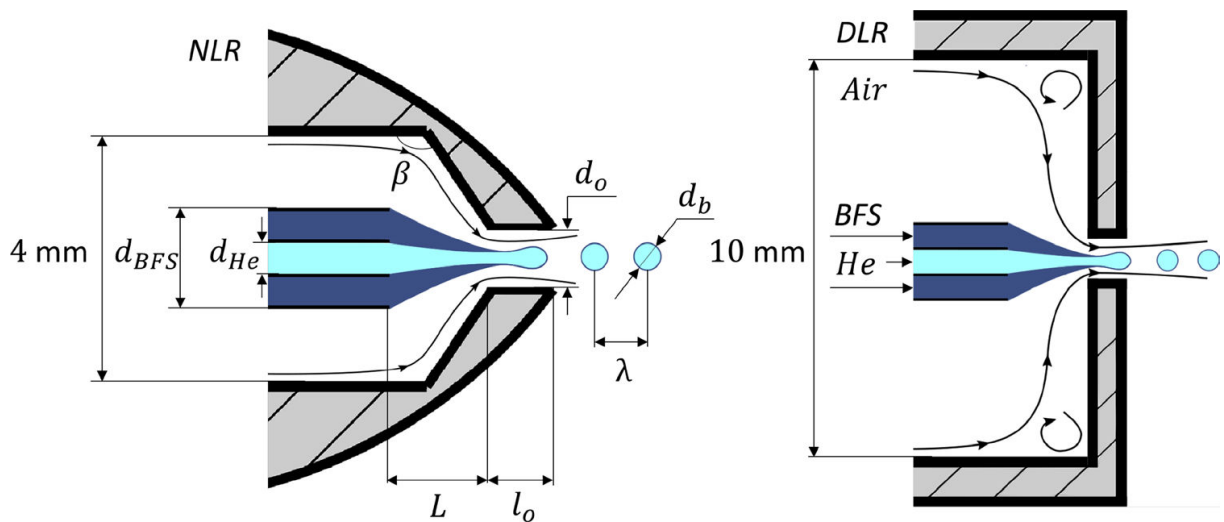
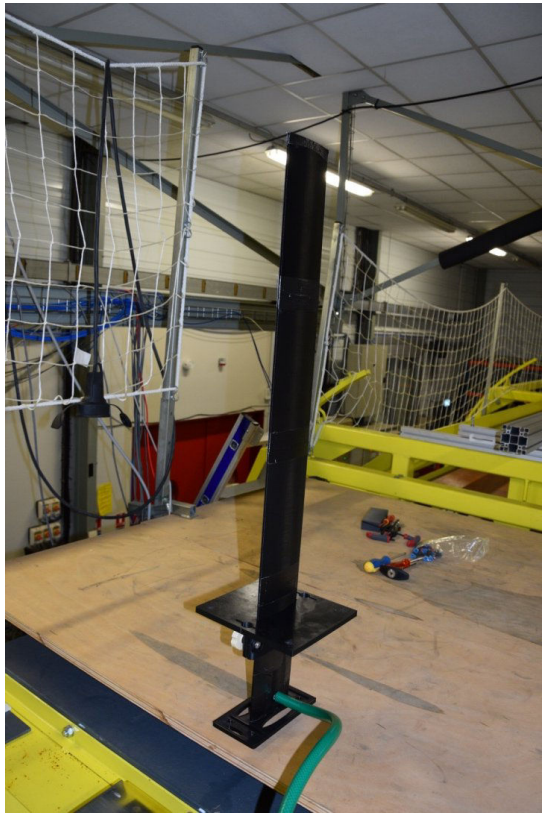


FIGURE B.3 – Schémas de buses montrant le processus de formation des bulles, tiré de FALEIROS et al., (2019).

duire la fumée dans l'écoulement. Bien qu'un peu plus fines, le design de ces rampes s'inspire largement du design des rampes de bulles. La différence est qu'elle ne comporte pas de buses mais seulement une fine fente laissant passer la fumée sur toute la hauteur. L'alimentation en fumée se fait via un tuyau relié au générateur de fumée.



(a)



(b)

FIGURE B.4 – Photographies d'une rampe d'ensemencement pour la fumée.

SCHÉMA GLOBAL DE L'ALGORITHME D'ESTIMATION DE MOUVEMENT

Dans cette annexe nous exposons un schéma explicatif du fonctionnement de l'algorithme d'estimation de mouvement présenté au **chapitre 2**.

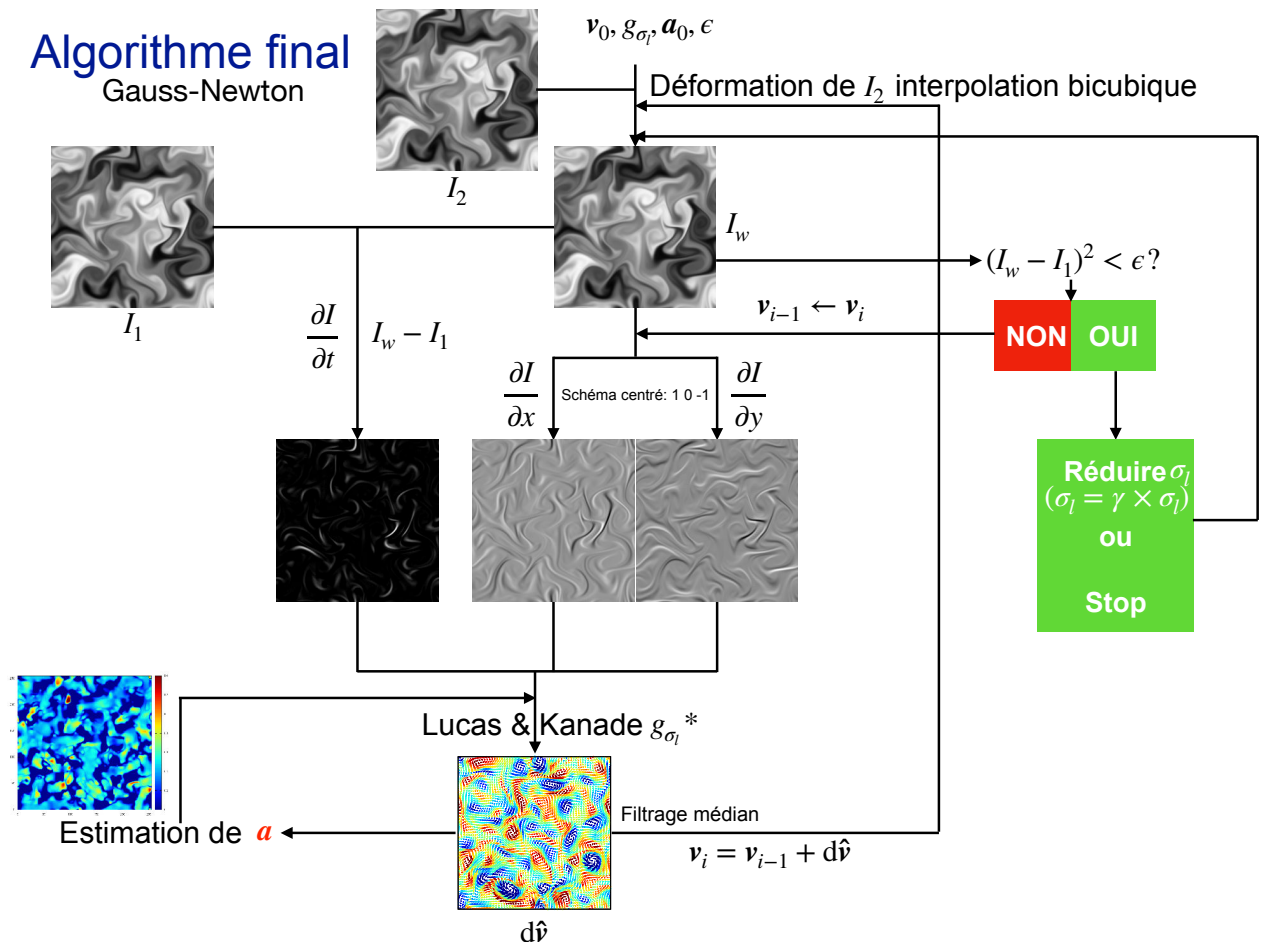


FIGURE C.1 – Algorithme d'estimation de mouvement.

DÉTAIL DU CALCUL DU TERME D'ATTACHE AUX DONNÉES DU FLOT OPTIQUE DANS UN CONTEXTE STOCHASTIQUE

Avant de calculer la variance de l'opérateur de transport stochastique, nous rappelons d'abord les notions de variation et covariation quadratiques, qui sont importantes en calcul stochastique. Supposons que X_t et Y_t soient des processus stochastiques définis sur l'espace probabilisé $(\Omega, \mathcal{F}, \mathbb{P})$, la covariation quadratique notée $\langle X, Y \rangle_t$ est définie comme la limite en probabilité :

$$\langle X, Y \rangle_t = \lim_{\delta t_i \rightarrow 0} \sum_{i=0}^{n-1} (X_{t_{i+1}} - X_{t_i}) (Y_{t_{i+1}} - Y_{t_i})^T, \quad (\text{D.1})$$

avec $t_1 < t_2 < \dots < t_n$ et $\delta t_i = t_{i+1} - t_i$. Pour le mouvement Brownien, les covariances quadratiques peuvent être calculées selon les règles suivantes :

$$\begin{cases} \langle B, B \rangle_t = t, \\ \langle B, h \rangle_t = \langle h, B \rangle_t = \langle h, h \rangle_t = 0, \end{cases} \quad (\text{D.2})$$

où h est une fonction déterministe et B représente un processus Brownien. Maintenant nous rappelons le transport stochastique d'un scalaire f et son espérance, i.e.,

$$\mathbb{D}_t f = d_t f + \left[\nabla f \cdot \mathbf{w}^* - \frac{1}{2} \nabla \cdot (\mathbf{a} \nabla f) \right] dt + \nabla f \cdot \boldsymbol{\sigma} d\mathbf{B}_t, \quad (\text{D.3})$$

$$\mathbb{E} \{ \mathbb{D}_t f \} = \left[\partial_t \mathbb{E} \{ f \} + \nabla \mathbb{E} \{ f \} \cdot \mathbf{w}^* - \frac{1}{2} \nabla \cdot (\mathbf{a} \nabla \mathbb{E} \{ f \}) \right] dt. \quad (\text{D.4})$$

Si on considère une distribution stationnaire, alors l'espérance est solution d'une équation stationnaire et $\mathbb{E}\{\mathbb{D}_t f\} = 0$. Ainsi, la variance de l'opérateur de transport stochastique s'exprime :

$$\begin{aligned}\text{Var}\{\mathbb{D}_t f\} &= \mathbb{E}\left\{(\mathbb{D}_t f - \mathbb{E}\{\mathbb{D}_t f\})^2\right\} = \mathbb{E}\left\{(\mathbb{D}_t f)^2\right\} \\ &= \mathbb{E}\left\{\left[d_t f + \left(\nabla f \cdot \mathbf{w}^* - \frac{1}{2}\nabla \cdot (\mathbf{a}\nabla f)\right) dt\right]^2\right\} \\ &\quad + \mathbb{E}\left\{(\nabla f \cdot \boldsymbol{\sigma} d\mathbf{B}_t)^2\right\} \\ &\quad + \mathbb{E}\left\{2\left(d_t f + \nabla f \cdot \mathbf{w}^* - \frac{1}{2}\nabla \cdot (\mathbf{a}\nabla f)\right)(\nabla f \cdot \boldsymbol{\sigma} d\mathbf{B}_t)\right\},\end{aligned}\quad (\text{D.5})$$

où le second terme et le troisième terme impliquent un terme Brownien. D'après l'isométrie d'Itô, nous obtenons :

$$\begin{aligned}\mathbb{E}\left\{(\nabla f \cdot \boldsymbol{\sigma} d\mathbf{B}_t)^2\right\} &= \mathbb{E}\left\{\langle \nabla f \cdot \boldsymbol{\sigma} d\mathbf{B}_t, \nabla f \cdot \boldsymbol{\sigma} d\mathbf{B}_t \rangle\right\} \\ &= \mathbb{E}\left\{\left[(\nabla f)^T \mathbf{a}(\nabla f)\right] dt\right\},\end{aligned}\quad (\text{D.6})$$

et

$$\begin{aligned}&\mathbb{E}\left\{2\left(d_t f + \nabla f \cdot \mathbf{w}^* - \frac{1}{2}\nabla \cdot (\mathbf{a}\nabla f)\right)(\nabla f \cdot \boldsymbol{\sigma} d\mathbf{B}_t)\right\} \\ &= 2\mathbb{E}\left\{\langle d_t f + \nabla f \cdot \mathbf{w}^* - \frac{1}{2}\nabla \cdot (\mathbf{a}\nabla f), \nabla f \cdot \boldsymbol{\sigma} d\mathbf{B}_t \rangle\right\} \\ &= 2\mathbb{E}\left\{\langle d_t f, \nabla f \cdot \boldsymbol{\sigma} d\mathbf{B}_t \rangle\right\},\end{aligned}\quad (\text{D.7})$$

où (D.7) représente la corrélation entre la partie martingale de $d_t f$ et le terme d'advection aléatoire $\nabla f \cdot \boldsymbol{\sigma} d\mathbf{B}_t$. Pour une quantité conservée f , nous avons l'équation de transport $D_t f = \mathbb{D}_t f = 0$. Ce qui implique que si on sépare $f = \tilde{f} + f'$ en termes de sa partie variation bornée et sa partie martingale (i.e., séparation d'échelle temporelle en termes de dt et $d\mathbf{B}_t$, qui est une décomposition unique), l'équation de transport peut être séparée en :

$$\begin{cases} \frac{\partial \tilde{f}}{\partial t} dt + \left[\nabla f \cdot \mathbf{w}^* - \frac{1}{2}\nabla \cdot (\mathbf{a}\nabla f)\right] dt = 0, \\ d_t f' + \nabla f \cdot \boldsymbol{\sigma} d\mathbf{B}_t = 0. \end{cases}\quad (\text{D.8})$$

Ainsi, nous avons :

$$\begin{aligned}0 &= \langle d_t f' + \nabla f \cdot \boldsymbol{\sigma} d\mathbf{B}_t, d_t f' + \nabla f \cdot \boldsymbol{\sigma} d\mathbf{B}_t \rangle \\ &= \langle d_t f', d_t f' \rangle + \langle \nabla f \cdot \boldsymbol{\sigma} d\mathbf{B}_t, \nabla f \cdot \boldsymbol{\sigma} d\mathbf{B}_t \rangle + 2\langle d_t f', \nabla f \cdot \boldsymbol{\sigma} d\mathbf{B}_t \rangle.\end{aligned}\quad (\text{D.9})$$

Remarquons que $\langle d_t f', d_t f' \rangle = \langle d_t f, d_t f \rangle$, étant donné que la variation quadratique de fonctions à variation bornée (telles que les fonctions déterministes) est égale à zéro. L'équation (D.9) montre que dans le cas d'une quantité transportée $d_t f' = -\nabla f \cdot \sigma d\mathbf{B}_t$. Quand la conservation n'est pas vérifiée seulement approximativement (comme dans le cas de la conservation de la luminance), nous considérerons la relation de proportionnalité : $d_t f' = \beta \nabla f \cdot \sigma d\mathbf{B}_t$, où β doit être fixé ou estimé (remarquons que $\beta = -1$ pour un transport strictement stochastique). Cette hypothèse revient à supposer que la partie hautement fluctuante de la différence de luminance s'explique par le transport de la fonction de luminance par le mouvement à petite échelle à un facteur de proportionnalité près. Avec cette hypothèse on a :

$$\begin{aligned} \mathbb{E} \{ \langle d_t f', d_t f' \rangle \} &= \mathbb{E} \{ \langle \beta \nabla f \cdot \sigma d\mathbf{B}_t, \beta \nabla f \cdot \sigma d\mathbf{B}_t \rangle \} \\ &= \beta^2 \mathbb{E} \left\{ [(\nabla f)^T \mathbf{a}(\nabla f)] dt \right\}. \end{aligned} \quad (\text{D.10})$$

Une estimation de β à partir de cette équation peut être facilement obtenue :

$$\beta^2 = \mathbb{E} \left\{ \frac{(d_t f')^2}{(\nabla f)^T \mathbf{a}(\nabla f)} \right\}. \quad (\text{D.11})$$

En pratique, la fluctuation $f' = f - \bar{f}$ est définie comme la différence entre la fonction de luminance et une moyenne locale (spatiale/temporelle) \bar{f} . Pour deux images successives, la différence temporelle est ainsi $d_t f' = f'_2 - f'_1 = (f_2 - \bar{f}_2) - (f_1 - \bar{f}_1)$. Notons que \mathbf{a} est aussi une inconnue dans la formulation du flot optique. Cela mène à un problème d'optimisation entrelacé. Ici, nous adoptons une stratégie plus simple dans laquelle le coefficient de proportionnalité est fixé à partir de la valeur de \mathbf{a} obtenue à l'itération précédente. Finalement, en combinant (D.9), (D.10) et (D.6), cela donne :

$$\begin{aligned} 2\mathbb{E} \{ \langle d_t f', \nabla f \cdot \sigma d\mathbf{B}_t \rangle \} &= -\mathbb{E} \left\{ [(\nabla f)^T \mathbf{a}(\nabla f)] \right\} \\ &\quad - \beta^2 \mathbb{E} \left\{ [(\nabla f)^T \mathbf{a}(\nabla f)] \right\}. \end{aligned} \quad (\text{D.12})$$

En substituant ces équations dans (D.5), nous obtenons finalement :

$$\begin{aligned} \text{Var} \{ \mathbb{D}_t f \} &= \mathbb{E} \left\{ \left[d_t f + \left(\nabla f \cdot \mathbf{w}^* - \frac{1}{2} \nabla \cdot (\mathbf{a} \nabla f) \right) dt \right]^2 \right\} \\ &\quad - \mathbb{E} \left\{ \beta^2 [(\nabla f)^T \mathbf{a}(\nabla f) dt] \right\}. \end{aligned} \quad (\text{D.13})$$

Trouver un estimateur du minimum de la variance avec un moyennage spatial sur une fenêtre \mathcal{W} pour l'espérance ou en considérant une densité Gaussienne homogène revient à minimiser :

$$\begin{aligned} \text{Var} \{ \mathbb{D}_t f \} = & \int_{\mathcal{W}} \left[d_t f + \left(\nabla f \cdot \mathbf{w}^* - \frac{1}{2} \nabla \cdot (\mathbf{a} \nabla f) \right) dt \right]^2 d\mathbf{x} \\ & - \int_{\mathcal{W}} \beta^2 \left[(\nabla f)^T \mathbf{a} (\nabla f) dt \right] d\mathbf{x}. \end{aligned} \quad (\text{D.14})$$

BIBLIOGRAPHIE

- S. BAKER, D. SCHARSTEIN, J. P. LEWIS, S. ROTH, M. J. BLACK et R. SZELISKI, « A Database and Evaluation Methodology for Optical Flow », *International Journal of Computer Vision* 92.1 (2011), p. 1–31.
- J. BARDINA, J. FERZIGER et W. REYNOLDS, « Improved subgrid-scale models for large-eddy simulation », *13th Fluid and PlasmaDynamics Conference*, 13th Fluid and PlasmaDynamics Conference, Snowmass,CO,U.S.A. : American Institute of Aeronautics et Astronautics, 141980.
- J. L. BARRON, D. J. FLEET et S. S. BEAUCHEMIN, « Performance of optical flow techniques » (1994), p. 35.
- J. BOSBACH, M. KÜHN et C. WAGNER, « Large scale particle image velocimetry with helium filled soap bubbles », *Experiments in Fluids* 46.3 (2009), p. 539–547.
- P. BRAGANÇA, « Mixing ventilation using air diffusion devices equipped with lobed inserts : air-flow pattern and induced thermal comfort analysis », thèse de doct. Université de La Rochelle, 2017.
- H. H. BRUUN, *Hot-Wire Anemometry : Principles and Signal Analysis*, t. 7, 10, 1996.
- P. J. BURT et E. H. ADELSON, « The Laplacian Pyramid as a Compact Image Code » (1983), p. 9.
- M. CACIOLO, « Analyse expérimentale et simulation de la ventilation naturelle mono-façade pour le rafraîchissement des immeubles de bureaux », thèse de doct., 2010.
- M. CACIOLO, P. STABAT et D. MARCHIO, « Full scale experimental study of single-sided ventilation : Analysis of stack and wind effects », *Energy and Buildings* 43.7 (2011), p. 1765–1773.
- S. CAI, E. MÉMIN, P. DÉRIAN et C. XU, « Motion estimation under location uncertainty for turbulent fluid flows », *Experiments in Fluids* 59.1 (2018).
- G. CAO, H. AWBI, R. YAO, Y. FAN, K. SIRÉN, R. KOSONEN et J. (ZHANG, « A review of the performance of different ventilation and airflow distribution systems in buildings », *Building and Environment* 73 (2014), p. 171–186.
- G. CAO, M. SIVUKARI, J. KURNITSKI, M. RUPONEN et O. SEPPÄNEN, « Particle Image Velocimetry (PIV) application in the measurement of indoor air distribution by an active chilled beam », *Building and Environment* 45.9 (2010), p. 1932–1940.
- X. CAO, J. LI, J. LIU et W. YANG, « 2D-PIV measurement of isothermal air jets from a multi-slot diffuser in aircraft cabin environment », *Building and Environment* 99 (2016), p. 44–58.

-
- X. CAO, J. LIU, N. JIANG et Q. CHEN, « Particle image velocimetry measurement of indoor airflow field : A review of the technologies and applications », *Energy and Buildings* 69 (2014), p. 367–380.
- J. CARLIER, « Second set of fluid mechanics image sequences » (2005), p. 24.
- C. CASSISA, S. SIMOENS, V. PRINET et L. SHAO, « Subgrid scale formulation of optical flow for the study of turbulent flow », *Experiments in Fluids* 51.6 (2011), p. 1739–1754.
- F. CHAMPAGNAT, A. PLYER, G. LE BESNERAIS, B. LECLAIRE, S. DAVOUST et Y. LE SANT, « Fast and accurate PIV computation using highly parallel iterative correlation maximization », *Experiments in Fluids* 50.4 (2011), p. 1169–1182.
- P. CHANDRAMOULI, D. HEITZ, S. LAIZET et E. MÉMIN, « Coarse large-eddy simulations in a transitional wake flow with flow models under location uncertainty », *Computers & Fluids* 168 (2018), p. 170–189.
- J.-K. CHEN, « Installation of a flow control device in an inclined air-curtain fume hood to control wake-induced exposure », *Journal of Occupational and Environmental Hygiene* 13.8 (2016), p. 588–597.
- W. CHEN, J. LIU, F. LI, X. CAO, J. LI, X. ZHU et Q. CHEN, « Ventilation similarity of an aircraft cabin mockup with a real MD-82 commercial airliner », *Building and Environment* 111 (2017), p. 80–90.
- X. CHEN, P. ZILLÉ, L. SHAO et T. CORPETTI, « Optical flow for incompressible turbulence motion estimation », *Experiments in Fluids* 56.1 (2015).
- C. CIERPKA, R. HAIN et N. A. BUCHMANN, « Flow visualization by mobile phone cameras », *Experiments in Fluids* 57.6 (2016).
- T. CORPETTI, D. HEITZ, G. ARROYO, E. MÉMIN et A. SANTA-CRUZ, « Fluid experimental flow estimation based on an optical-flow scheme », *Experiments in Fluids* 40.1 (2006), p. 80–97.
- T. CORPETTI et E. MÉMIN, « Stochastic Uncertainty Models for the Luminance Consistency Assumption », *IEEE Transactions on Image Processing* 21.2 (2012), p. 481–493.
- T. CORPETTI, E. MÉMIN et P. PEREZ, « Dense estimation of fluid flows », *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence* 24.3 (2002), p. 365–380.
- J.-M. DESSAGNE, J. TRIOLET et INSTITUT NATIONAL DE RECHERCHE ET DE SÉCURITÉ (FRANCE), *Sorbonnes de laboratoire*, OCLC : 997398687, Paris : INRS (Institut national de recherche et de sécurité), 2009.
- D. E. FALEIROS, M. TUINSTRA, A. SCIACCHITANO et F. SCARANO, « Generation and control of helium-filled soap bubbles for PIV », *Experiments in Fluids* 60.3 (2019).

-
- D. E. FALEIROS, M. TUINSTRAN, A. SCIACCHITANO et F. SCARANO, « Helium-filled soap bubbles tracing fidelity in wall-bounded turbulence », *Experiments in Fluids* 59.3 (2018).
- D. J. FLEET et A. D. JEPSON, « Computation of component image velocity from local phase information », *International Journal of Computer Vision* 5.1 (1990), p. 77–104.
- J. CARLIER, L. FIABANE et D. HEITZ, « Protection localisée par flux d'air », *Techniques de l'Ingénieur G1791* (2018), fre.
- S. GOUBRAN, D. QI, W. F. SALEH, L. (WANG et R. ZMEUREANU, « Experimental study on the flow characteristics of air curtains at building entrances », *Building and Environment* 105 (2016), p. 225–235.
- P. HÉAS, E. MÉMIN, D. HEITZ et P. D. MININNI, « Power laws and inverse motion modelling : application to turbulence measurements from satellite images », *Tellus A : Dynamic Meteorology and Oceanography* 64.1 (2012), p. 10962.
- D. HEITZ, « Etude expérimentale du sillage d'un barreau cylindrique se développant dans une couche de mélange plane turbulente », thèse de doct., Poitiers, 1999.
- D. HEITZ, P. HÉAS, E. MÉMIN et J. CARLIER, « Dynamic consistent correlation-variational approach for robust optical flow estimation », *Experiments in Fluids* 45.4 (2008), p. 595–608.
- D. HEITZ, E. MÉMIN et C. SCHNÖRR, « Variational fluid flow measurements from image sequences : synopsis and perspectives », *Experiments in Fluids* 48.3 (2010), p. 369–393.
- B. K. P. HORN et B. G. SCHUNCK, « Determining Optical Flow », *Artificial Intelligence* 17 (1981), p. 185–203.
- C. A. HVIID et S. PETERSEN, « An Methodology for Quality Control and Draught Assessment of Room Ventilation Supply Using Laser Light Sheets » (2016), p. 12.
- Y. J. JEON, L. CHATELLIER et L. DAVID, « Fluid trajectory evaluation based on an ensemble-averaged cross-correlation in time-resolved PIV », *Experiments in Fluids* 55.7 (2014).
- K. C. KARKI et S. V. PATANKAR, « Airflow distribution through perforated tiles in raised-floor data centers », *Building and Environment* 41.6 (2006), p. 734–744.
- M. F. KERHO et M. B. BRAGG, « Neutrally buoyant bubbles used as flow tracers in air », *Experiments in Fluids* 16.6 (1994), p. 393–400.
- M. KHALID, L. PÉNARD et E. MÉMIN, « Optical flow for image-based river velocity estimation », *Flow Measurement and Instrumentation* 65 (2019), p. 110–121.
- A. N. KOLMOGOROV, « The Local Structure of Turbulence in Incompressible Viscous Fluid for Very Large Reynolds Numbers », *Proceedings : Mathematical and Physical Sciences* 434. 1890 (1941), p. 9–13.

-
- M. KÜHN, K. EHRENFRIED, J. BOSBACH et C. WAGNER, « Large-scale tomographic particle image velocimetry using helium-filled soap bubbles », *Experiments in Fluids* 50.4 (2011), p. 929–948.
- J. P. LEE, H. L. KIM et S. J. LEE, « Large-scale PIV measurements of ventilation flow inside the passenger compartment of a real car », *Journal of Visualization* 14.4 (2011), p. 321–329.
- J. LI, X. CAO, J. LIU, C. WANG et Y. ZHANG, « Global airflow field distribution in a cabin mock-up measured via large-scale 2D-PIV », *Building and Environment* 93 (2015), p. 234–244.
- T. LIN, Y.-C. TUNG, S.-C. HU et Y.-J. CHEN, « Experimental study on airflow characteristics and temperature distribution in non-unidirectional cleanrooms for electronic industry », *Building and Environment* 46.6 (2011), p. 1235–1242.
- T. LIU et L. SHEN, « Fluid flow and optical flow », *Journal of Fluid Mechanics* 614 (2008), p. 253.
- W. LIU, D. LIU et N. GAO, « CFD study on gaseous pollutant transmission characteristics under different ventilation strategies in a typical chemical laboratory », *Building and Environment* 126 (2017), p. 238–251.
- B. D. LUCAS et T. KANADE, « An Iterative Image Registration Technique with an Application to Stereo Vision », *Proceedings of the 7th International Joint Conference on Artificial Intelligence*, t. 2, Vancouver, BC, Canada : Morgan Kaufmann Publishers Inc., 1981, p. 674–679.
- K. LYNCH et F. SCARANO, « A high-order time-accurate interrogation method for time-resolved PIV », *Measurement Science and Technology* 24.3 (2013), p. 035305.
- X. MA, G.-S. KARAMANOS et G. E. KARNIADAKIS, « Dynamics and low-dimensionality of a turbulent near wake », *Journal of Fluid Mechanics* 410 (102000), p. 29–65.
- E. MÉMIN, « Fluid flow dynamics under location uncertainty », *Geophysical & Astrophysical Fluid Dynamics* 108.2 (42014), p. 119–146.
- D. R. NEAL, A. SCIACCHITANO, B. L. SMITH et F. SCARANO, « Collaborative framework for PIV uncertainty quantification : the experimental database », *Measurement Science and Technology* 26.7 (2015), p. 074003.
- K.-C. NOH, M.-D. OH et S.-C. LEE, « A numerical study on airflow and dynamic cross-contamination in the super cleanroom for photolithography process », *Building and Environment* 40.11 (2005), p. 1431–1440.
- L. ONG et J. WALLACE, « The velocity field of the turbulent very near wake of a circular cylinder », *Experiments in Fluids* 20.6 (1996), p. 441–453.
- P. PARNAUDEAU, J. CARLIER, D. HEITZ et E. LAMBALLAIS, « Experimental and numerical studies of the flow over a circular cylinder at Reynolds number 3900 », *Physics of Fluids* 20.8 (2008), p. 085101.

-
- S. PIETROWICZ, P. KOLASIŃSKI et M. POMORSKI, « Experimental and numerical flow analysis and design optimization of a fume hood using the CFD method », *Chemical Engineering Research and Design* 132 (2018), p. 627–643.
- M. RAFFEL, C. E. WILLERT, F. SCARANO, C. J. KÄHLER, S. T. WERELEY et J. KOMPENHANS, *Particle image velocimetry*, New York, NY : Springer Berlin Heidelberg, 2018.
- V. RESSEQUIER, E. MÉMIN et B. CHAPRON, « Geophysical flows under location uncertainty, Part I Random transport and general models », *Geophysical & Astrophysical Fluid Dynamics* 111.3 (42017), p. 149–176.
- P. RUHNAU, T. KOHLBERGER, C. SCHNÖRR et H. NOBACH, « Variational optical flow estimation for particle image velocimetry », *Experiments in Fluids* 38.1 (2005), p. 21–32.
- F. SCARANO, S. GHAEMI, G. C. A. CARIDI, J. BOSBACH, U. DIERKSHEIDE et A. SCIACCHITANO, « On the use of helium-filled soap bubbles for large-scale tomographic PIV in wind tunnel experiments », *Experiments in Fluids* 56.2 (2015).
- A. SCIACCHITANO, D. R. NEAL, B. L. SMITH, S. O. WARNER, P. P. VLACHOS, B. WIENEKE et F. SCARANO, « Collaborative framework for PIV uncertainty quantification : comparative assessment of methods », *Measurement Science and Technology* 26.7 (2015), p. 074004.
- A. SCIACCHITANO et B. WIENEKE, « PIV uncertainty propagation », *Measurement Science and Technology* 27.8 (2016), p. 084006.
- A. SCIACCHITANO, B. WIENEKE et F. SCARANO, « PIV uncertainty quantification by image matching », *Measurement Science and Technology* 24.4 (2013), p. 045302.
- J. SMAGORINSKY, « GENERAL CIRCULATION EXPERIMENTS WITH THE PRIMITIVE EQUATIONS : I. THE BASIC EXPERIMENT* », *Monthly Weather Review* 91.3 (1963), p. 99–164.
- K. SODJAVI, « Etude expérimentale de la turbulence dans une couche de mélange anisotherme », thèse de doct., 2013.
- S. SZEPESSY et P. W. BEARMAN, « Aspect ratio and end plate effects on vortex shedding from a circular cylinder », *Journal of Fluid Mechanics* 234 (1992), p. 191–217.
- R. THEUNISSEN, F. SCARANO et M. L. RIETHMULLER, « An adaptive sampling and windowing interrogation method in PIV », *Measurement Science and Technology* 18.1 (2007), p. 275–287.
- R. THEUNISSEN, F. SCARANO et M. L. RIETHMULLER, « Spatially adaptive PIV interrogation based on data ensemble », *Experiments in Fluids* 48.5 (2010), p. 875–887.
- L.-C. TSENG, R. F. HUANG, C.-C. CHEN et C.-P. CHANG, « Correlation Between Airflow Patterns and Performance of a Laboratory Fume Hood », *Journal of Occupational and Environmental Hygiene* 3.12 (2006), p. 694–706.

-
- L. L. WANG et Z. ZHONG, « An approach to determine infiltration characteristics of building entrance equipped with air curtains », *Energy and Buildings* 75 (2014), p. 312–320.
- P. WELCH, « The use of fast Fourier transform for the estimation of power spectra : A method based on time averaging over short, modified periodograms », *IEEE Transactions on Audio and Electroacoustics* 15.2 (1967), p. 70–73.
- B. WIENEKE, « PIV anisotropic denoising using uncertainty quantification », *Experiments in Fluids* 58.8 (2017).
- B. WIENEKE, « PIV Uncertainty Quantification and Beyond », thèse de doct., 2017.
- B. WIENEKE, « PIV uncertainty quantification from correlation statistics », *Measurement Science and Technology* 26.7 (2015), p. 074002.
- C. H. K. WILLIAMSON, « Vortex Dynamics in the Cylinder Wake » (1996), p. 67.
- Y. YAN, X. LI, Y. SHANG et J. TU, « Evaluation of airborne disease infection risks in an airliner cabin using the Lagrangian-based Wells-Riley approach », *Building and Environment* 121 (2017), p. 79–92.
- R. YEGAVIAN, B. LECLAIRE, F. CHAMPAGNAT, C. ILLOUL et G. LOSFELD, « Lucas–Kanade fluid trajectories for time-resolved PIV », *Measurement Science and Technology* 27.8 (2016), p. 084004.
- J. YOUSSEF, « Étude expérimentale d'un jet plan turbulent se développant dans un flux uniforme en co-courant », thèse de doct., 2012.
- X. ZHANG, G. SU, J. YU, Z. YAO et F. HE, « PIV measurement and simulation of turbulent thermal free convection over a small heat source in a large enclosed cavity », *Building and Environment* 90 (2015), p. 105–113.
- L. ZHAO, « Measurement of Airflow Patterns in Ventilated Spaces », ASAE Annual International Meeting, 1999, p. 13.
- L. ZHAO, Y. ZHANG, X. WANG, G. RISKOWSKI, L. CHRISTIANSON et Q. CHEN, « Measurement of two-dimensional air velocities in a full-scale room using particle image velocimetry », *ASHRAE Transactions* 107 PART 2 (2001), p. 434–444.
- P. ZILLE, T. CORPETTI, LIANG SHAO et XU CHEN, « Observation Model Based on Scale Interactions for Optical Flow Estimation », *IEEE Transactions on Image Processing* 23.8 (2014), p. 3281–3293.
- P. ZILLE, T. CORPETTI, L. SHAO et C. XU, « Super-resolution of turbulent passive scalar images using data assimilation », *Experiments in Fluids* 57.2 (2016).

Title : Développement d'une méthode de mesure basée image pour caractériser en grande taille les flux d'air intérieurs

Mot clés : mesure, dynamique des fluides, air, traitement d'image

Resumé : Les flux d'air intérieurs, d'origine naturelle ou mécanique, participent de manière significative au transport de particules et aux transferts thermiques au sein des bâtiments. Que ce soit pour des raisons de santé et sécurité au travail, de confort thermique ou encore d'économie d'énergie, il est crucial de pouvoir les étudier sur place pour mieux les maîtriser. L'objectif de cette thèse aura été de développer une méthode permettant de mesurer, sur site, la vitesse de flux d'air intérieurs sur de grands domaines d'observation ($\geq 1 \text{ m}^2$). Pour cela, nous nous sommes tournés vers les techniques basées images qui consistent à suivre le mouvement de traceurs passifs introduits dans l'air pour en déduire une estimation de sa vitesse. Ce type de méthode est déjà largement utilisé en laboratoire de recherche pour étudier les écoulements dans des contextes bien maîtrisés. Cependant, le passage à la mesure sur le terrain et à l'observation grand champ nécessitent quelques adaptations. Ces adaptations concernent notamment le choix de nouveaux traceurs, l'éclairage ainsi que la méthode d'es-

timination de mouvement à partir de séquences d'images. Dans un premier temps, nous avons développé un algorithme d'estimation de mouvement permettant l'estimation de la vitesse aux grandes échelles à partir d'images de particules et d'images de scalaire. Nous avons ensuite éprouvé en soufflerie, sur des écoulements de couche de mélange et de sillage de cylindre, une méthode de mesure basée image grand champ n'utilisant qu'une seule caméra, un éclairage LED, des traceurs de type bulles ou fumée ainsi que l'algorithme évoqué plus haut. Nous avons confronté la mesure obtenue à une mesure réalisée par anémométrie à fil chaud. Les résultats de cette campagne de mesure ont montré la capacité de la méthode à mesurer les principales caractéristiques des écoulements considérés. Enfin, nous avons appliqué la méthode développée à une mesure sur site du flux d'aspiration d'une sorbonne de laboratoire en conditions réelles de fonctionnement. Cette mesure a permis de mettre en évidence des zones de forte turbulence et de recirculation, sources de fuites potentielles.

Title : Development of an image-based measurement method to characterize in large size indoor airflows

Keywords : measurement, fluid dynamics, air, image processing

Abstract : Indoor airflows, of natural or mechanical origin, contribute significantly to particle transport and heat transfer within buildings. Whether for reasons of health and safety at work, thermal comfort or energy saving, it is crucial to study them on site to better control them. The objective of this thesis was to develop a method to measure on site, the speed of indoor air flows over large areas of observation ($\geq 1 \text{ m}^2$). To this end, we turned to image-based techniques that consist in following the movement of passive tracers introduced into the air to infer an estimate of its velocity. This kind of method is already widely used in research laboratories to study flows in well-controlled contexts. However, the transition to on-site measurement and wide field of interest requires some adaptations. These adaptations concern, in particular, the choice of new tracers, the lighting system as well as the motion estimation method from image se-

quences. First, we developed a motion estimation algorithm that allows the estimation of large-scale velocities from particle images and scalar images. We then tested in our wind tunnel, on mixing layer and cylinder wake flows, a large-scale image-based measurement method using only one camera, a LED lighting system, bubbles or smoke tracers as well as the algorithm mentioned above. We compared the obtained measurement with a measurement carried out by hot-wire anemometry. The results of this measurement campaign showed the ability of the method to measure the main characteristics of the considered flows. Finally, we applied the developed method to an on-site measurement of the suction flow of a laboratory fume hood under real operating conditions. This measure has made it possible to highlight areas of high turbulence and recirculation, causing potential leakages.