

Thèse de Doctorat

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ D'AIX-MARSEILLE

Discipline : Mécanique

Spécialité : Mécanique des fluides

Contribution au développement d'un moyen de mesure simultanée des vitesses et températures adapté aux essais incendie *in situ*

Présentée par

Romain Nottet

École Doctorale N° 353 :

Sciences pour l'ingénieur : Mécanique, Physique, Micro et Nanoélectronique

Laboratoire de recherche :

Institut Universitaire des Systèmes Thermiques Industriels, IUSTI, UMR CNRS 7343

Partenaire industriel :

Efectis

Soutenue le 25 mai 2018 devant le jury composé de :

| | | |
|------------------------|--|-----------------------|
| Eric Casalé | Prof. associé à l'Université d'Aix-Marseille | Co-encadrant |
| Dany Escudié | Directrice de recherche au CNRS | Rapporteuse |
| Daniel Joyeux | Président Efectis Groupe | Co-encadrant |
| Béatrice Patte-Rouland | Professeur à l'Université de Rouen | Examinatrice |
| Hugues Pretrel | Ingénieur à l'IRSN Cadarache, HDR | Examineur |
| Paul-Antoine Santoni | Professeur à l'Université de Corse | Président, Rapporteur |
| Anne Thiry-Müller | Ingénieure au LCPP | Examinatrice |
| Olivier Vauquelin | Professeur à l'Université d'Aix-Marseille | Directeur de thèse |

Remerciements

L'heure des remerciements arrive et sonne la fin de mon cursus universitaire. De ces années passées sur mes travaux de thèse, j'en retiendrai en grande partie l'enrichissement personnel au contact de mes différents interlocuteurs. Ces quelques lignes sont pour vous et sont le témoignage de mon infinie reconnaissance.

Je souhaite tout d'abord exprimer toute ma gratitude à Olivier Vauquelin qui m'a accompagné durant ces années, qui a su me remotiver après une première année de thèse compliquée et qui m'a fait confiance pour la suite. Je veux aussi remercier Daniel Joyeux qui a insufflé une direction privilégiée à mes travaux et a su se montrer très disponible pour répondre à mes sollicitations. Je le remercie également pour la confiance qu'il m'a accordée par l'intermédiaire de ce projet de thèse CIFRE. Je remercie aussi Eric Casalé qui a distillé ces précieux conseils qui me serviront, je n'en doute pas, durant toute ma carrière.

Je tiens à remercier les membres du jury avec une attention particulière pour les deux rapporteurs de mes travaux Dany Escudié et Paul-Antoine Santoni qui à travers leurs remarques m'ont permis d'enrichir considérablement ma contribution à ce sujet de recherche. Je remercie aussi chaleureusement Béatrice Patte-Rouland, qui a été contrainte de suivre avec attention ma soutenance par visioconférence à cause du brouillard de Normandie. Je remercie enfin Anne Thiry-Müller et Hugues Pretrel d'avoir examiné avec intérêt mes travaux.

Je remercie également l'équipe d'Efectis et en particulier sa division Outlabs Ventilation avec Gildas Auguin en tête qui m'a permis de me consacrer quasiment à temps plein à mes travaux de recherche. Je voudrais aussi remercier Boris et Benjamin pour les heures de discussions à propos de sujet divers sur les routes de France et de Navarre lors des longs trajets en direction des sites d'essais. Je remercie aussi ceux partis en cours d'aventure : Sylvain, Gabriel, Sébastien et Mathieu.

Je n'oublie pas ceux qui m'ont supportés au quotidien dans le bureau des doctorants, je pense notamment au Corse (Kevin), au Tahitien (Romain), au Costaricien (Patricio) et à l'humaniste Raphaël. Je ne garderais que de bons souvenirs de cette période en grande partie grâce à vous, à votre bonne humeur quotidienne et à vos remarques pertinentes. Je remercie aussi Tarik qui a travaillé avec moi durant quelques mois de stage. Je remercie aussi Fabien Candelier pour nos échanges sur le sport et en général, Aymeric Lamorlette pour la passion que tu nous transmets lorsque tu nous parles d'un sujet qui t'es cher et Maxime Chinon arrivé en cours de route.

Comment ne pas remercier Franck Dutertre qui à partir de rien, ou si peu, fait des pieds et des mains pour nous construire des bancs expérimentaux permettant d'aboutir aux résultats obtenus en laboratoire présentés dans ce manuscrit.

Je termine en remerciant ma famille, parents, sœur, grands parents, tante, oncle, cousins,

cousines. Je n'oublie pas l'ensemble de mes amis impliqués malgré eux dans mes travaux en les faisant supporter mes périodes de doutes et de joies intenses ! Enfin, gardons la meilleure pour la fin, merci Marie pour ton soutien indéfectible tout au long de ce doctorat et la motivation que tu m'as apportée au quotidien.

La persévérance est la clé de la réussite.

Table des matières

| | |
|--|-----------|
| Nomenclature | ix |
| Introduction | 1 |
| 1 Contexte et état de l'art | 7 |
| 1.1 Techniques de mesure de vitesse adaptées à l'incendie | 9 |
| 1.1.1 Anémométrie laser | 9 |
| 1.1.2 Anémomètre à fil chaud | 11 |
| 1.1.3 Anémomètre à hélice | 12 |
| 1.1.4 Anémomètre à différences de pression | 14 |
| 1.1.5 Synthèse | 16 |
| 1.2 Technique de mesure de vitesse par intercorrélation de signaux de températures . | 17 |
| 1.2.1 Principe de la technique | 18 |
| 1.2.2 Étude de sensibilité | 22 |
| 1.2.3 Applications | 24 |
| 1.2.4 Synthèse | 27 |
| 1.3 Objectifs de la thèse | 28 |
| 2 Mise au point de la technique | 29 |
| 2.1 Sonde CCV | 30 |
| 2.1.1 Thermocouples | 31 |
| 2.1.2 Acquisition | 36 |
| 2.1.3 Post-traitement | 37 |
| 2.2 Banc expérimental | 38 |
| 2.2.1 Présentation | 38 |
| 2.2.2 Caractérisation | 38 |
| 2.2.3 Premières mesures CCV et processus de filtrage | 44 |
| 2.3 Influence des réglages pré-acquisition sur la réponse de la CCV | 45 |
| 2.3.1 Fréquence d'acquisition | 45 |
| 2.3.2 Écartement | 47 |
| 2.3.3 Sensibilité angulaire | 50 |
| 2.3.4 Bilan | 52 |
| 2.4 Influence des paramètres de post-traitement des données CCV | 53 |
| 2.4.1 Fréquence de sortie | 53 |
| 2.4.2 Recouvrement des signaux | 56 |
| 2.5 Conclusion | 58 |

| | | |
|----------|---|-----------|
| 3 | Validation et application de la méthode CCV | 61 |
| 3.1 | Mesures en laboratoire | 62 |
| 3.1.1 | Banc expérimental et dispositifs de mesure | 62 |
| 3.1.2 | Mesures dans un écoulement stationnaire | 62 |
| 3.1.2.1 | Profil de vitesse | 62 |
| 3.1.2.2 | Exploration d'une plage de vitesse | 64 |
| 3.1.3 | Mesures dans un écoulement transitoire | 69 |
| 3.1.4 | Bilan | 74 |
| 3.2 | Mesures dans un caisson | 74 |
| 3.2.1 | Protocole expérimental | 75 |
| 3.2.2 | Simulation numérique | 77 |
| 3.2.3 | Résultats des mesures | 80 |
| 3.2.4 | Bilan | 84 |
| 3.3 | Mesures à grande échelle | 84 |
| 3.3.1 | Présentation du tunnel et du protocole expérimental | 84 |
| 3.3.2 | Résultats des mesures | 86 |
| 3.3.3 | Bilan | 89 |
| 3.4 | Conclusion | 89 |
| | Conclusion | 91 |
| A | Calcul du coefficient d'intercorrélation | 99 |
| A.1 | Introduction | 99 |
| A.2 | Méthode de calcul de coefficient de corrélation | 99 |
| A.2.1 | Présentation | 99 |
| A.2.2 | Tests sur un cas simple | 101 |
| A.3 | Conclusion | 103 |

Table des figures

| | | |
|------|---|----|
| 1.1 | Schéma de principe de fonctionnement de la LDV | 9 |
| 1.2 | Schéma de principe de fonctionnement de la PIV | 10 |
| 1.3 | Anémomètre à fil chaud portable. | 12 |
| 1.4 | Sensibilité angulaire des anémomètres à hélices. | 13 |
| 1.5 | Anémomètre à hélices. | 13 |
| 1.6 | Sonde bidirectionnelle de McCaffrey d'après McCaffrey and Heskestad (1976). . . | 14 |
| 1.7 | Evolution du facteur correctif de la sonde de McCaffrey par rapport au tube de Pitot en fonction du nombre de Reynolds de l'écoulement. | 15 |
| 1.8 | Sensibilité angulaire de la sonde de McCaffrey par rapport à l'axe de l'écoulement. | 16 |
| 1.9 | (a) Exemple d'acquisition de signaux de température. (b) Évaluation du décalage τ^* et du coefficient de corrélation ρ^* | 19 |
| 1.10 | Sondes de corrélation mise en application par Cox (1977) (a) et Motevalli et al. (1992) (b). | 21 |
| 1.11 | (a) Mesures de vitesses en fonction de la fréquence d'acquisition. La bande grise représente la moyenne et l'écart type des valeurs obtenues avec un anémomètre à fil chaud. (b) Coefficient de corrélation obtenu par CCV en fonction de la fréquence d'acquisition des signaux de températures. | 23 |
| 1.12 | Coefficients de corrélation obtenus en fonction de la durée de la fenêtre d'inter-corrélation. | 23 |
| 1.13 | Comparaison entre la réponse par CCV et la réponse par LDV selon les résultats de Motevalli et al. (1992) (a) et Rockwell (2009) (b). | 24 |
| 1.14 | (a) Résultats des mesures obtenues par CCV pour les feux d'éthanol. (b) Résultats des mesures obtenues par CCV pour les feux de palettes de bois. | 25 |
| 1.15 | Dispositif expérimental et sonde CCV mis en application par Marcelli et al. (2004). | 26 |
| 1.16 | Résultats des mesures de vitesses au dessus du nid d'aiguille de pins. | 27 |
| 2.1 | Présentation de la sonde de mesure par CCV. | 31 |
| 2.2 | Capteur de mesure par CCV. | 32 |
| 2.3 | Temps de réponse d'un thermocouple. (—) $T = 50\text{ }^\circ\text{C}$, (—) $T = 500\text{ }^\circ\text{C}$. (\square) $V = 0,1\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, (\odot) $V = 1,0\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, (\triangle) $V = 10,0\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ | 33 |
| 2.4 | Temps de réponse d'un thermocouple à $V = 1,0\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, (—) $T = 50\text{ }^\circ\text{C}$, (—) $T = 500\text{ }^\circ\text{C}$ avec (\square) $e = 10\text{ }\mu\text{m}$, (\odot) $e = 100\text{ }\mu\text{m}$ | 34 |
| 2.5 | Signaux de température de thermocouple de $80\text{ }\mu\text{m}$ (—) et de $500\text{ }\mu\text{m}$ (—). | 35 |
| 2.6 | Dispositif expérimental. 1. Ventilateur + variateur; 2. Résistances chauffantes; 3. Conduite; 4. Boîte; 5. Tube de sortie; 6. Sonde CCV; 7. Conduit d'entrée. | 39 |
| 2.7 | Évolution de la température en fonction du temps de chauffe du banc. (\square) Thermocouples à la sortie du tube (5). (\odot) Thermocouple à 40 cm de la sortie. | 40 |
| 2.8 | Évolution de la vitesse (x) et de la température (o) à l'éjection en fonction de la fréquence de rotation du moteur du ventilateur. | 40 |

| | | |
|------|--|----|
| 2.9 | Banc expérimental. (1) Laser + refroidissement laser. (2) Dispositif de traitement et PC d'acquisition. (3) Alimentation. (4) Tête laser. | 41 |
| 2.10 | Profil vertical adimensionné du jet chaud. (a) Vitesse moyenne. (b) Intensité turbulente. (\square) $U = 6,0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. (\odot) $U = 2,0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. (\triangle) $U = 0,6 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ | 42 |
| 2.11 | Profil horizontal adimensionné du jet chaud. (a) Vitesse moyenne. (b) Vitesse fluctuante RMS. (\square) $U = 6,0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. (\odot) $U = 2,0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. (\triangle) $U = 0,6 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ | 43 |
| 2.12 | (a) Signaux de température des thermocouples ($-$) et ($-$). (b) Zoom sur la partie encadrée du graphique (a) afin de voir le décalage τ^* | 44 |
| 2.13 | (a) Histogramme du bruit. (b) Spectre du bruit. | 45 |
| 2.14 | (a) Retard τ^* et (b) coefficient de corrélation ρ^* en fonction de la fréquence d'acquisition. | 46 |
| 2.15 | Coefficient de corrélation ρ^* en fonction de l'écartement ϵ | 48 |
| 2.16 | (a) Retard τ^* en fonction de l'écartement des thermocouples; le coefficient directeur de la droite ($-$) correspond à la vitesse des expérimentations. (b) Zoom sur la partie encadrée. | 49 |
| 2.17 | Coefficient de d'intercorrélation ($-$) et d'autocorrélation ($--$) pour $\epsilon = 60 \text{ mm}$ | 50 |
| 2.18 | Inclinaison du dispositif CCV. | 51 |
| 2.19 | (a) Retard normalisé $\frac{\tau^*(\alpha)}{\tau^*(0^\circ)}$ et (b) coefficient de corrélation ρ^* en fonction de l'angle α . ($--$) $\frac{1}{\cos(\alpha)}$ | 52 |
| 2.20 | Schématisation du découpage des signaux pour augmenter f_s . étape 1 : signaux de bases enregistrés sur 60 s, 1 intervalle de 60 s, $f_s = 0,016 \text{ Hz}$. étape 2 : 2 intervalles de 30 s, $f_s = 0,033 \text{ Hz}$. étape 3 : 4 intervalles de 15 s, $f_s = 0,066 \text{ Hz}$ | 53 |
| 2.21 | Effet de l'augmentation de $f_s = 1 \text{ Hz}$ par rapport à différentes fréquences d'acquisition. | 56 |
| 2.22 | Effet de l'augmentation de $f_s = 1 \text{ Hz}$ par rapport à différents écartements. | 57 |
| 2.23 | Signaux de températures du thermocouple 1 ($-$) et du thermocouple 2 ($-$). (a) Technique de discrétisation des mesures utilisées, $f_s = 0,5 \text{ Hz}$. (b) Technique de discrétisation des mesures utilisant la méthode de recouvrement, $f_s = 1 \text{ Hz}$ et $\Delta_{rec} = 2 \text{ s}$. Les flèches délimitent l'étendue des intervalles pour le calcul des coefficients d'intercorrélations. | 57 |
| 3.1 | (a) Profil vertical de vitesse moyenne mesuré avec la CCV. (b) Pourcentage de valeurs fausses suivant la hauteur adimensionnée. (\square) $U = 6,0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. (\odot) $U = 2,0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. (\triangle) $U = 0,6 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. (\times) mesures LDV graphique 2.10. | 63 |
| 3.2 | (a) Profil horizontal de vitesse moyenne mesuré avec la CCV. (b) Pourcentage de valeurs fausses suivant la largeur adimensionnée. (\square) $U = 6,0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. (\odot) $U = 2,0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. (\triangle) $U = 0,6 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ | 64 |
| 3.3 | Disposition des points de mesures LDV, Pitot et CCV dans le panache d'air chaud. | 65 |
| 3.4 | Évolution de la vitesse mesurée en LDV en fonction de la vitesse mesurée à l'aide du tube de Pitot. | 66 |
| 3.5 | (a) Évolution de la vitesse CCV en fonction de la vitesse mesurée par la technique LDV. (b) Évolution de la vitesse CCV en fonction de la vitesse mesurée par le tube de Pitot. | 67 |
| 3.6 | Position du tube de Pitot par rapport à la CCV. | 70 |
| 3.7 | Évolution de la vitesse de $1,8$ à $4,0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ obtenue par CCV avec $f_s = 0,5 \text{ Hz}$ et $\Delta_{rec} = 2 \text{ s}$ et de la vitesse déduite des mesures Pitot (+) (a) (\square) $\epsilon = 40 \text{ mm}$. (b) (\odot) $\epsilon = 60 \text{ mm}$. (c) (\triangle) $\epsilon = 100 \text{ mm}$ | 71 |

| | | |
|------|---|-----|
| 3.8 | Évolution de la vitesse de 3,0 à 6,0 m·s ⁻¹ obtenue par CCV avec $f_s = 0,5$ Hz et $\Delta_{rec} = 2$ s et de la vitesse déduite des mesures Pitot (+) au cours du temps. (a) (\square) $\epsilon = 40$ mm. (b) (\odot) $\epsilon = 60$ mm. (c) (\triangle) $\epsilon = 100$ mm. | 72 |
| 3.9 | Dispositif expérimental. | 75 |
| 3.10 | (a) Foyer typique utilisé. (b) Mat de mesure. | 75 |
| 3.11 | Dispositif CCV disposé dans le caisson. | 76 |
| 3.12 | Extrait des simulations numériques du foyer de 300 kW dans le caisson à $t=600$ s. Vue dans le sens de la longueur. (a) Profil de vitesse selon l'axe x. (b) Profil de température. | 78 |
| 3.13 | Extrait des simulations numériques du foyer de 300 kW dans le caisson $t=600$ s. Vue dans le sens de la largeur. (a) Profil de vitesse selon l'axe x. (b) Profil de température. | 79 |
| 3.14 | Profil de vitesse (a) et de température (b) au centre du caisson issue d'une simulation numérique. | 80 |
| 3.15 | Stratification des fumées lors des essais dans le caisson. | 81 |
| 3.16 | Profil de vitesse par CCV suivant la hauteur dans le caisson. (a) $\epsilon = 40$ mm. (b) $\epsilon = 60$ mm. (c) $\epsilon = 100$ mm. (d) Profil de température selon la hauteur de mesure dans le caisson. | 82 |
| 3.17 | (a) Coefficient de corrélation pour chaque hauteur. (b) Pourcentage de points supprimés pour chaque hauteur. (\square) $\epsilon = 40$ mm. (\odot) $\epsilon = 60$ mm. (\triangle) $\epsilon = 100$ mm. | 83 |
| 3.18 | Vue en coupe du tunnel. | 85 |
| 3.19 | Foyer mis en place. | 85 |
| 3.20 | Perches de mesures en tunnel. | 86 |
| 3.21 | (a) Schématisation des essais en tunnel. (b) Stratification thermique lors de l'essai. | 87 |
| 3.22 | Évolution de la vitesse au cours du temps. (a) (\square) $\epsilon = 40$ mm. (b) (\odot) $\epsilon = 60$ mm. (c) (\triangle) $\epsilon = 100$ mm. (—) vitesse relevé avec l'anémomètre à hélice. | 88 |
| 3.23 | CCV dans le panache d'un bac de mélange Chardot | 90 |
| A.1 | Méthode d'intercorrélation zero padding, avec ajout de zéros en bout de séries. | 100 |
| A.2 | Méthode d'intercorrélation avec suppression des valeurs en bout de séries. | 100 |
| A.3 | (a) Signaux sans bruit. (b) Signaux avec bruit. | 101 |
| A.4 | Zoom sur une discontinuité du signal 2 entre deux périodes de 6 s des signaux sans bruit. | 103 |
| A.5 | Évolution des retards après intercorrélation des signaux sans bruit. (\odot) méthode zero padding. (\times) méthode de suppression. (a) $f_s = 0,016$ Hz. (b) $f_s = 0,033$ Hz. (c) $f_s = 0,100$ Hz. (d) $f_s = 0,166$ Hz. (e) $f_s = 0,333$ Hz. (f) $f_s = 1,0$ Hz. | 104 |
| A.6 | Évolution des retards après intercorrélation des signaux avec bruit. (\odot) méthode zero padding. (\times) méthode de suppression. (a) $f_s = 0,016$ Hz. (b) $f_s = 0,033$ Hz. (c) $f_s = 0,100$ Hz. (d) $f_s = 0,166$ Hz. (e) $f_s = 0,333$ Hz. (f) $f_s = 1,0$ Hz. | 105 |
| A.7 | Fenêtre d'intercorrélation sur une partie des signaux avec $f_s = 0,1$ Hz. | 106 |

Liste des tableaux

| | | |
|-----|---|-----|
| 2.1 | Comparaison des coefficients d'autocorrélations et d'intercorrélations. | 49 |
| 2.2 | Évolution du retard et du coefficient de corrélation selon la valeur de la fréquence de sortie f_s | 54 |
| 2.3 | Tableau résumé des différences constatées avec plusieurs valeurs de Δ_{rec} | 58 |
| 3.1 | Différences entre les vitesses issues des mesures par le tube de Pitot et par la CCV en fonction de l'écartement des thermocouples pour une vitesse d'écoulement supérieure à $5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ | 68 |
| 3.2 | Variation de la fréquence de sortie sur différentes plages de vitesse. | 74 |
| 3.3 | Quantité de données enregistré lors des essais. | 81 |
| A.1 | Tableau résumé des retards moyens par les deux techniques de corrélation. | 102 |

Nomenclature

| Symboles | Description | Unités |
|-----------|----------------------------------|---|
| Re | nombre de Reynolds | - |
| ν | viscosité cinématique | $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ |
| u | vitesse de l'écoulement | $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ |
| D | diamètre | m |
| Nu | nombre de Nusselt | - |
| h | coefficient d'échange convectif | $\text{W} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{K}^{-1}$ |
| λ | conductivité thermique du fluide | $\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ |
| Pr | nombre de Prandtl | - |
| κ | diffusivité thermique | $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ |
| C_p | capacité thermique massique | $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ |
| ρ_f | masse volumique du fluide | $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ |
| T | température | K ou °C |
| D | diamètre | m |
| S | surface | m^2 |
| V | volume | m^3 |
| Ri | nombre de Richardson | - |
| Γ | fonction panache | - |
| α | coefficient d'entraînement | - |

Relatif à l'utilisation de la CCV

| Symboles | Description | Unités |
|---------------------|---|--------|
| ϵ | écartement entre les thermocouples | m |
| f_e | fréquence d'acquisition | Hz |
| f_s | fréquence de sortie | Hz |
| τ | retard temporel | s |
| ρ | coefficient d'inter-corrélation | - |
| τ^* | retard, abscisse du maximum d'inter-corrélation | s |
| $\overline{\rho^*}$ | maximum du coefficient d'inter-corrélation | - |
| $\overline{\tau^*}$ | retard moyen | s |
| $\overline{\rho^*}$ | coefficient de corrélation moyen | - |
| σ_{τ^*} | écart type des retards | s |
| σ_{ρ^*} | écart type coefficient de corrélation | - |

Introduction

La sécurité des personnes et des biens face aux incendies devient une question centrale dans la conception d'ouvrages neufs ou la réhabilitation d'ouvrages anciens afin d'éviter des catastrophes comme celles trop souvent relayées par les médias. La mise en sécurité d'un ouvrage, vis à vis des incendies, est avant tout liée à la possibilité de faire évacuer les personnes dans des conditions « acceptables » compte tenu de la présence de fumées, des fortes températures, des flux thermiques importants et de la visibilité réduite.



Incendie de la tour Grenfell de Londres le 14 juin 2017 ayant fait 71 victimes.

Pour garantir ces conditions, il existe en France un contexte réglementaire fourni, définissant les règles à suivre et les objectifs à atteindre en matière de comportement au feu des structures et de désenfumage. On peut citer quelques textes de références dans la construction des Établissements Recevant du Public (ERP) comme l'arrêté du 22 mars 2004 relatif au règlement de sécurité contre les risques d'incendie et de panique, avec l'Instruction Technique (IT) 246 en support, précisant les règles de dimensionnement des systèmes de désenfumages. L'IT 246 propose d'ailleurs un recours possible aux études d'Ingénierie de la Sécurité Incendie (ISI) permettant de tendre vers une obligation de résultats et non pas seulement vers une obligation de moyen, approche particulièrement justifiée lors de la réalisation d'ouvrages « sensibles » très fréquentés, aux dimensions hors normes, etc. Ces études sont réalisées par des organismes reconnus compétants par le ministère de l'intérieur par l'intermédiaire du Laboratoire Central de la Préfecture de Police (LCPP) et sont examinées par des commissions de sécurité composées d'expert donnant l'accord pour l'ouverture des ERP. Pour les tunnels routiers de plus de 300 m, les prescriptions réglementaires sont, quant à elles, encadrées par la circulaire interministérielle 2006-20, datant du 29 mars 2006. Faisant écho aux commissions de sécurité pour les ERP, ce texte prévoit la tenue d'une Commission Nationale d'Évaluation de la Sécurité des Ouvrages Routiers (CNESOR)

pour toutes nouvelles constructions d'ouvrages souterrain, à chaque phase de travaux d'ouvrages anciens et durant l'exploitation de l'ouvrage.

En pratique, l'ISI se base très souvent sur l'utilisation de codes de calculs pour simuler la propagation et le contrôle des fumées afin de dimensionner les systèmes de ventilations et d'évaluer les temps de pertes de tenabilité des conditions pour les personnes. En renfort de ces simulations, des essais *in situ* peuvent être envisagés. La tenue de ces essais est d'ailleurs suggérée dans le paragraphe 8 de l'IT 246 et conseillée par le récent Guide de bonnes pratiques pour les études d'ingénierie du désenfumage publié par le LCPP (2017).

Dans le cadre de l'ingénierie du désenfumage, les essais sont demandés généralement par l'exploitant ou directement par la commission de sécurité. C'est pour répondre à ces demandes qu'Effectis, laboratoire de sécurité incendie et organisme reconnu compétent par le Ministère de l'Intérieur pour la réalisation des études ISI, réalise ces essais de validations. Les essais d'ingénierie sont organisés sur de courtes périodes allant d'un jour à une semaine, souvent de nuit d'ailleurs pour minimiser les pertes financières liées à la fermeture commerciale de l'ouvrage ou pour limiter les répercussions sur le déroulement du chantier. L'organisation des essais est donc en partie pilotée par le temps de mise à disposition de l'ouvrage, cela implique un temps de déploiement du foyer et des moyens de mesures par les équipes sur site le plus court possible. Plusieurs types de foyers peuvent être utilisés pour simuler l'enfumage du bâtiment. Tout d'abord, on peut utiliser le mélange Chardot¹ qui a la particularité d'être très fumigène mais qui produit des fumées « tièdes », environ 100 °C après quelques mètres. Au besoin, pour les ouvrages présentant de grandes dimensions (section ou hauteur), le mélange Chardot peut être associé à des brûleurs à gaz permettant de réchauffer les fumées dans le but de reproduire le plus fidèlement possible les mécanismes de flottabilité et de stratification des fumées. Enfin, la dernière possibilité est d'utiliser des bacs d'hydrocarbure, de l'heptane généralement, très réalistes en terme de dégagement de chaleur et de production de fumée mais qui produisent une quantité importante de suies très salissantes et très polluantes pour le milieu environnant. Cette dernière solution n'est que peu employée étant donnée qu'elle nécessite le nettoyage complet du site post essai. *A contrario*, les foyers constitués de mélange Chardot ne dégradent pas l'ouvrage étant données les faibles puissances dégagées et le peu de suies produites mais ils permettent de recréer des conditions d'enfumage proches d'un foyer réel. À titre indicatif, un bac circulaire de 60 cm de diamètre contenant du mélange Chardot délivre une puissance d'environ 300 kW durant environ 5 à 10 minutes selon la gestion du foyer tandis que le même bac contenant de l'heptane libère une puissance maximale 50 % plus élevée, de l'ordre de 500 kW, sur une durée variant selon le volume de liquide. Même si ces tests restent avant tout qualitatifs, des mesures peuvent être réalisées. Le but est d'obtenir « l'état » thermique (température et flux de chaleur) et aéraulique (vitesse, débit) engendré par le scénario d'enfumage simulé, mais aussi de caractériser l'opacité et la visibilité (mires lumineuses).

Durant les essais de validations décrits dans le paragraphe précédent, on peut observer certains phénomènes. Afin de mieux les comprendre et les appréhender, des campagnes d'essais de recherche peuvent être réalisées dans des installations dédiées. Ces installations sont particulières de par leur géométrie ou leurs dimensions et sont mises à disposition pendant des durées importantes pour faciliter la collecte de données et la répétabilité des essais. En matière d'installation

1. Mélange fumigène, du nom de son créateur, qui est composé de nitrate de potassium (KNO_3), de fécule de pomme de terre et de lactose.



(a)



(b)

Essais *in situ* réalisé par Efectis. (a) Panache créée par un foyer constitué de mélange Chardot ayant eu lieu dans une voie souterraine (perche de mesure au premier plan et foyer au second plan). (b) Panache créée par des fumigènes associés à des brûleurs à gaz.

dédiée, on peut citer le moyen d'essai DIVA² à l'IRSN³ faisant référence pour les campagnes d'essais avec feux confinés, sous ventilés (ventilation mécanique contrôlée) ou d'autres dispositifs présents au NIST⁴. Récemment, pour les feux dans des grands volumes, le projet de recherche Aéroport De Paris (ADP) a été mené par le LCPP dans un hangar à l'abandon de l'aéroport d'Orly en banlieue Parisienne. Ayant servi de précurseur pour ce type d'essais dédiés, le projet Européen EUREKA FIRETUN 499 avait permis de réaliser un certain nombre d'essais dans un tunnel désaffecté, pour appréhender la dangerosité et la rapidité du développement de feux dans des espaces souterrains. L'installation Tunnel Safety Testing, en Espagne, permet d'ailleurs de continuer l'étude des feux en tunnel. Pour ce genre de campagnes, les foyers utilisés peuvent être « analytiques », type nappes d'hydrocarbures ou buchers de bois, dont les principales caractéristiques, notamment la puissance, sont bien connues *a priori* ; ou alors bien plus complexes (multi matériaux, véhicules, etc.) afin de se rapprocher de la source réelle. Si lors des essais d'ingénierie le nombre de capteurs déployés est limité, lors d'essais de recherche pendant lesquels le temps d'installation n'est plus la contrainte majeure, l'instrumentation peut être plus complète en multipliant le nombre de points de mesures. Si les conditions le permettent, on peut aussi utiliser des techniques de mesures plus finement résolue temporellement et spatialement comme par exemple des dispositifs de mesure laser. Ces mesures alimentent la théorie sur les phénomènes étudiées et peuvent servir, le cas échéant, à la validation de modèles théoriques et à la confrontation avec des codes de calculs CFD⁵.

Que ce soit pour des essais de validation, mais aussi lors des campagnes de recherche, pour les quantifier, le besoin d'une métrologie adaptée aux écoulements représente un enjeu capital. Les écoulements de fumées sont turbulents, chauds (plusieurs centaines de degrés), dont la vitesse varie sur une large plage, typiquement deux décades, de 0,1 à 10 m·s⁻¹, chargés en suies, corrosifs (éléments chimiques dégagés lors de la combustion). Les mesures de température réalisées à l'aide de thermocouples sont relativement adaptées à ce milieu. Il en est de même pour les mesures de flux thermique ou d'opacité qui utilisent des capteurs (fluxmètre convectif, radiatif ou total, opacimètre) « standards ». Mais ce n'est pas le cas pour les mesures de vitesses. En effet, comme nous le verrons en détail dans le chapitre 1), les techniques utilisées présentent un certain nombre de limites dues au condition liées à l'incendie.

Les travaux présentés dans ce mémoire concernent le développement d'une technique de mesure de vitesse compatible avec les contraintes liées à la nature des écoulements de fumées et aux conditions d'intervention sur le terrain (transport répété, chute, choc). Cette technique devra être robuste, peu onéreuse pour permettre la multiplication des points de mesures, facile d'utilisation et d'installation, et *a minima* aussi fiable que les appareils de mesures existants. Nous étudierons pour cela une technique peu utilisée jusqu'alors consistant à remonter à la mesure de la vitesse de l'écoulement à partir de l'inter-corrélation de deux signaux. Nous nous focaliserons dans ces travaux, sur la mesure d'une vitesse moyenne dans un écoulement thermo-convectif pleinement développé, uni-directionnel, en appliquant la méthode à des signaux de températures mesurés à l'aide de thermocouples.

Le manuscrit est découpé en trois chapitres. Le chapitre 1 contextualise le sujet par un état de l'art concentré sur les techniques de mesures de vitesse utilisées dans le milieu de l'incendie.

2. Ensemble de pièces et de couloir, surmonté d'une autre pièce et reliées entre elles par des connexions verticales et horizontales.

3. Institut de Radioprotection et de Sécurité Nucléaire.

4. National Institute of Standards and Technology.

5. Computational Fluid Dynamics.

Nous y présentons les avantages et les inconvénients de chaque technique pour finalement introduire la technique CCV, mesure de vitesse par corrélation croisée de signaux de température. Les principaux travaux fondateurs de cette technique sont examinés avec soin, afin de voir ce qui est acquis et les questions qui restent posées.

Le chapitre 2 présente une étude de la sensibilité de la CCV vis-à-vis de l'ensemble des paramètres d'entrée qu'il est possible d'ajuster.

Le chapitre 3 présente des mesures par CCV réalisées en laboratoire, sur des écoulements académiques et les compare avec les autres moyens actuels cités dans la partie bibliographique. Des essais dans un caisson de formation à l'intervention des Services Départementaux d'Incendie et de Secours (SDIS), à grande échelle permettent de déployer la CCV sur le terrain pour la tester dans des conditions d'incendie. Enfin des mesures réalisées lors d'un essai d'enfumage *in situ* permettront de produire un premier retour d'expérience sur la possible utilisation d'une technique dans ces conditions « terrain ».

Un bilan et des perspectives de nos recherches viennent clôturer ce manuscrit.

Chapitre 1

Contexte et état de l'art

Sommaire

| | | |
|------------|---|-----------|
| 1.1 | Techniques de mesure de vitesse adaptées à l'incendie | 9 |
| 1.1.1 | Anémométrie laser | 9 |
| 1.1.2 | Anémomètre à fil chaud | 11 |
| 1.1.3 | Anémomètre à hélice | 12 |
| 1.1.4 | Anémomètre à différences de pression | 14 |
| 1.1.5 | Synthèse | 16 |
| 1.2 | Technique de mesure de vitesse par intercorrélation de signaux de températures | 17 |
| 1.2.1 | Principe de la technique | 18 |
| 1.2.2 | Étude de sensibilité | 22 |
| 1.2.3 | Applications | 24 |
| 1.2.4 | Synthèse | 27 |
| 1.3 | Objectifs de la thèse | 28 |

Les écoulements de fumée liés aux incendies sont étudiés depuis des années. Qu'il s'agisse de panache (travaux de Morton (1965), Zukoski et al. (1980) et Heskestad (1984)), de jet sous plafond (travaux d'Alpert (1975)), d'écoulement déversant (travaux de Thomas et al. (1998)), etc. les mouvements de fluides rencontrés lors de situations incendie ont des caractéristiques communes qui nous permettent de définir des « contraintes » générales liées aux mesures dans ces écoulements. Ainsi, nous allons traiter, dans ce manuscrit, d'écoulements thermo-convectifs transitoires, hors cadre Boussinesq (incompressibles, dans lesquels les gradients thermiques engendrent de fortes variations de masse volumique), turbulents, chargés en suies (agrégats de différentes tailles, plus ou moins gras, qui fixent d'autres composés volatils). Ces fumées ont des vitesses moyennes comprises entre $0,1$ à $10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, dans les trois directions de l'espace mais avec une direction « privilégiée ».

Lors des essais sur site, au delà des contraintes techniques liées aux écoulements de fumées, les mesures à pleine échelle sont compliquées à réaliser pour différentes raisons. Les essais sont caractérisés principalement par des temps d'interventions relativement courts, en particulier lors d'essais de validations où la mise à disposition des installations est souvent d'une journée maximum. Le délai étant limitée, le matériel de mesure doit être simple à déployer et adapté aux multiples configurations rencontrées (mesures en hauteur, dans des espaces confinées, etc.). La grande taille des installations testées et/ou la précision des données recherchée incite à multiplier le nombre de points de mesures, confortant l'idée d'utiliser des capteurs faciles à installer. En plus, la multiplication des points de mesure permet de sécuriser la mesure et de palier à d'éventuelles défauts des capteurs mis à rude épreuve sur le terrain. L'augmentation du nombre de point de mesure ne doit pas engendrer de surcout financier trop important. Les capteurs utilisés doivent donc être « bon marché ».

Les contraintes citées précédemment sont particulièrement préjudiciables pour les mesures de vitesses. La métrologie retenue devra donc être adaptée à toutes les contraintes qu'elles soient liées aux écoulements ou aux conditions de mesures sur site lors d'essais. Ainsi, la sonde de mesure de vitesse devra résister aux températures élevées (flux de chaleur convectif et radiatif, agression thermique). Elle sera constituée de peu de parties mécaniques pour être robuste. De plus, la sonde ne sera pas trop grosse pour être peu intrusive dans l'écoulement, en adéquation avec une bonne résolution spatiale. La plage admissible de mesure sera en accord avec la variation de la vitesse attendue sur deux décades, de $0,1$ à $10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ avec une précision adaptée au besoin. Pour des applications dans le domaine de l'ingénierie, on considère qu'une précision de la mesure à une décimale est suffisante. En revanche, on attendra une précision supérieure, au moins deux décimales, pour une utilisation orientée recherche. Le dispositif permettra de capter les modifications de la vitesse moyenne dues au caractère transitoire de l'écoulement. Mis à part les événements brusques, explosif type backdraft ou flashover, le caractère transitoire des phénomènes traqués en incendie est relativement long, de l'ordre de 1 minute pour obtenir un changement de régime de ventilation à une dizaine de minutes pour capter la montée en puissance d'un foyer.

Afin de positionner nos travaux au sein de l'offre métrologique actuelle, nous allons présenter de façon succincte les différentes technologies développées en anémométrie, en insistant sur les aspects positifs ainsi que sur les points bloquants pour l'utilisation de celles-ci lors d'essais incendie *in situ*. Une synthèse conclura cette partie et justifiera la nécessité de développer une autre technologie de mesure : la Cross Correlation Velocimetry (CCV). Le principe de fonctionnement de la technique, existante depuis les années 1970, est d'abord décrit succinctement. Les travaux relatifs à l'utilisation d'une telle sonde de mesure sont ensuite analysés et synthétisés pour enfin définir les objectifs des travaux de thèse.

1.1 Techniques de mesure de vitesse adaptées à l'incendie

Dans ce paragraphe nous allons décrire quelques techniques de mesure de vitesse susceptibles d'être utilisées lors d'essais dédiés ou d'ingénierie simulant des incendies à grande échelle.

Pour chacune d'entre elles, nous expliquerons le principe physique de la mesure puis nous discuterons des avantages et des inconvénients en vue d'une utilisation dans des essais incendies, en particulier en terme de résolution spatio-temporelle, de robustesse, de précision et de coût.

1.1.1 Anémométrie laser

Les techniques de mesure anémométriques dans les écoulements fluides basées sur l'utilisation de sources de lumières cohérentes (laser) sont présentées de façon exhaustive dans l'ouvrage de Boutier (2012). L'utilisation de laser pour les mesures de vitesse a été lancée par Yeh and Cummins (1964). Ils se servent de la propriété monochromatique du laser pour réaliser une étude de vitesse par mesure du décalage fréquentiel par l'effet Doppler d'images d'un écoulement très lent, $0,007 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$, dans l'optique d'avoir une idée plus précise sur les estimations de vitesse. À cette époque et pour cet ordre de grandeur de vitesse, les techniques utilisées manquaient de précisions. Dans la suite, nous nous limiterons à présenter les deux techniques les plus utilisées actuellement : la Laser Doppler Velocimetry (LDV) et la Particle Image Velocimetry (PIV).

Comme illustré sur la figure 1.1, la LDV utilise un laser continu de longueur d'onde connue (et donc de fréquence connue). Deux faisceaux laser diffractés depuis un faisceau, sont convergés vers un volume de quelques μm^3 où se forme alors un réseau interférentiel. Par effet doppler, les traceurs de l'écoulement (particules disséminées dans le fluide) réfractent tour à tour la lumière des franges claires puis sombres à des longueurs d'ondes différentes du faisceau d'émission. Le décalage fréquentiel est directement relié au décalage temporel et donc à la vitesse. Le temps de réponse de quelques microsecondes permet de capter de très petites structures turbulentes, faisant de la LDV une mesure de référence en matière de qualification de la turbulence.

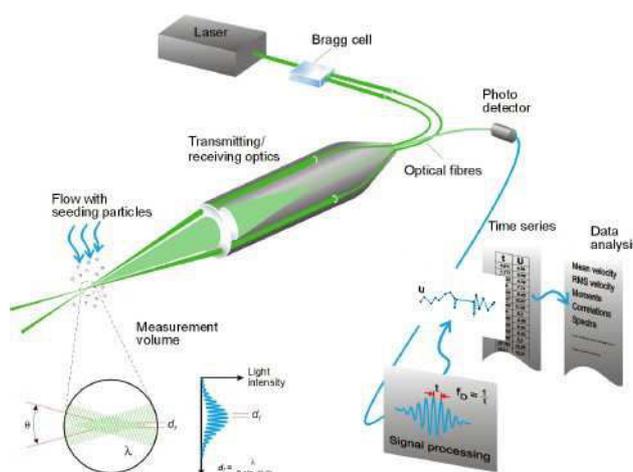


FIGURE 1.1 – Schéma de principe de fonctionnement de la LDV

La PIV, quant à elle, est un dispositif optique dont les résultats proviennent non plus du traitement de la fréquence laser mais d'une acquisition rapide d'images successives du fluide ensemencé traversé par une nappe laser pulsée. Le faisceau laser, divergé en nappe laser éclaire le

fluide et une caméra rapide réalise un enregistrement d'images successives. Le principe repose ensuite sur la corrélation temporelle de parties d'images de l'écoulement appelées fenêtres d'interrogations. Sur chaque fenêtre, les particules ensemençées sont considérées comme des traceurs de l'écoulement. D'une image à l'autre, l'intercorrélation permet de connaître le déplacement spatial de chacun des groupes de particules. La distance parcourue par chaque particule sur une fenêtre d'interrogation est moyennée spatialement ce qui permet d'avoir un déplacement moyen sur cet espace. La vitesse du fluide est déduite naturellement en reliant la distance et le temps qui sépare chaque image. La PIV permet, par rapport à la LDV, de mesurer des champs de vitesses de la taille de l'image enregistrée. En général, la surface des fenêtres est de l'ordre de quelques dizaines de cm^2 . Le dispositif est résumé sur la figure 1.2.

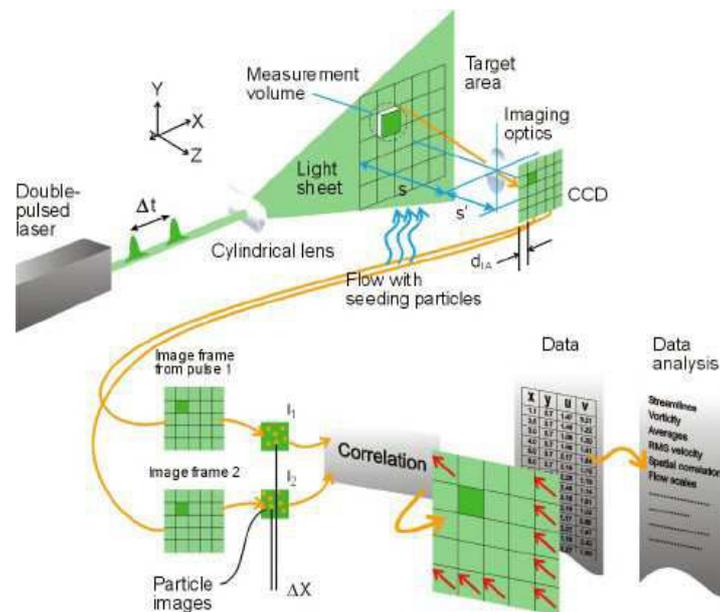


FIGURE 1.2 – Schéma de principe de fonctionnement de la PIV

Les techniques laser énoncées ci-dessus possèdent plusieurs atouts dans le cadre des essais incendies. Le premier d'entre eux est le caractère non intrusif de ce dispositif d'acquisition, qui étant déporté, est peu sensible aux caractéristiques de l'écoulement (températures élevées, présence de suies). Le deuxième atout de ces techniques réside dans la fiabilité et la précision à plusieurs décimales des mesures ponctuelles ou à champs, passant par une importante phase préalable de calibration du matériel. Ainsi, la résolution temporelle et spatiale sont très bonnes mais toujours limitées par le matériel d'acquisition ou de traitement de donnée. En pratique, on peut privilégier l'une par rapport à l'autre.

Le principal inconvénient de l'utilisation des techniques laser dans des écoulements est la variation des tailles des suies contenues dans les fumées. Nous l'avons évoqué précédemment, la qualité des résultats (pourcentage de vecteurs faux et précisions) est en grande partie liée à la nécessité d'utiliser un ensemencement contrôlé (taille des particules et débit). Ce paramètre pourrait donc compromettre l'utilisation de cette technique dans les fumées. Récemment, Bryant (2009), Bryant (2011) en PIV puis Koched et al. (2016) en Stéréoscopique-PIV (SPIV), utilisant deux caméras, ont réalisé des mesures dans un panache déversant de fumées chaudes au niveau d'une porte. Il est intéressant de noter que dans ces études, les fumées ont pu être utilisées comme traceur de l'écoulement pour réaliser les mesures. Par contre, ces études ont permis de mettre en

exergue la difficulté d'obtenir de bons résultats près de la flamme, le rayonnement de la flamme faisant saturer l'image. Bien que basées sur des dispositifs grande échelle, ces études (en tout cas pour Bryant et Koched) ont été réalisées dans des conditions contrôlées de laboratoire qui préservent des contraintes rencontrées lors d'essais *in situ*.

Pour se rapprocher des conditions de mesures sur site, nous pouvons citer les travaux de Morandini et al. (2012). Ils appliquent un dispositif PIV avec une fenêtre d'investigation hors normes de par sa taille sur des feux de copeaux de bois simulant un feu de végétation. Les mesures sont réalisées en plein air. Les résultats recueillis permettent d'estimer la vitesse de propagation du front de flamme par le suivi des grosses structures convectées. Cette technique appelée Large Scale-PIV (LS-PIV), a été plus récemment utilisée par Horvath (2013) pour des applications de feux de parc de stationnement qui se rapprochent des configurations d'essais *in situ* qui nous intéressent. Ces travaux ont permis de démontrer la faisabilité d'un tel système, appliqué en dehors des conditions de laboratoire : ouvert à l'atmosphère, sur un grand domaine de mesure et avec les contraintes supplémentaires liées aux déplacements de toute la chaîne d'acquisition. Cependant, si en laboratoire la calibration de ce système de mesure est facile à réaliser, lors de campagnes d'essais, cette phase est plus délicate voire impossible étant données les durées d'interventions. Pourtant ce matériel lourd, doit être positionné avec soin pour fournir de bons résultats, ce qui pose donc problème au niveau de la portabilité d'un tel système.

Le coût de tels dispositifs est très élevé en comparaison de celui de la métrologie utilisée usuellement dans les campagnes d'essais *in situ*.

1.1.2 Anémomètre à fil chaud

Les sondes à fil chaud sont composées d'un fil tendu entre deux mors placés dans un écoulement fluide, perpendiculairement à la composante de vitesse à mesurer. Le fil est chauffé par effet Joule à plus de 300 °C, grâce au courant constant qui circule dans le circuit électrique. La puissance nécessaire pour le chauffer à une température T , supérieure à la température du fluide, est égale à la quantité de chaleur dissipée dans l'écoulement. Le fil étant de très petite taille, il est principalement refroidi par le mécanisme de convection forcée. Notons qu'il existe plusieurs familles d'anémomètre à fil chaud, ceux à courant constant (CCA), les plus anciens, ceux à température constante (CTA), les plus utilisés, et ceux à tension constante (CVA). Le principe de fonctionnement est le même à une variable près. Enfin, les anémomètres à film chaud sont basés sur le même principe mais le fil est remplacé par une lamelle jouant un rôle analogue au fil. La quantité de chaleur transférée du fil au fluide est fonction des paramètres suivants : vitesse du fluide, écart de température entre le fluide et le fil, propriétés physiques, orientation et dimension du fil, nature et propriétés du fluide. Pour de plus amples informations sur cette technique de mesure, le lecteur pourra se référer au document écrit par Moisy (2015) consacré à l'étude de l'anémomètre à fil chaud.

Toutes ces méthodes permettent de réaliser des mesures de vitesse à très haute fréquence, de l'ordre de plusieurs KHz, et ainsi, d'obtenir des quantités fluctuantes caractéristiques de la turbulence. Les mesures dans des écoulements chauffés ont été rendues possibles par Corrsin (1947), qui a introduit une méthode de correction de la mesure de vitesse par rapport à la température du fluide. C'est encore Corrsin (1950) qui, propose d'utiliser des sondes multi-fils servant à mesurer à la fois la vitesse et la température des écoulements. Ces sondes ont permis d'étudier les corrélations vitesse/température dans des jets chauffés jusqu'à 300 °C et de mesurer plusieurs composantes du vecteur vitesse. Cependant la multiplication des fils entraîne des



FIGURE 1.3 – Anémomètre à fil chaud portable.

restrictions d'application. En effet, pour limiter les effets de sur-chauffe d'un fil à l'autre, une vitesse minimale d'écoulement est requise. Plus récemment, afin de palier cette limitation, Ndoye et al. (2010) puis Sodjavi (2013), développent une nouvelle approche basée sur un seul fil chaud (soumis à différentes surchauffes) permettant d'obtenir des fluctuations instantanées de vitesse et de température.

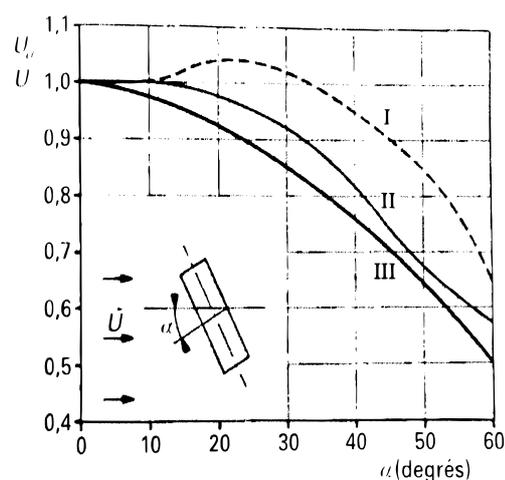
Pour des applications industrielles ou dans le cadre de mesures *in situ* des sondes basées sur le principe du fil ou du film chaud sont commercialisées (cf. photo 1.3). Pour garantir la robustesse de la sonde, l'élément sensible (le fil ou le film) est plus gros que pour les sondes utilisées en laboratoire, ce qui altère bien évidemment sa résolution temporelle et spatiale. Leur coût reste abordable, autour de plusieurs centaines d'euros.

Dans l'éventualité d'une application lors d'essais incendie *in situ*, outre sa faible résistance mécanique, les conditions extrêmes rencontrées, hautes températures et présence de suies, rendent cette sonde inutilisable, en tout cas dans les zones enfumées.

1.1.3 Anémomètre à hélice

Cette technique repose sur la mesure de la vitesse de rotation d'une hélice placée dans un courant d'air transverse dont on connaît, *a priori*, la direction.

Ces sondes mesurent des vitesses dans de larges plages allant typiquement de $0,1$ à $40 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. La technologie de l'anémomètre à hélice limite la mesure à une seule composante de la vitesse, ce qui suppose que l'anémomètre doit être positionné parallèlement à la composante principale de l'écoulement, impliquant de connaître au préalable la direction. En plus, le positionnement de ces sondes de mesure dans l'écoulement doit être réalisé avec le plus grand soin pour limiter l'angle entre l'axe de la sonde et la composante de la vitesse à mesurer (cf. figure 1.4). Cette technique nécessite des hélices relativement fines et légères dont l'inertie peut être sévèrement modifiée si elles étaient placées dans un écoulement chargé en suies. Par ailleurs, ces sondes étant constituées de certains organes en matière plastique, elles ne supportent pas les hautes températures que l'on peut atteindre lors d'essais incendie. Ces hautes températures peuvent être également à l'origine de la dilatation de certaines pièces mécaniques entraînant une dégra-



| | |
|--|----------------------------------|
| U vitesse du fluide (module de \vec{U}) | I moulinet à coupelles |
| U_v vitesse lue | II moulinet à ailettes |
| | III courbe $U_v = U \cos \alpha$ |

FIGURE 1.4 – Sensibilité angulaire des anémomètres à hélices.

dation de la précision de la mesure. C'est pour palier à cette dernière contrainte que Palmer and Northcutt (1971) ont proposé un système de refroidissement intégré à la partie mécanique d'un anémomètre destiné à mesurer des vitesses dans des écoulements pouvant atteindre 1 800 °C.

Cette technique est très utilisée par les ingénieurs ventilation qui sont amenés à mesurer des débits dans des gaines et des galeries. Il est intéressant de noter que l'aspect normatif penche en faveur de cette technique de mesure. La norme NF EN ISO 5802, utilisée pour cadrer l'instrumentation des campagnes de mesures aérauliques en tunnel, recommande en effet l'utilisation d'anémomètre à hélice. Dans le cadre des essais incendie *in situ*, le parallèle avec cette norme est souvent utilisé pour justifier le positionnement de l'instrumentation, notamment lors de l'utilisation de mélange Chardot qui engendre de trop faibles différences de températures pour influencer sur le profil de vitesse.



FIGURE 1.5 – Anémomètre à hélices.

Un anémomètre à hélice comme ceux présentés sur la figure 1.5 coûte entre 500 et 1 000 €. Il doit être relié à une centrale pour permettre une acquisition continue d'un signal de sortie.

Malgré leur coût raisonnable et leur bonne précision, ces sondes nous paraissent fragiles pour être utilisées lors d'essais incendie. D'ailleurs, à notre connaissance, il n'existe pas dans la littérature, d'essais documentés à grande échelle ayant fait appel à des mesures de vitesses par anémomètres à hélice en présence de feu.

1.1.4 Anémomètre à différences de pression

Très utilisée dans l'aéronautique, la mesure de vitesse par différence de pression repose sur la relation de Bernoulli (cf. relation 1.1) qui traduit la conservation de la pression totale le long d'une ligne de courant pour l'écoulement permanent d'un fluide incompressible. Ces mesures de pressions différentielles sont, en général, réalisées à l'aide du tube de Pitot qui permet de mesurer la pression dynamique par différence entre deux prises, la première mesurant la pression totale et la seconde mesurant la pression statique. Ces prises sont en général de petites dimensions (inférieure au millimètre), c'est la raison pour laquelle les tubes de Pitot standards sont rarement utilisés pour mesurer des vitesses lors d'essais impliquant des feux et des suies.

$$\underbrace{\frac{1}{2} \cdot \rho \cdot u^2}_{\text{pression dynamique}} + \underbrace{\rho \cdot g \cdot z}_{\text{pression potentielle}} + \underbrace{p_s}_{\text{pression statique}} = \text{constante} \quad (1.1)$$

pression totale

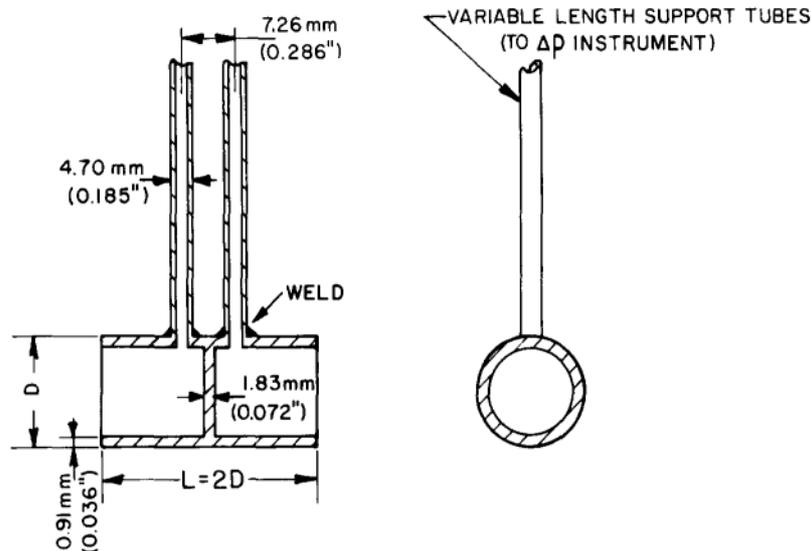


FIGURE 1.6 – Sonde bidirectionnelle de McCaffrey d'après McCaffrey and Heskestad (1976).

Pour éviter les problèmes de colmatage des prises de pression par les suies, McCaffrey and Heskestad (1976) ont proposé une sonde de mesure de vitesse par différence de pression basée sur le principe du tube de Pitot, mais adaptée aux contraintes particulières des essais incendie. Son principe de fonctionnement est le suivant : comme indiqué sur la figure 1.6 un cylindre est séparé en son milieu par une cloison (perpendiculaire à l'axe du cylindre) formant ainsi deux cavités. Chacune des cavités est équipée d'une prise de pression. Lorsque la sonde est placée dans la direction d'un écoulement, la cavité amont capte la pression totale, alors que la cavité aval mesure une pression qui peut s'éloigner sensiblement de la pression statique. L'architecture

de la sonde, figure 1.6, permet aux prises de pression de ne pas être colmatées par les suies. Ainsi, pour quantifier cet écart, McCaffrey and Heskestad proposent dans leur article une courbe donnant le rapport entre la réponse de leur sonde et celle d'un tube de Pitot classique en fonction du nombre de Reynolds de l'écoulement. Comme on peut le voir sur la figure 1.7, cette courbe montre que le facteur correctif (par rapport au tube de Pitot) sera d'autant plus grand que la vitesse de l'écoulement sera faible.

Remarque : le nombre de Reynolds est un nombre sans dimension couramment utilisé en mécanique des fluides qui caractérise la nature du régime laminaire ou turbulent d'un écoulement. Il est caractérisé par :

$$Re = \frac{u \cdot D}{\nu}, \quad (1.2)$$

avec u la vitesse du fluide, D la dimension caractéristique et ν la viscosité cinématique du fluide.

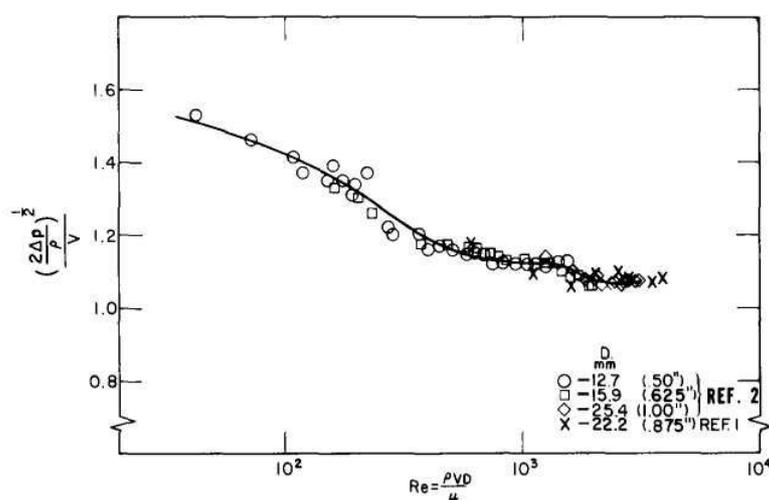


FIGURE 1.7 – Evolution du facteur correctif de la sonde de McCaffrey par rapport au tube de Pitot en fonction du nombre de Reynolds de l'écoulement.

Notons que la sonde de McCaffrey, de par son architecture, est bidirectionnelle, c'est à dire capable de mesurer la vitesse d'un écoulement dans une direction quelque soit son sens. Ceci est un atout puisque lors d'essais incendie on ne connaît pas, *a priori* le sens de déplacement des fumées et de l'air frais.

Un autre atout de cette sonde est sa faible sensibilité angulaire (relativement à un tube de Pitot), comme on peut le voir sur la figure 1.8, toujours tirée de l'article de McCaffrey and Heskestad.

En terme de résolution temporelle, la sonde de McCaffrey n'est pas limitée, c'est plutôt le transmetteur de pression associé à la centrale d'acquisition des données qui vont imposer la cadence de réponse. Une réponse par seconde est couramment employée dans la bibliographie. Spatialement, son encombrement est important, quelques centimètres, ce qui devient problématique en cas de multiplication des points sur une petite surface.

Signalons enfin que dans le cadre d'essais incendie, où la température des gaz peut varier de façon importante, une estimation de leur masse volumique est indispensable pour pouvoir

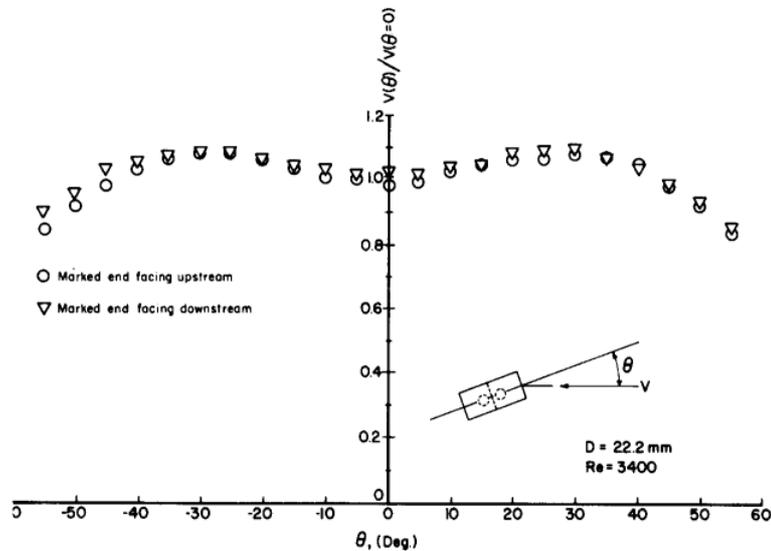


FIGURE 1.8 – Sensibilité angulaire de la sonde de McCaffrey par rapport à l'axe de l'écoulement.

calculer la vitesse à partir de la pression dynamique. Cette masse volumique est estimée à partir d'une mesure locale supplémentaire de la température à l'aide (généralement) d'un thermocouple proche de la sonde ce qui peut engendrer une incertitude supplémentaire sur l'estimation de la masse volumique au point de mesure.

Bien que développée dans le milieu des années 70, cette sonde reste l'instrument de mesure de prédilection dans la communauté incendie pour les mesures de vitesse. À titre d'exemple, nous pouvons citer le projet Européen EUREKA 499 (projet EUREKA (1995)) sur les feux en tunnel dont les mesures de vitesses ont été entièrement réalisées à l'aide de sonde de McCaffrey. Plus récemment, dans les projets PRISME 1 et 2 (Audouin and Torero (2013)) sur les feux confinés, l'IRSN a eu recours aux sondes de McCaffrey pour mesurer les vitesses au niveau des ouvrants (portes, trémies...).

Malgré sa popularité, la sonde de McCaffrey reste intrusive à l'écoulement et présente les inconvénients inhérents aux techniques déprimogènes. La pression admissible par les capteurs variant en fonction du carré de la vitesse du fluide, la gamme des capteurs de pression doit être très étendue par rapport à la plage de vitesse. Pour éviter de diminuer la précision des capteurs en leur associant une gamme trop étendue, on choisit souvent d'utiliser plusieurs capteurs de pression. Ce n'est pas le coût de la sonde (moins de 100 €) mais celui du transmetteur de pression associé (plusieurs milliers d'euro pour mesurer des pressions de l'ordre du Pascal) qui va limiter le nombre de points de mesure lors d'essais incendie.

1.1.5 Synthèse

La réalisation de mesure dans des écoulements de fumées présente de nombreuses limitations lors de l'utilisation de différentes techniques de mesures. En pratique, les anémomètres à hélices et à fil chaud sont pratiques mais perdent en fiabilité dès lors qu'ils sont utilisées dans les conditions non standards (température élevée, présence de suies). Le principal intérêt de l'anémomètre à hélice et de l'anémomètre à fil chaud réside plus dans leur utilisation dans de l'air frais que dans de l'air vicié, contenant des fumées. Bien que n'étant pas le sujet de ce manus-

crit, les mesures de vitesses dans les écoulements d'air frais (répartition par différentes aménées d'air frais par exemple) sont aussi cruciales pour la bonne représentation des écoulements. Les mesures laser permettent, quant à elles, d'être finement résolue temporellement ou spatialement mais sont lourdes à mettre en œuvre et ont un coût très important, plusieurs dizaines de fois le coût standard d'un anémomètre à hélice environ. Actuellement, les mesures anémométriques dans les essais incendie sont réalisées presque exclusivement avec des sondes McCaffrey. Outre son encombrement supérieur aux autres techniques qui peut poser problèmes pour des mesures dans des petites sections, c'est surtout l'utilisation d'un transmetteur de pression sensible et donc plutôt coûteux qui peut conduire, en pratique, à limiter le nombre de points de mesure de vitesse. Si bien que lors d'essais incendie nécessitant une instrumentation complète, il arrive d'utiliser des sondes moins onéreuses (type anémomètres à hélices) dans des conditions non adaptées à leur régime de fonctionnement normal.

A contrario, les thermocouples sont très utilisés dans les expérimentations incendie et sont considérés comme du matériel consommable de par leur faible coût. La plupart des essais incendies sont donc généralement très bien instrumentés pour permettre la reconstruction d'un champ thermique alors que les informations en termes de vitesses sont souvent parcellaires voire inexistantes.

C'est en partant de ce constat que nous avons cherché à utiliser les thermocouples comme moyen détourné pour obtenir la vitesse de l'écoulement. Nous nous sommes intéressé en particulier à la technique d'intercorrélation de signaux, la CCV, permettant d'estimer la vitesse du fluide à partir du traitement des signaux, ici des signaux de températures captées par les thermocouples. Les travaux en relation avec cette technique sont détaillés dans la prochaine partie de ce chapitre en commençant par une présentation des concepts physiques reliés à la technique de mesure.

1.2 Technique de mesure de vitesse par intercorrélation de signaux de températures

La technique d'intercorrélation de signaux provenant de capteurs décalés spatialement est largement connue en métrologie. Le domaine d'application est très vaste puisque nous pouvons trouver des travaux sur des mesures de la vitesse d'un écoulement sanguin dans une veine humaine, réalisée par Bonnefous and Pesqué (1986) à l'aide de la mesure du temps de propagation et d'atténuation d'une onde. Gajewski (2013) qui utilise, quant à lui, le principe d'intercorrélation de signaux avec des sondes électrostatiques pour estimer la vitesse d'un écoulement de sable dans un pipeline. Il charge électriquement les particules de sable préalablement et mesure l'atténuation du potentiel électrique entre deux points. Il réalise d'ailleurs une brève étude de sensibilité de la CCV, intéressante à reproduire, par rapport aux paramètres de fréquence d'échantillonnage et d'écartement des deux sondes électrostatiques. Belyaev et al. (2017) se servent d'un procédé similaire pour réaliser des mesures de température et de vitesse moyennes dans un écoulement de métal liquide.

En ce qui nous concerne, la CCV est basée sur l'intercorrélation de signaux de température. On peut trouver dans la littérature, un certain nombre d'études se servant de ce principe dans des domaines variés. Delarochelambert (2000) réalise par exemple, une étude expérimentale pour calculer la vitesse moyenne d'un écoulement de convection naturel, $U < 1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, le long d'une paroi rayonnante. Il utilise, pour cela, un dispositif qualifié de thermoanémométrie pour mesurer

des températures, élaboré plus tôt par Delarochelambert and Prado (1999) et basé sur l'intercorrélation de signaux de températures relevés par des micro thermocouples. La comparaison ultérieure de ces mesures à d'autres travaux montre une précision satisfaisante et valide l'utilisation de la CCV dans ce cas de figure.

Cette technique simple à mettre à œuvre, donne de bons résultats pour mesurer différentes grandeurs. Est-il possible d'adapter cette technique à la mesure de vitesse dans des écoulements de fumées en régime de convection naturelle, forcée ou mixte en utilisant des thermocouples ? En nous basant sur des travaux ayant déjà mis en application ce concept, les paragraphes suivants vont permettre d'y répondre en commençant par présenter le principe de mesure de la CCV puis ses applications.

1.2.1 Principe de la technique

Cox (1977) fait le constat que dans le milieu de la recherche incendie, la vitesse d'un écoulement de fumée turbulent, présentant de forts gradients de températures, avec des points chauds jusqu'à 1000 °C et des vitesses faibles, de l'ordre de 1 m·s⁻¹ est difficile à mesurer, et que les techniques de mesures jusqu'alors utilisées présentent souvent des inconvénients (voir le paragraphe 1.1). Il a l'idée d'utiliser la température comme traceur d'un écoulement de fumée et conçoit une sonde capable de résister à un environnement hostile, simple d'utilisation, peu couteuse et basée sur des thermocouples faciles à remplacer, séparés d'une distance ϵ . Le principe de la sonde repose sur la mesure du décalage temporel des signaux de températures en calculant l'intercorrélation.

L'intercorrélation de deux signaux permet de mesurer leurs ressemblances. Le coefficient d'intercorrélation R_{ij} de deux signaux temporel x_i et x_j s'écrit :

$$R_{ij}(\epsilon, \tau) = \int_0^T x_i(t)x_j(t - \tau)dt \quad (1.3)$$

L'utilisation du coefficient de corrélation est très répandue dans la bibliographie. Le coefficient d'intercorrélation représente l'intercorrélation normalisée par la variance des deux signaux. Le résultat est compris entre -1 et 1 :

$$\rho_{ij}(\epsilon, \tau) = \frac{R_{ij}(\epsilon, \tau)}{\sqrt{x_i(t)^2} \sqrt{x_j(t)^2}} \quad (1.4)$$

Le temps de transit d'un « événement turbulent » correspond au retard entre les deux signaux, τ^* , qui maximise le coefficient ρ (cf. figure 1.9). Une fois le temps de transit obtenu, la vitesse peut être calculée à l'aide de l'écartement spatial ϵ entre les deux thermocouples en utilisant l'équation :

$$u = \frac{\epsilon}{\tau} \quad (1.5)$$

Plusieurs questions sur le domaine d'application et le principe générale de la technique de mesure CCV se posent directement.

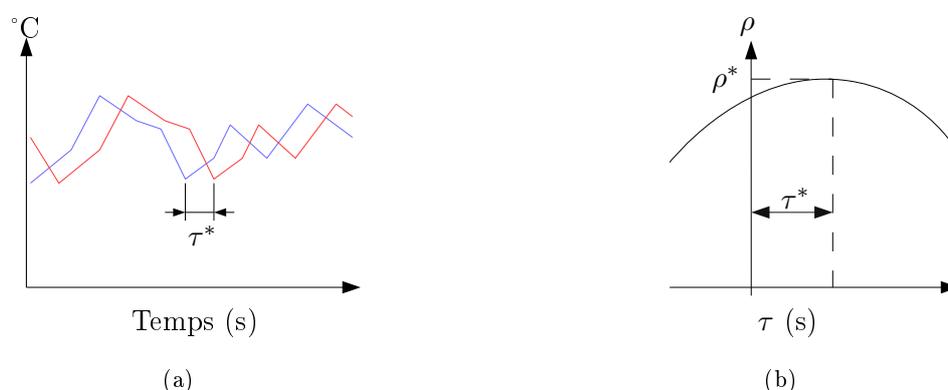


FIGURE 1.9 – (a) Exemple d'acquisition de signaux de température. (b) Évaluation du décalage τ^* et du coefficient de corrélation ρ^* .

Le champ de température (moyenne et fluctuation) peut-il être utilisé comme traceur de l'écoulement ?

Nous nous intéressons à une technique qui utilise la température des événements turbulents comme traceur de l'écoulement moyen. La question qui se pose est de savoir si le champ de température dans un écoulement turbulent peut être utilisé pour connaître la vitesse de l'écoulement moyen. Les travaux de Corrsin (1951) repris par Ogura (1958) puis Grant et al. (1968) ont permis de clarifier le lien entre les fluctuations de vitesse et de température au sein d'un écoulement. En particulier, Ogura est le premier à confronter les autocorrélations de vitesses obtenues par Corrsin et d'autres résultats d'autocorrélations de températures dans le même type d'écoulement. Il remarque que les comportements des corrélations sont très similaires, surtout pour les faibles retards temporels. La similarité des autocorrélations indique que la température peut servir de traceur dans l'écoulement.

Plus tard, Tsuji et al. (1992) étudient la signature thermique des structures turbulentes. Ils concluent, qu'en dehors de la sous-couche visqueuse où elle augmente fortement, la vitesse convective de transport de ces fluctuations thermiques est pratiquement confondue avec la vitesse de l'air.

Comment choisit-on la distance entre les deux capteurs ?

Le but de ce capteur est d'utiliser de l'intercorrélation temporelle de deux signaux de température pour estimer le temps de transit d'une structure cohérente de l'écoulement entre deux thermocouples. La structure turbulente doit garder sa cohérence le long de l'intervalle de séparation des thermocouples, autrement dit la turbulence y est « figée ». Le temps de transit entre les deux thermocouples doit être assez faible afin de limiter les effets des pertes visqueuses des structures et respecter ce concept de turbulence figée. Pour garantir un faible temps de transit il faut donc que la distance entre les deux thermocouples soit faible. Au delà d'une certaine distance, les pertes de cohérence des structures dues à la dissipation seront trop fortes, si bien qu'une structure détectée par le premier thermocouple aura une signature thermique trop différente sur le deuxième thermocouple. Le coefficient d'intercorrélation entre les deux signaux chutera.

Un bon moyen de vérifier si la distance choisie entre les deux thermocouples permet de respecter le concept de la turbulence figée, est de comparer l'autocorrélation et l'intercorrélacion. En effet, si $\rho_{ii}(0, \tau^*) \simeq \rho_{ij}(\epsilon, 0)$, alors nous supposons que les pertes dues à la dissipation sont négligeables pour ces valeurs d'écartements. En réalité, l'intercorrélacion sera toujours légèrement plus faible que l'autocorrélacion du fait des dissipations visqueuses même pour de très faibles écartements ϵ .

Ce réglage de l'écartement fera l'objet d'une étude approfondie dans le chapitre 2.

Nous pouvons donc calculer la vitesse moyenne de l'écoulement en utilisant une mesure de température en deux points espacés, encore faut-il que les thermocouples aient une sensibilité suffisante pour capter les fluctuations de température.

Quel thermocouple utiliser pour capter les fluctuations de température ?

En dehors de notre application dans des fumées d'incendies, nous pouvons citer Tagawa and Ohta (1997) qui ont utilisé un dispositif constitué de deux thermocouples un de 25 et un de 100 μm de diamètre, dans le but de réaliser des mesures de fluctuations de température dans des flammes. Ils captent les fluctuations thermiques sur de courts instants, quelques dixièmes de secondes, avant qu'ils ne soient recouverts de suies. Ils se servent de ce dispositif pour développer une méthode numérique de calcul du temps de réponse des thermocouples en se basant uniquement sur les signaux enregistrés par les thermocouples de différent diamètre.

En rapport direct avec notre objectif d'utiliser la CCV dans des fumées, Cox (1977) utilise des thermocouples de type K de 120 μm . Ils sont isolés par des tubes en céramique et la distance de séparation est fixe et de 38 mm. Le montage est représenté sur la figure 1.10 (a). Les signaux de températures sont enregistrés puis analysés par un ordinateur Hewlett-Packard 3721A qui permet d'effectuer le calcul de corrélation.

Quelques années plus tard Motevalli et al. (1992) se servent de la technique CCV élaborée par Cox pour étudier la transition entre le panache thermique et sa transformation en écoulement sous plafond en pratiquant des mesures à des points cruciaux. Ils développent une sonde, telle que celle présentée sur la figure 1.10 (b), composée de 8 paires de thermocouples type E de 25,4 μm de diamètre, tendus entre deux supports écartés de 10 cm.

Bien après Motevalli, Rockwell (2009) et Rockwell and Rangwala (2016) développent et étudient une sonde de mesure de vitesse dans des écoulements de fumées, qu'ils présentent comme un moyen de mesure fiable et peu onéreux. Rockwell construit une sonde dotée de deux thermocouples type E de 80 μm de diamètre. Il justifie l'utilisation de ce type de thermocouple en avançant comme argument que le coefficient de Seebeck¹ doit être élevé. En effet, plus ce coefficient est élevé, meilleure est la résolution de la réponse du thermocouple à chaque changement de température. Il dispose d'une chaîne d'acquisition de marque National Instrument pour enregistrer les signaux, les convertir en numérique et amplifier le signal.

Tous trois justifient de l'utilisation de thermocouples fins pour favoriser la rapidité de réponse et pour permettre de capter les structures convectées par l'écoulement d'un thermocouple à l'autre. En effet, ils font le constat que le temps de réponse des thermocouples doit être le plus

1. Coefficient exprimé en $\mu\text{V} \cdot \text{K}^{-1}$ qui représente la sensibilité thermoélectrique du couple de matériaux.

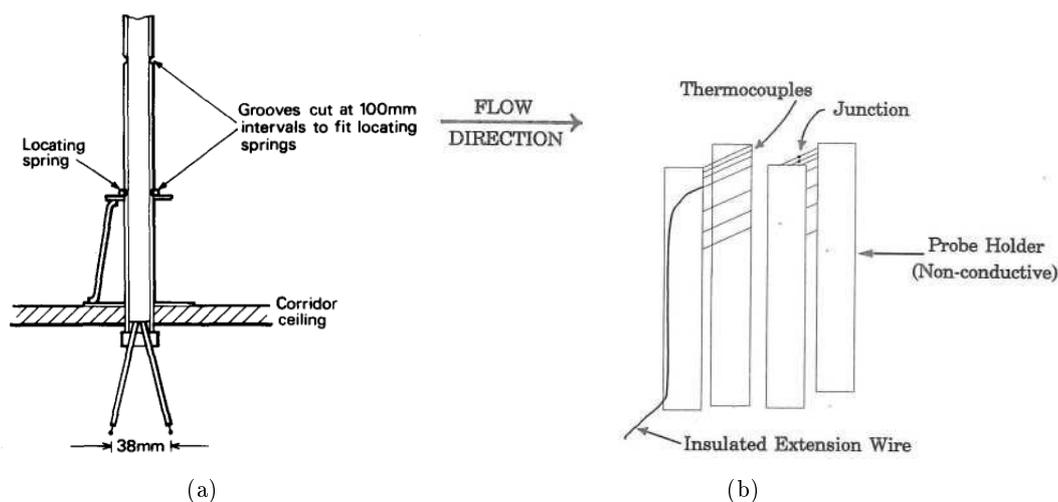


FIGURE 1.10 – Sondes de corrélation mise en application par Cox (1977) (a) et Motevalli et al. (1992) (b).

faible possible pour permettre de répondre aux variations de températures rapides du fluide dues aux passages des structures turbulentes. Cox estime le temps de réponse des thermocouples à 500 ms. Il propose de l'améliorer en utilisant un circuit électrique conçu par Praul and Hmurcik (1973). Ce circuit prend en compte une réponse impulsionnelle d'ordre 1 des thermocouples et par un assemblage de condensateurs et de résistances ayant un temps de réponse plus rapide que le thermocouple lui-même, permet d'approcher la valeur finale du pic de température. Il estime, toujours selon les mêmes travaux, que la nouvelle constante de temps de ces thermocouples est de 5 ms, soit 100 fois plus faible. Quant à Motevalli, il estime le temps de réponse des thermocouples à 50 ms pour des vitesses de $0,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Cox et surtout Motevalli étudient en particulier l'influence du temps de réponse, très sensible aux caractéristiques de la soudure (géométrie et taille), sur la qualité des résultats finaux. En inversant les sondes par rapport à l'écoulement, Motevalli s'aperçoit que les incertitudes au niveau de la mesure de vitesse sont de l'ordre de 5 %. L'utilisation des thermocouples rend cette sonde bi-directionnelle, ce qui est un atout. Cette spécificité sera mise en valeur lors des expérimentations à grandes échelles du chapitre 3.

L'association de deux thermocouples fins permet donc de suivre les structures turbulentes d'un point à l'autre. La distance entre les deux thermocouples est donc le deuxième paramètre important, après le temps de réponse des thermocouples. La distance ϵ doit être judicieusement choisie et on peut se demander si les quelques centimètres de séparation, à peine, n'engendrent pas des modifications de l'écoulement au niveau du second thermocouple.

Y-a-t-il un effet du sillage du premier thermocouple sur la réponse du second ?

L'écartement ϵ est le paramètre déterminant d'un tel système. La relation entre l'écartement, le temps de transit des structures et la vitesse du fluide est évidente (cf. relation 1.5). L'espace ne doit pas être trop important pour que les événements turbulents gardent leurs cohérences (en examinant la similarité entre l'autocorrélation pour le temps τ^* et l'intercorrélacion des deux capteurs à un temps de décalage nul). Mais la séparation ne doit pas être trop faible non plus pour que le second capteur se trouve dans le sillage du premier et que la réponse soit perturbée.

Selon Sumer and Fredsoe (2006) les longueurs de corrélations d'un écoulement derrière un

cylindre changent avec le nombre de Reynolds local autour du cylindre (prenant en compte le diamètre du cylindre). Dans notre cas le plus défavorable, à la limite des plages de température et de vitesse, vu les dimensions des thermocouples, environ $80 \mu\text{m}$, le nombre de Reynolds local est très faible, inférieur à 50 pour une vitesse d'écoulement de $10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ et une température de $100 \text{ }^\circ\text{C}$. Toujours d'après Sumer, à ces valeurs de Reynolds, la longueur des perturbations derrière le thermocouple sera égale à maximum 20 fois le diamètre du thermocouple, soit, $1,6 \text{ mm}$. La dimension minimale entre les deux thermocouples ne doit pas être inférieure à cette valeur pour éviter toutes éventuelles perturbations.

Ce point apporte une justification supplémentaire au choix des thermocouples de petit diamètre.

Outre les paramètres intrinsèques répercutant du choix des thermocouples, le choix de paramètres dûs à l'acquisition des signaux est-il déterminant pour une meilleure qualité de réponse ? Les études de sensibilités et les applications présentées dans les paragraphes suivants permettent de se faire une première idée.

1.2.2 Étude de sensibilité

Afin d'éprouver la technique de mesure, Motevalli et Rockwell choisissent d'étudier les effets des variations des paramètres « d'influences » (l'écartement des thermocouples, la fréquence d'acquisition et la taille de la fenêtre d'intercorrélacion) sur la réponse de la CCV. Pour y parvenir, Motevalli place la CCV à la sortie d'un tube, dans un écoulement d'air chauffé par des résistances électriques, dont la vitesse, contrôlée à l'aide d'un Pitot peut varier de $0,20$ à $1,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Rockwell, quant à lui, positionne son capteur à $6,3 \text{ cm}$ de la buse d'éjection d'un jet d'air chauffé turbulent à $1,1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ à $40 \text{ }^\circ\text{C}$.

L'écartement entre les deux thermocouples est étudié avec attention. Motevalli fait varier l'espacement de 20 à 70 mm , constate des différences de plus de 10% par rapport au tube de Pitot pour les plus grands écartements et un écartement optimal de 20 mm . Rockwell se contente de faire varier la distance de séparation de 5 à 25 mm et admet qu'un écartement de 15 mm minimise l'erreur par rapport à celle d'un anémomètre à fil chaud. Ces deux expériences démontrent que l'écartement doit être choisi avec soin en fonction de la vitesse de l'écoulement.

La fréquence d'acquisition est le second paramètre pris en compte dans cette étude. Rockwell est le seul à s'y intéresser et il choisi de faire varier la fréquence de 100 à $10\,000 \text{ Hz}$. Il constate que les coefficients de corrélation ρ^* atteignent une asymptote à partir de $2\,000 \text{ Hz}$ (cf. figure 1.11). Rockwell commente le niveau des coefficients de corrélacions, proche de $0,9$, qu'il décrit comme normal pour ce type d'écoulement présentant de forts gradients thermiques et de grosses structures turbulentes, mais ne donne pas d'explication physique à ces résultats. Motevalli propose avant lui une méthodologie pour connaître la fréquence d'acquisition optimale basée sur la précision voulue et sur l'estimation de la vitesse du fluide. Tout au long de ces travaux et en fonction de ces tests, il fait varier la fréquence d'acquisition de 250 à 1000 Hz .

Quant à la taille de la fenêtre d'intercorrélacion (durée des signaux utilisée pour calculer l'intercorrélacion), Motevalli insiste sur ce paramètre qu'il juge le plus important. En effet, la taille de cette fenêtre doit être choisie en fonction du temps de transit des structures turbulentes. Elle doit être assez longue pour « capter » un nombre suffisant d'événements turbulentes afin de calculer une vitesse moyenne statistiquement cohérente avec l'écoulement moyen et ne doit pas être

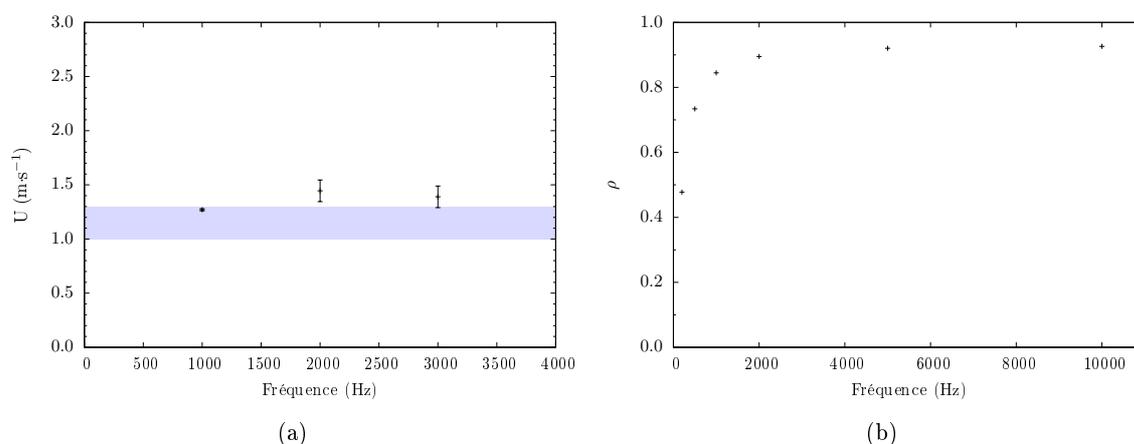


FIGURE 1.11 – (a) Mesures de vitesses en fonction de la fréquence d’acquisition. La bande grise représente la moyenne et l’écart type des valeurs obtenues avec un anémomètre à fil chaud. (b) Coefficient de corrélation obtenu par CCV en fonction de la fréquence d’acquisition des signaux de températures.

trop longue non plus pour ne pas perdre le caractère transitoires de l’écoulement (quelques fluctuations de vitesse). Par la suite, il définit des fenêtres de 7 à 10 s. Rockwell choisit des fenêtres de 5 à 15 s après avoir fait varier ce paramètre et avoir constaté que ces résultats tendaient encore une fois vers une asymptote à partir de 5 s (cf. figure 1.12). Cox, quant à lui, ne se préoccupe pas de ce paramètre et réalise des intercorrélations sur la totalité de ces enregistrements, soit 60 s.

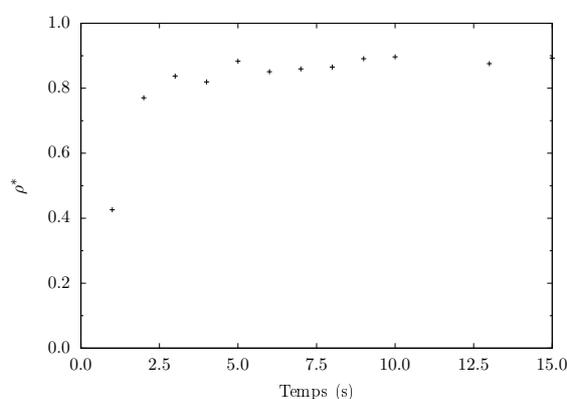


FIGURE 1.12 – Coefficients de corrélation obtenus en fonction de la durée de la fenêtre d’intercorrélation.

Par la suite, Motevalli et Rockwell se servent des installations précédemment citées pour étudier la réponse de la CCV en fonction de la vitesse de l’écoulement. Ils la comparent respectivement avec un tube de Pitot, un anémomètre à fil chaud et un dispositif LDV pour l’un et juste la LDV pour l’autre. Pour arriver aux meilleurs résultats, Motevalli fixe la distance ϵ à 30 mm, tandis que Rockwell la fait varier de 5 à 70 mm. La fréquence d’acquisition est augmentée de 250 à 1 000 Hz pour Motevalli, en allant vers les plus grandes vitesses et fixée à 10 000 Hz pour Rockwell. Les durées d’acquisitions (ici égales aux fenêtres d’inter corrélations) sont comprises entre 7 et 10 s pour Motevalli et fixée à 15 s pour Rockwell. Les mesures sont répétées 2 à 5 fois pour Motevalli et 12 fois pour Rockwell, cela leur permet de comparer des valeurs moyennes.

Concernant les essais de Motevalli, le tube de Pitot est placé au dessus de la dernière paire de thermocouples. Les écarts entre les deux mesures sont de l'ordre de 5 % en moyenne. La comparaison avec l'anémomètre à fil chaud donne les mêmes différences de 5 %. Ensuite, le croisement des faisceaux LDV est pointé entre les deux thermocouples, dans l'écoulement ensencé grâce à des batons d'encens. Les vitesses obtenues par LDV sont calculées lorsque 1000 particules croisent les faisceaux laser ce qui prend entre 5 et 20 s. La figure 1.13 (a) montre un bon accord entre les mesures par CCV et par LDV en fonction de la vitesse de l'écoulement. L'écart maximal est inférieur à 5 %, nous remarquons que les différences apparaissent avec l'augmentation de la vitesse d'écoulement. Les paramètres d'espacement des thermocouples et d'acquisition ne sont pas précisés par l'auteur pour les points tracés.

Rockwell fait varier à la fois la vitesse et la température du jet dans une gamme allant de $0,1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ et $2 \text{ }^\circ\text{C}$ et $2,0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ et $20 \text{ }^\circ\text{C}$. Pour donner un caractère plus général à ces mesures, il choisit d'analyser les résultats en comparant les nombres de Reynolds. Il trouve un écart d'environ 30 % entre les Reynolds calculés avec les mesures CCV et ceux calculés avec les mesures LDV, écart constant sur toute la gamme de Reynolds explorée. Il choisit de corriger les valeurs mesurées par CCV et met en cause le caractère peu maîtrisé (battement) du jet chauffé et l'apparition d'une composante de vitesse sur un autre axe. Il est donc peu surprenant de constater que les résultats de la CCV et ceux de la LDV sont en parfait accord (cf. graphique 1.13 (b)). Il est intéressant de noter que la CCV réagit correctement pour des nombres de Reynolds très petits, contrairement à la sonde Mc Caffrey.

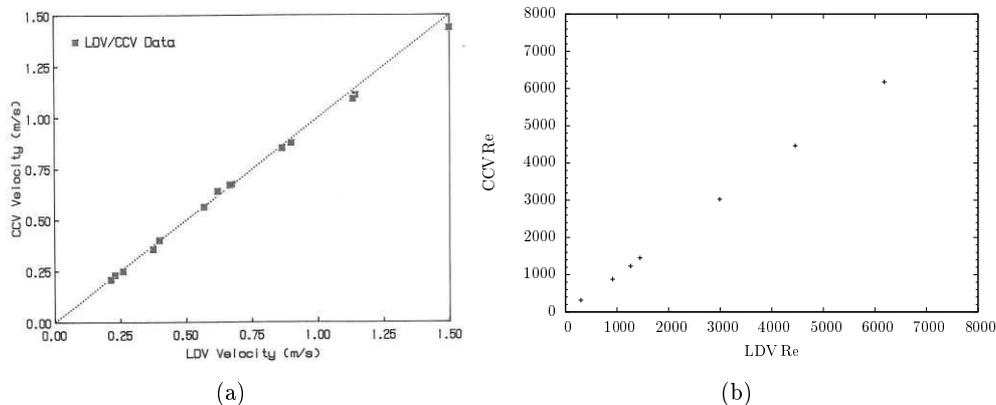


FIGURE 1.13 – Comparaison entre la réponse par CCV et la réponse par LDV selon les résultats de Motevalli et al. (1992) (a) et Rockwell (2009) (b).

La présentation de ces résultats concluant obtenus sur des écoulements chauds autorise une relative confiance en cette technique. Qu'en est-il lorsque la sonde est plongée dans des fumées, notre principale motivation du développement de la CCV ?

1.2.3 Applications

Afin d'étudier la réponse de leurs sondes dans des fumées, les trois auteurs, Cox en premier, Motevalli, puis Rockwell élaborent des dispositifs d'essais permettant de récréer des écoulements de fumées.

Cox décide de mettre en application le prototype de sonde dans des incendies simulés par des feux de nappes d'éthanol et des feux de palettes de bois dans un ensemble pièce couloir. Il effectue des mesures avec la CCV à 5 hauteurs différentes, de 75 mm à 575 mm sous plafond par paliers de 100 mm. Chaque palier fait l'objet d'un enregistrement des températures sur une minute. Les vitesses par intercorrélation qui en découlent sont confrontées à d'autres instruments de mesures conventionnels. Il place un tube de Pitot mobile sur un arc de cercle afin d'explorer la totalité de la hauteur de la nappe de fumée. En s'appuyant sur des précédents travaux, Cox met en place un dispositif de mesure optique qui scrute la propagation du front de fumée au plafond vu à travers un miroir qui reflète l'image sur une caméra située à 90°. Ce dispositif se rapproche d'un système de mesure PIV, mais n'utilise pas de laser ni d'ensemencement pour augmenter le contraste des images et faciliter le traitement. Une des autres techniques utilisées est la mesure de concentration de CO₂ pour les feux d'éthanol. En se basant sur la fraction massique de dioxyde de carbone par unité d'éthanol brûlé, quantité bien connue, et la mesure de perte de masse de la nappe d'éthanol au cours du temps, il estime un débit de gaz qui lui permet d'obtenir la vitesse de l'écoulement à partir de relations empiriques. Enfin, l'auteur utilise l'anémomètre à hélices élaboré par Palmer and Northcutt (1971), déjà cité précédemment. Au total, Cox réalise 8 essais dont 3 d'éthanol et 5 avec des palettes de bois.

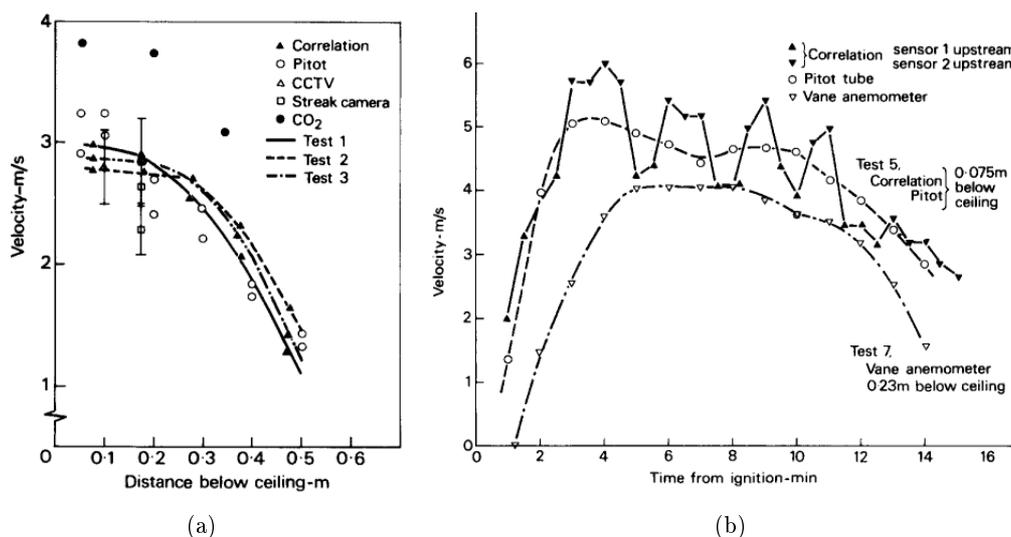


FIGURE 1.14 – (a) Résultats des mesures obtenues par CCV pour les feux d'éthanol. (b) Résultats des mesures obtenues par CCV pour les feux de palettes de bois.

Pour les feux d'éthanol (cf. figure 1.14 (a)), l'auteur remarque de bons résultats de la part de la CCV, en accord avec les autres techniques de mesures. La vitesse calculée par mesure de CO₂ s'écarte jusqu'à 30 % par rapport aux autres techniques. Le profil de vitesse décroît lorsqu'il augmente la distance avec le plafond ce qui est cohérent avec les gradients thermiques et de vitesses observés dans une nappe stratifiées. Les vitesses mesurées sont comprises entre 1 et 3 m·s⁻¹. Pour les feux de palettes de bois (cf. figure 1.14 (b)), les résultats sont aussi en accord avec le tube de Pitot avec des variations de l'ordre de 15 % entre les mesures faites avec le thermocouple 1 en amont dans le sens de l'écoulement (Δ) ou le thermocouple 2 en amont (∇). Cox considère que ces différences sont à mettre sur le compte des dépôts de suies sur les deux thermocouples et de la différence de temps de réponse, très sensibles aux caractéristiques de la soudure (taille et géométrie). Les essais ont duré environ 15 min et durant toute cette période la CCV a fonctionné

et donné une réponse satisfaisante pour des vitesses comprises entre 1 et 6 m·s⁻¹.

Motevalli, pour sa part, réalise quelques mesures dans des nappes de fumées stratifiées provenant de feux de bacs d'environ 2 kW. Les données obtenues sont comparées avec de précédents résultats obtenus et semblent en bon accord là aussi. Comme Cox, l'auteur ne constate pas de dérive de la CCV durant les essais qui ont durée environ 45 min, cependant aucune mesure comparative n'est réalisée et Motevalli se base essentiellement sur la valeur du coefficient de corrélation ρ^* pour conclure sur ce point.

Enfin, Rockwell utilise un bruleur dont il ajuste le débit d'alimentation en gaz pour produire deux puissances calorifiques, 6,2 et 23,7 kW. Les vitesses à l'intérieur du panache calculées à l'aide de la CCV sont en accord avec les corrélations de McCaffrey (1983) et Heskestad (1984) pour les mesures de début de tests et se dégradent au fur et à mesure des essais, sans plus de précision de la part de l'auteur. Rockwell analyse la dégradation des mesures par l'addition de trois facteurs : l'accumulation de suies, le problème d'alignement des thermocouples et le battement du panache.

Enfin un dernier exemple intéressant d'application de sonde CCV pour la mesure de vitesse dans des écoulements de fumées est trouvé dans les travaux de Marcelli et al. (2004). Ils ont pour but de caractériser la température et la vitesse de propagation d'un feu d'aiguilles de pins pour les comparer à des modèles théoriques. En se basant sur les travaux de Cox et Santoni et al. (2002), une sonde CCV est construite (cf. figure 1.15).

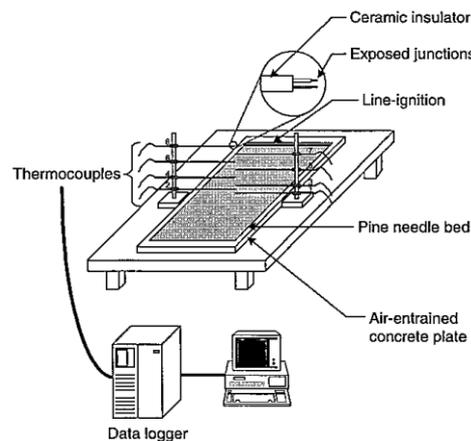


FIGURE 1.15 – Dispositif expérimental et sonde CCV mis en application par Marcelli et al. (2004).

Marcelli réalise les mesures au dessus du nid d'aiguille de pins en disposant 8 paires de thermocouples de diamètre compris entre 50 et 100 μm à plusieurs hauteurs. Les signaux de température sont enregistrés à une fréquence d'acquisition de 700 Hz. Le montage prévu du banc expérimental autorise deux écartements entre les thermocouples : 20 et 40 mm. La combinaison des paires de thermocouples permet d'obtenir les vitesses présentées sur le graphique 1.16.

Les vitesses calculées sont homogènes. Les points obtenus à partir des thermocouples les plus proches du nid d'aiguille (0,1 m) sont perturbés par le caractère laminaire de l'écoulement, alors que, nous l'avons vu précédemment, l'efficacité de la technique CCV repose sur une caracté-

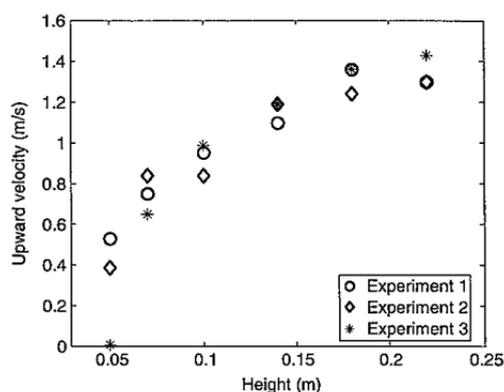


FIGURE 1.16 – Résultats des mesures de vitesses au dessus du nid d’aiguille de pins.

sation du temps de transit des structures turbulentes. L’erreur sur la détection des maximums d’intercorrélacion est fixée à la période d’échantillonnage.

En complément des bons résultats, cette étude montre que les suies contenues dans les panaches de feux (à petite échelle) ne perturbent pas la mesure des thermocouples durant de courtes expositions, environ 100 s.

1.2.4 Synthèse

Les comparaisons réalisées avec d’autres techniques de mesures dans des écoulements chauffés ont permis de montrer que la CCV est une technique fiable pour de faibles vitesses dans un écoulement ayant une direction préférentielle. Motevalli et Rockwell ont examiné cette technique de mesure en essayant d’observer le comportement de la CCV face à la modification de paramètres intrinsèques au dispositif. Ils en déduisent tous deux que l’écartement des thermocouples, la fréquence d’acquisition et le temps d’échantillonnage en rapport avec la fenêtre d’intercorrélacion sont des paramètres importants sans donner de critères de choix de ces paramètres. Les tests se sont concentrés sur des écoulements à faibles vitesses, $2,0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Il est légitime de se poser la question de l’adaptabilité de la CCV pour des vitesses plus importantes.

Les mesures dans des fumées allant jusqu’à $6,0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ et $800 \text{ }^\circ\text{C}$, sont aussi réalisées et sont en bon accord avec les autres techniques conventionnelles. L’influence du dépôt de suies, du rayonnement des foyers sur les thermocouples sont peu, voire pas du tout examinés dans ces configurations alors qu’à première vue, ils semblent faire partie des paramètres limitants de la technique CCV.

Les différents auteurs sont unanimes : la CCV apporte un réel avantage pour des mesures de vitesse dans une direction, pratiquées dans des écoulements, d’air anisotherme ou de fumée, hostiles, hétérogènes du fait des gradients de températures et turbulents. L’utilisation de deux thermocouples, matériel robuste, permet de réaliser une bonne estimation de la vitesse de l’écoulement. De plus, la mesure CCV ne nécessite pas de correction, à l’instar d’une mesure de différence de pression dans laquelle l’estimation de la masse volumique du fluide rajoute à la complexité de la technique de mesure. L’autre avantage de la CCV est de mesurer la température et de remonter à la vitesse de l’écoulement. Cela permettrait d’envisager un couplage de vitesse et de température, et de remonter à des informations sur la turbulence des écoulements. Ce point est discuté à la fin du second chapitre de ce manuscrit. Le post traitement des données s’avère

par contre relativement lourd selon les différents auteurs.

1.3 Objectifs de la thèse

Un des premiers enjeux de ce travail de recherche sera de comprendre l'influence des critères précédemment identifiés dans les travaux, sur la réponse du système. D'autres paramètres seront étudiés plus en détails comme le temps de réponse des thermocouples, la possibilité de réaliser des mesures dans un écoulement, laminaire, à température ambiante, etc. L'étude paramétrique pourra s'appuyer sur des expériences menées dans des conditions contrôlées de laboratoire, sur un banc expérimental calibré, pour la rendre irréprochable. Un gros travail sur la fiabilisation des mesures devra être réalisé.

Ensuite, par rapport aux travaux précédents, la gamme de mesure sera étendue pour couvrir des vitesses représentatives de différents foyers d'incendie et ainsi être en accord avec les vitesses mesurées sur site allant de 0,1 à 10 m·s⁻¹. Des mesures comparatives devront être mises en place afin de vérifier la bonne concordance des données recueillies. Cette partie sera l'occasion de conforter ou non les résultats en référence aux figures 1.13 (a) et (b).

Le principal défi résidera autour de l'adaptation de ce type de mesure sur le terrain. La CCV pourra être disposée lors de la réalisation d'une campagne d'essai *in situ* par Efectis ce qui permettra d'étudier la réponse du système en présence de suies et en condition réelle.

Enfin, en fonction des résultats obtenus lors de campagne *in situ*, nous proposerons des pistes de réflexion pour adapter au mieux cet outil aux conditions du terrain, tout en ne dégradant pas la mesure.

Chapitre 2

Mise au point de la technique

Sommaire

| | | |
|------------|--|-----------|
| 2.1 | Sonde CCV | 30 |
| 2.1.1 | Thermocouples | 31 |
| 2.1.2 | Acquisition | 36 |
| 2.1.3 | Post-traitement | 37 |
| 2.2 | Banc expérimental | 38 |
| 2.2.1 | Présentation | 38 |
| 2.2.2 | Caractérisation | 38 |
| 2.2.3 | Premières mesures CCV et processus de filtrage | 44 |
| 2.3 | Influence des réglages pré-acquisition sur la réponse de la CCV . . | 45 |
| 2.3.1 | Fréquence d'acquisition | 45 |
| 2.3.2 | Écartement | 47 |
| 2.3.3 | Sensibilité angulaire | 50 |
| 2.3.4 | Bilan | 52 |
| 2.4 | Influence des paramètres de post-traitement des données CCV . . . | 53 |
| 2.4.1 | Fréquence de sortie | 53 |
| 2.4.2 | Recouvrement des signaux | 56 |
| 2.5 | Conclusion | 58 |

À la suite de la revue bibliographique du premier chapitre, nous nous posons plusieurs questions.

Les premières sont en rapport avec l'utilisation de thermocouples, à la base de la technique CCV. Les auteurs utilisent des thermocouples type K (brin de Chromel alliage de Nickel et de Chrome soudé à un brin d'Alumel alliage de Nickel et d'Aluminium) ou type E (brin de Chromel soudé à un brin de Constantan alliage de Cuivre et de Nickel), de différentes tailles comprises entre $25,4 \mu\text{m}$ et $120 \mu\text{m}$. L'utilisation de thermocouples si fins est motivée par la nécessité de disposer d'un temps de réponse faible, estimé à environ 10 ms par les différents auteurs, en adéquation avec le temps de passage des structures cohérentes de l'écoulement. Comment peut-on s'assurer que le temps de réponse du thermocouple soit assez faible pour détecter les structures cohérentes ? D'autres questions en découlent directement : quelle est l'influence du diamètre des thermocouples, de l'accumulation des suies sur le thermocouple, de la vitesse et de la température de l'écoulement sur le temps de réponse des thermocouples ? Une approche analytique du problème permettra d'y répondre. En plus, nous examinerons les besoins en matière d'acquisition des signaux de température en cohérence avec l'utilisation de cette technique de mesure dans des écoulements de fumée. Enfin, nous détaillerons les étapes du post-traitement nécessaires à l'obtention de la vitesse de l'écoulement. Ces points feront l'objet de la première partie de ce chapitre.

L'influence des paramètres intrinsèques, la fréquence d'acquisition et l'écartement des thermocouples, à la technique de mesure sur la réponse doit aussi être examinée et complétée par rapport aux études de sensibilité vues précédemment. Le placement de la sonde dans l'écoulement sera aussi analysé pour mettre en avant la sensibilité angulaire par rapport à la direction prépondérante de l'écoulement. Un banc expérimental sur lequel ont été réalisés les mesures, est présenté et caractérisé dans la deuxième partie de ce chapitre. Il permettra en outre d'examiner les effets de la variation de ces paramètres sur la mesure de vitesse dans la troisième partie.

Enfin, nous examinerons, dans une quatrième partie, l'influence des paramètres de post-traitement des données en commençant par la fréquence de sortie en rapport avec la taille des fenêtres d'intercorrélations. L'objectif à la fin de cette partie, est de connaître l'effet de l'augmentation de la fréquence de sortie, dans le but d'approcher une fréquence de sortie proche de 1 Hz typique pour ce type de mesure. Puis nous introduirons le recouvrement des signaux qui nous permettra, si besoin de concilier une fréquence de sortie élevée et des résultats précis.

Une conclusion viendra clore ce chapitre.

2.1 Sonde CCV

Dans la suite des travaux, nous considérerons que la sonde CCV est composée des trois éléments suivants (cf. figure 2.1) :

- les thermocouples ;
- la centrale d'acquisition des signaux de températures ;
- le calculateur destiné à la conversion des signaux de température en vitesse.

Le principe de la sonde est basé sur la détection du temps de transit, d'un thermocouple à l'autre, des structures cohérentes de l'écoulement. Afin de mesurer des phénomènes temporels en adéquation avec cela, la CCV doit, *a minima* respecter les principes suivants :

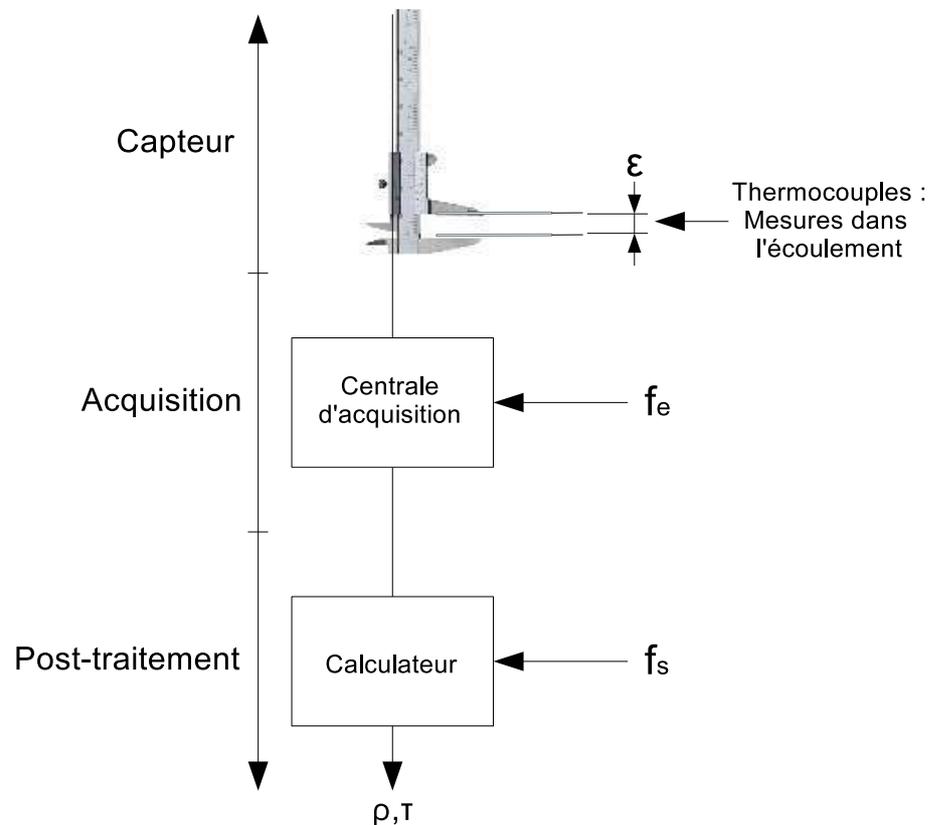


FIGURE 2.1 – Présentation de la sonde de mesure par CCV.

- un temps de réponse des thermocouples cohérent avec une bonne description de la signature thermique des structures convectées ;
- une fréquence d'acquisition élevée, cohérente d'une part avec la sensibilité des thermocouples et d'autre part avec les besoins du traitement nécessaire à obtenir une information représentative de la vitesse ;
- une bonne maîtrise de l'écartement et de l'alignement dans l'écoulement des thermocouples ;
- un post-traitement adapté.

Cette partie a pour objet de préciser les spécifications techniques et physiques requises pour garantir le bon fonctionnement de chacun de ces points et d'identifier les points à approfondir par une étude de sensibilité.

2.1.1 Thermocouples

Nous l'avons vu précédemment, le capteur CCV est composé de deux thermocouples séparés par une distance ϵ (cf. figure 2.2) placés dans un écoulement. Pour rappel, un thermocouple est basé sur l'effet thermoélectrique : deux matériaux joints formant un circuit fermé et dont les soudures sont soumises à différentes températures provoquent la circulation d'un courant. La tension créée permet de connaître la température au point de soudure, appelé soudure chaude, des deux matériaux grâce à des relations empiriques.

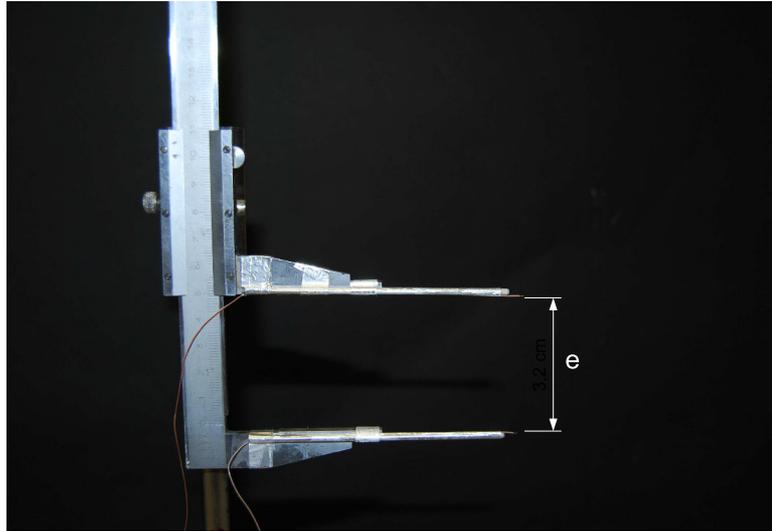


FIGURE 2.2 – Capteur de mesure par CCV.

Le temps de réponse des thermocouples est donc en soi une caractéristique déterminante de cette application, puisque cette donnée va conditionner la détection des structures cohérentes de l'écoulement. On rappelle que, par définition, le temps de réponse est le temps que met le thermocouple à atteindre 63,2 % de la valeur asymptotique de la réponse. On va donc s'attacher à décrire les facteurs qui influencent ce temps de réponse.

On sait grâce à plusieurs articles, notamment ceux de Petit et al. (1982) et de Dupont et al. (1984) qui ont étudié les thermocouples dans des atmosphères d'incendies, que le temps de réponse varie en fonction de la température, de la vitesse de l'écoulement ainsi que du diamètre et de la géométrie de la bille de soudure. En se servant de ce constat comme d'une base, nous choisissons d'étudier l'influence de ces paramètres, excepté l'impact de la géométrie de la soudure sur la réponse d'un thermocouple, et pour ce faire nous réalisons une approche analytique, à l'image de Santoni et al. (2002). On suppose que le thermocouple est dans un écoulement établi c'est à dire où la vitesse et la température sont constantes, ainsi que le flux émis par rayonnement et la densité de suies. On fait l'hypothèse que la soudure chaude des thermocouples est une bille parfaitement sphérique constituée de cuivre, et que la résistance conductive est faible devant la résistance convective. Ainsi, grâce à l'hypothèse de corps mince (petit nombre de Biot), on peut admettre que la distribution de température dans la bille est uniforme. Pour faciliter le raisonnement, on ne prend pas en compte les effets du rayonnement des suies ou de la source sur le thermocouple. On admet que le temps de réponse d'un thermocouple s'écrit :

$$\tau = \frac{\rho \cdot C_p \cdot V}{h \cdot S} \quad (2.1)$$

Avec, ρ la masse volumique et C_p la chaleur spécifique du matériau, V le volume de la bille, h le coefficient d'échange convectif et S la surface d'échange.

Le coefficient d'échange convectif h est calculé grâce au nombre de Nusselt de l'écoulement qui caractérise les transferts thermiques entre un fluide et une paroi, ici la bille du thermocouple.

Il s'écrit :

$$\text{Nu} = \frac{h \cdot D}{\lambda} \quad (2.2)$$

Le nombre de Nusselt peut être calculé en utilisant des corrélations empiriques de la littérature notamment celle de Kramers (1946) 2.3 dont les bornes d'applications correspondent à celles de notre écoulement ($0,6 \leq \text{Pr} \leq 380$ et $10 \leq \text{Re} \leq 10^5$). Le nombre de Prandtl est le rapport entre la diffusivité de la quantité de mouvement et celle de la chaleur. Il est typiquement égal à 0,7 dans l'air à 25 °C.

$$\text{Nu} = 2,0 + 1,3 \cdot \text{Pr}^{0,15} + 0,66 \cdot \text{Pr}^{0,31} \cdot \text{Re}^{0,5} \quad (2.3)$$

Par rapport à la température, nous prenons deux températures différentes à 50 °C et 500 °C. Nous choisissons de montrer l'évolution du temps de réponse en fonction de ces deux valeurs de température. En ce qui concerne la vitesse de l'écoulement, nous faisons varier la vitesse de l'écoulement successivement à 0,1, 1 et 10 m·s⁻¹. Le graphique 2.3 synthétise le temps de réponse des thermocouples en fonction du diamètre et de la variation des paramètres précédents.

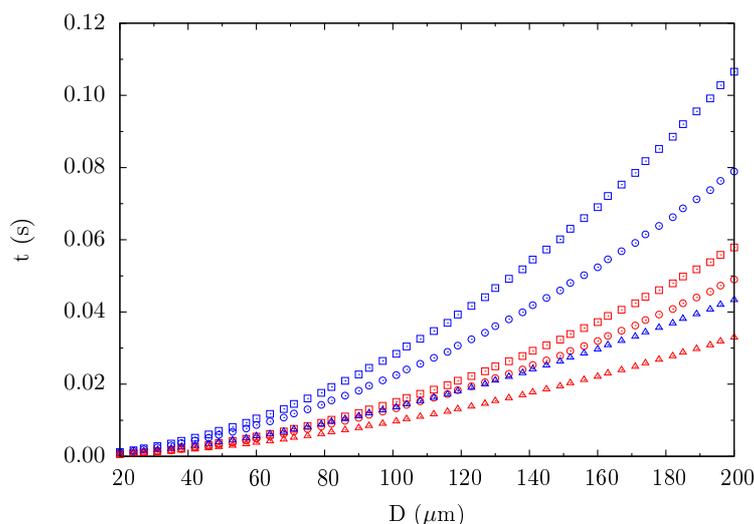


FIGURE 2.3 – Temps de réponse d'un thermocouple. (—) $T = 50$ °C, (—) $T = 500$ °C. (\square) $V = 0,1$ m·s⁻¹, (\odot) $V = 1,0$ m·s⁻¹, (\triangle) $V = 10,0$ m·s⁻¹.

On peut constater que tous les paramètres ont un effet sur le temps de réponse, comme on pouvait s'y attendre. Le cas le plus défavorable, où le temps de réponse est le plus élevé, est obtenu avec la température la plus basse à la plus faible vitesse, ce qui est logique étant donné que le coefficient d'échange convectif h est au dénominateur de la formule 2.1. Plus la température est élevée, moins forte est l'augmentation du temps de réponse au fur et à mesure de la diminution de la vitesse de l'écoulement.

L'effet de l'accumulation des suies sur les thermocouples est impactant sur le temps de réponse. La couche de suies, composée essentiellement de carbone (Decoster (2017)) joue un rôle d'isolant thermique et retarde ainsi la réponse du thermocouple. Pour le montrer nous avons choisi de faire varier le rayon de la couche de suies autour du thermocouple pour voir les effets, en prenant tour à tour la valeur de 10 et 100 μm . Les propriétés physiques des suies (conductivité

thermique, diffusivité, masse volumique, chaleur spécifique) sont prises comme égales à celle du carbone.

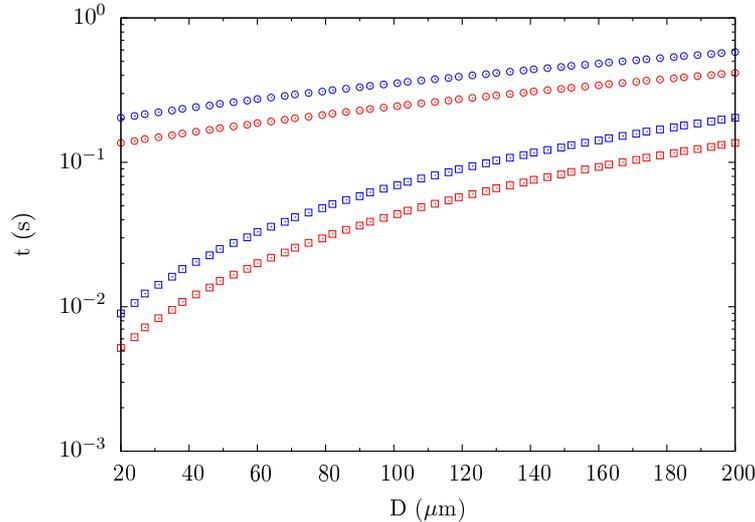


FIGURE 2.4 – Temps de réponse d'un thermocouple à $V = 1,0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, (—) $T = 50 \text{ }^{\circ}\text{C}$, (—) $T = 500 \text{ }^{\circ}\text{C}$ avec (\square) $e = 10 \text{ } \mu\text{m}$, (\odot) $e = 100 \text{ } \mu\text{m}$.

L'épaisseur des dépôts de suies, caractérisé par le rayon r autour du thermocouple, a une grande incidence sur le temps de réponse avec cependant une atténuation pour les plus grandes valeurs de $\frac{r_{tc}}{r_{suies}}$. Pour le cas le moins pénalisant, dépôt le plus faible, le temps de réponse est de 20 à 50 % plus élevé par rapport à un thermocouple sans suies.

La finesse des TC garantit donc un temps de réponse faible. Cependant, en vue d'une utilisation sur le terrain, le choix de thermocouples ayant un diamètre plus important pourrait être facilement justifié par une résistance mécanique plus importante. Mais, l'utilisation de plus gros thermocouples pour la mesure dans des écoulements de fumées serait-elle cohérente avec la détection des structures cohérentes de l'écoulement, condition *sine qua none* du bon fonctionnement de la CCV ? La figure 2.5 montre une série de mesures effectuées dans un écoulement d'air chauffé quelconque, avec deux tailles de thermocouples, un thermocouple de $500 \text{ } \mu\text{m}$ de diamètre et un autre de $80 \text{ } \mu\text{m}$.

Au delà de la bonne tendance de la courbe porteuse, on constate de fortes différences sur la réponse de ces deux paires de thermocouples. Le temps de réponse des thermocouples les plus épais testés est de 800 ms correspondant à 1,25 Hz, comparé à environ 10 ms pour les thermocouples de $80 \text{ } \mu\text{m}$, pouvant capter des oscillations de 100 Hz, selon le développement analytique. Cette différence de temps de réponse agit comme un filtre passe-bas qui « coupe » les hautes fréquences, en d'autres termes les oscillations temporelles très brèves ne sont pas retranscrites par le capteur. Cet argument joue en la faveur de l'utilisation de thermocouples fins.

On peut mettre l'accent sur un autre point important. Comme nous l'avons dit précédemment, le temps de réponse correspond au temps que le thermocouple met pour atteindre 63,2 % de sa valeur finale. Cependant, dès lors que le thermocouple est sollicité en température, il commence à répondre. Ce temps, bien plus faible que le temps de réponse, correspond communément au temps de retard à la montée, qui est le temps nécessaire pour que la grandeur de sortie aug-

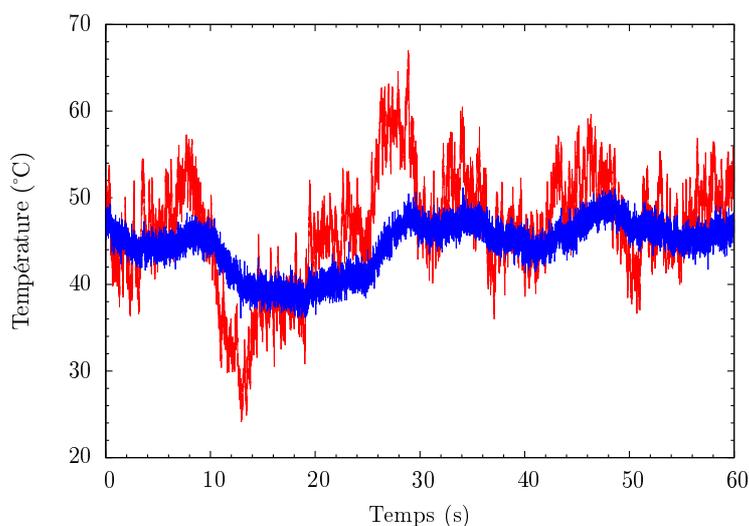


FIGURE 2.5 – Signaux de température de thermocouple de 80 μm (—) et de 500 μm (—).

mente, à partir de sa valeur initiale, de 10 % de sa variation totale. Ici, on peut donc supposer que le thermocouple peut capter des fréquences de l'écoulement jusqu'à (1/temps de retard à la montée), supérieure à la fréquence imposée par son temps de réponse, soit des fréquences allant jusqu'à 700 Hz pour un temps de retard à la montée d'environ 1,5 ms (temps de réponse de 10 ms), en supposant que la réponse du thermocouple soit linéaire entre ces deux points. La technique CCV étant avant tout utilisée pour obtenir la vitesse de l'écoulement, la précision de la température est secondaire et en plus, très relative aux phénomènes observés. L'instrumentation de zone d'incendie étant compliquée (grandes zones difficiles à instrumenter finement, fortes températures, suies, etc.), on se contente généralement d'une précision d'une dizaine de degrés.

Maintenant que les répercussions des paramètres intrinsèques au thermocouple et ceux de l'écoulement sur le temps de réponse des thermocouples sont connues, il reste à étudier les effets concernant la distance entre les thermocouples dans l'écoulement (précision de la longueur et alignement dans l'écoulement). Un pied à coulisse est utilisé pour contrôler l'écartement. Il dispose d'une incertitude de 0,05 mm. Il y aura une répercussion directe sur l'incertitude de la vitesse obtenue lors de la phase de post-traitement, étudiée plus loin dans le manuscrit (partie 2.3.2). Nous pouvons aussi nous demander si l'alignement des thermocouples dans la direction prépondérante de l'écoulement joue un rôle important sur la réponse. Cette question fera l'objet d'une étude présentée dans la partie 2.3.3.

Les arguments précédents sont en faveur de l'utilisation de thermocouples fins. Le choix du type des thermocouples, jusqu'ici peu abordé, conditionne la température maximum à laquelle le thermocouple peut être soumis.

L'avantage du type E est qu'il dispose d'un coefficient de Seebeck plus élevé (58,67 μV à 0 °C) et d'une plage d'utilisation plus étendue (de -40 et +900 °C) que le type T, respectivement 38,75 μV à 0 °C et -40 à +350 °C. Cependant du fait des métaux qui le composent, chromel (alliage de nickel et de chrome) et constantan (alliage de nickel et de cuivre), il doit être associé à un dispositif de compensation pour annihiler les effets des jonctions externes¹ et ainsi réaliser

1. Jonction parasite de plusieurs autres matériaux que ceux qui composent le thermocouple.

une mesure de température précise. En effet les borniers des centrales d'acquisitions étant principalement composés de cuivre, la connexion entre le thermocouple et la centrale crée plusieurs jonctions externes. Il en va de même pour le thermocouple type K. Le type T, quant à lui, étant composé de cuivre et de constantan, ne nécessite donc pas de dispositif de compensation particulier.

Pour l'ensemble des raisons citées précédemment, nous avons choisi des thermocouples type T, de 80 μm de diamètre. Les fils sont isolés avec une gaine en PFA, un dérivé du PTFE (polytetrafluoroéthylène), et qui sert, en plus, à rigidifier l'ensemble pour prévenir des sollicitations mécaniques dont ils pourraient être l'objet. La soudure est à l'extérieur de la gaine pour préserver là encore le temps de réponse. Le temps de réponse de ce thermocouple est inférieur à 12 ms selon le graphique 2.3, pour le cas le plus défavorable, basse température et faible vitesse.

Les deux thermocouples permettent de capter les oscillations rapides, quelques millisecondes, de la température au sein de l'écoulement. L'acquisition de ces données est faite via une centrale qui enregistre la réponse des thermocouples.

2.1.2 Acquisition

Deux critères majeurs sont à prendre en compte en ce qui concerne le choix d'une centrale d'acquisition. Le premier est la fréquence d'échantillonnage qui doit être cohérente avec l'information recherchée. La mesure du temps de transit des événements turbulents très brefs est à la base de la technique, il faut donc que la fréquence d'acquisition soit en rapport avec ce temps de transit. Le second critère important est la synchronisation des enregistrements sur toutes les voies d'acquisition. Cet aspect est essentiel pour la qualité des résultats après post-traitement. Afin de disposer du bon temps de décalage, l'intercorrélacion doit être effectuée avec des enregistrements de signaux aux mêmes instants et ayant une période fixe. Il est donc impératif d'avoir une acquisition synchrone et à haute fréquence pour la fiabilité de la technique CCV.

Les signaux des deux thermocouples sont enregistrés à une fréquence d'acquisition f_e réglable sur une durée quelconque. La fréquence d'acquisition doit être assez élevée pour permettre de relever le passage des événements, mais ne doit pas être trop importante pour ne pas porter préjudice au temps de post-traitement (multiplication du nombre de points enregistrés). Les travaux cités dans le chapitre 1 présentent des études de dépendance de la CCV vis-à-vis de la fréquence d'acquisition peu probantes et qui sont revues et complétées dans la suite de ce chapitre (partie 2.3.1).

Le choix est plutôt large dans ce domaine, et comme souvent c'est plutôt le coût qui va s'imposer comme le critère déterminant et discriminant. Nous choisissons d'utiliser une centrale MCC USB-2404-10 branchée par port USB sur un ordinateur disposant du logiciel TracerDAQ permettant de régler la fréquence d'acquisition des signaux de température. Cet enregistreur allie les deux critères principaux qui sont la cadence élevée d'acquisition et la simultanéité des enregistrements pour un coût maîtrisé. La centrale enregistre les tensions directement en sortie des thermocouples. La centrale est équipée d'un convertisseur analogique numérique par voie d'acquisition ce qui permet une scrutation indépendante (acquisition synchrone) sur chaque voie et selon une horloge interne. La configuration des convertisseurs analogiques numériques autorise une fréquence d'acquisition maximum de 50 KHz par voie et 1 200 000 points enregistrés. Nous choisirons de faire une acquisition des température durant 60 s dans nos expérimentations futures afin de pouvoir enregistrer les signaux jusqu'à 20 000 Hz sur des durées comparables et respecter

ainsi la limite du nombre de points enregistrés.

La mesure étant enregistrée, le post-taitement est l'étape suivante pour obtenir la vitesse de l'écoulement.

2.1.3 Post-traitement

En reprenant les signaux enregistrés précédemment, figure 2.5, on peut se rendre compte qu'un processus de filtrage est envisageable. Cette étape permettra de nettoyer le signal de tout effet induit par des phénomènes autres que ceux de l'écoulement. Nous pourrions nous attarder sur cette étape une fois l'écoulement expérimental mieux connu afin d'appliquer un filtre cohérent avec le type d'écoulement en présence.

Les signaux sont traités par un algorithme codé en langage Matlab (voir annexe A pour plus de détails). Les signaux sont séparés en une partie moyenne et une partie fluctuante, selon $S = \bar{S} + s'$. Le coefficient d'intercorrélation est calculé sur la partie fluctuante du signal selon la formule 1.4, sur une fenêtre d'intercorrélation correspondant à une partie ou la totalité du signal enregistré. Le calcul du coefficient d'intercorrélation effectué uniquement sur la partie fluctuante permet de donner plus de « poids » aux faibles fluctuations de température par rapport à la température moyenne, quelques degrés contre quelques dizaines de degrés.

L'étape suivante du post-traitement nous permet de décaler les signaux de température, l'un par rapport à l'autre, d'un seul pas d'acquisition par tour de boucle. La précision sur le retard ne pourra donc être inférieure à $\frac{1}{f_e}$. Au fur et à mesure du décalage des signaux l'un par rapport à l'autre, nous obtenons l'évolution du coefficient de corrélation ρ en fonction du retard τ . Le maximum d'intercorrélation ρ^* est relevé et l'abscisse de ce maximum correspond au retard τ^* , c'est à dire au temps de transit des structures cohérentes entre les thermocouples (cf. figure 1.9).

En connaissant l'écartement ϵ entre les thermocouples, l'équation 1.5 nous permet de connaître directement la vitesse du fluide.

$$u = \frac{\epsilon}{\tau^*} \quad (2.4)$$

avec u la vitesse de l'écoulement, ϵ la distance entre les deux thermocouples et τ^* le retard entre le signal 1 et le signal 2.

Un dernier paramètre est introduit que nous appelons la fréquence de sortie noté f_s . Elle représente la fréquence de production des données de vitesse par l'algorithme de post-traitement et elle peut être plus petite ou égale à l'unité divisée par la durée d'échantillonnage. Dans la suite des recherches, nous nous attacherons à augmenter la fréquence de sortie pour atteindre, dans l'idéal, 1 Hz, cadence couramment utilisée lors des mesures *in situ* d'incendie. Ce point est l'objet de la partie 2.4.1.

La chaîne d'acquisition a été présentée en ayant pris soin de mettre en avant les paramètres déterminants. La section suivante est consacrée à la présentation du banc expérimental utilisé pour les études de sensibilité à propos de la fréquence d'acquisition, de l'écartement, de la sensibilité angulaire et de la fréquence de sortie.

2.2 Banc expérimental

2.2.1 Présentation

Les thermocouples séparés d'une distance ϵ sont placés dans un écoulement. La bibliographie recense des expérimentations réalisées dans des écoulements du type instabilité de jet pour Motevalli et Rockwell et où la turbulence est pleinement développée pour Cox et Motevalli. Le principe de la CCV reposant sur la détection des structures cohérentes, l'écoulement en présence doit en contenir. Les écoulements laminaires ne font donc pas partie du domaine d'étude de l'application de la CCV.

Afin d'étudier la sensibilité du dispositif de mesure par CCV, nous avons choisi, à l'instar des références bibliographiques, de réaliser un banc expérimental ayant pour but de reproduire un écoulement typique rencontré lors d'incendie sans les contraintes liées à la présence des suies, grâce à un jet d'air chaud. La vitesse et la température de l'écoulement de sortie pourront être contrôlées.

Nous avons le choix entre plusieurs configurations possibles : un canal expérimental horizontal, le risque étant d'avoir un écoulement stratifié (air chaud en partie haute) pour les faibles vitesses ou bien un canal expérimental vertical mais les observations en hauteur sont plus compliquées. Afin de simuler des panaches nous avons opté pour la seconde option. Cependant pour des raisons pratiques, la hauteur de la halle d'essai étant limitée, nous avons mis en place une connexion horizontale pour l'apport d'air chaud. La sortie du jet est simulé par un orifice circulaire. Le banc est schématisé sur la figure 2.6.

Le ventilateur (1) aspire de l'air frais au loin du dispositif (2,2 m) par le conduit (7), d'une longueur de 2,2 m et du même diamètre que l'entrée d'air du ventilateur soit 20 cm. Un variateur est relié au moteur du ventilateur permettant de modifier la vitesse de rotation et donc son débit. La précision du variateur est de 0,1 Hz. L'air aspiré est chauffé par effet Joule en passant à travers deux résistances (2) de 4,5 kW chacune, disposées en série dans l'écoulement. Le canal horizontal (3) est connecté à la boîte (4) où l'air est brassé. L'air sort de cette boîte par l'intermédiaire du tube (5) de 14 cm de diamètre. Une plaque disposée à l'entrée de la boîte (4) permet de « casser » la dynamique de l'écoulement horizontal afin d'éviter de créer quelconque effet de l'apport d'air par le côté du banc sur l'écoulement de sortie, but recherché aussi par l'ajout du tube (5). Des disques composés de nid d'abeille sont disposés dans ce tube pour canaliser l'écoulement. Des parois de « tranquillisation » sont disposées autour de l'écoulement à la sortie, pour limiter les effets des courants d'air extérieurs. Un espace est laissé ouvert (15 cm de hauteur) en partie basse de la boîte de tranquillisation, pour que de l'air frais s'y engouffre et se mélange à l'écoulement. L'ouverture en partie basse évite que l'air rentre par le haut de la boîte par dépression et ainsi perturbe l'écoulement.

Les mesures avec la sonde CCV devront être réalisées dans des écoulements à des vitesses comprises entre 0,1 et 10 m·s⁻¹ et jusqu'à des températures d'environ 100 °C. Les résistances chauffantes et le ventilateur sont dimensionnés en fonction de ce domaine d'étude.

2.2.2 Caractérisation

Toutes les expérimentations de ce chapitre sont menées avec une méthodologie fixe. Le banc expérimental est mis en chauffe environ 40 minutes avant le début des essais afin d'atteindre un équilibre thermique stationnaire (vérification grâce à des thermocouples placés en sortie du

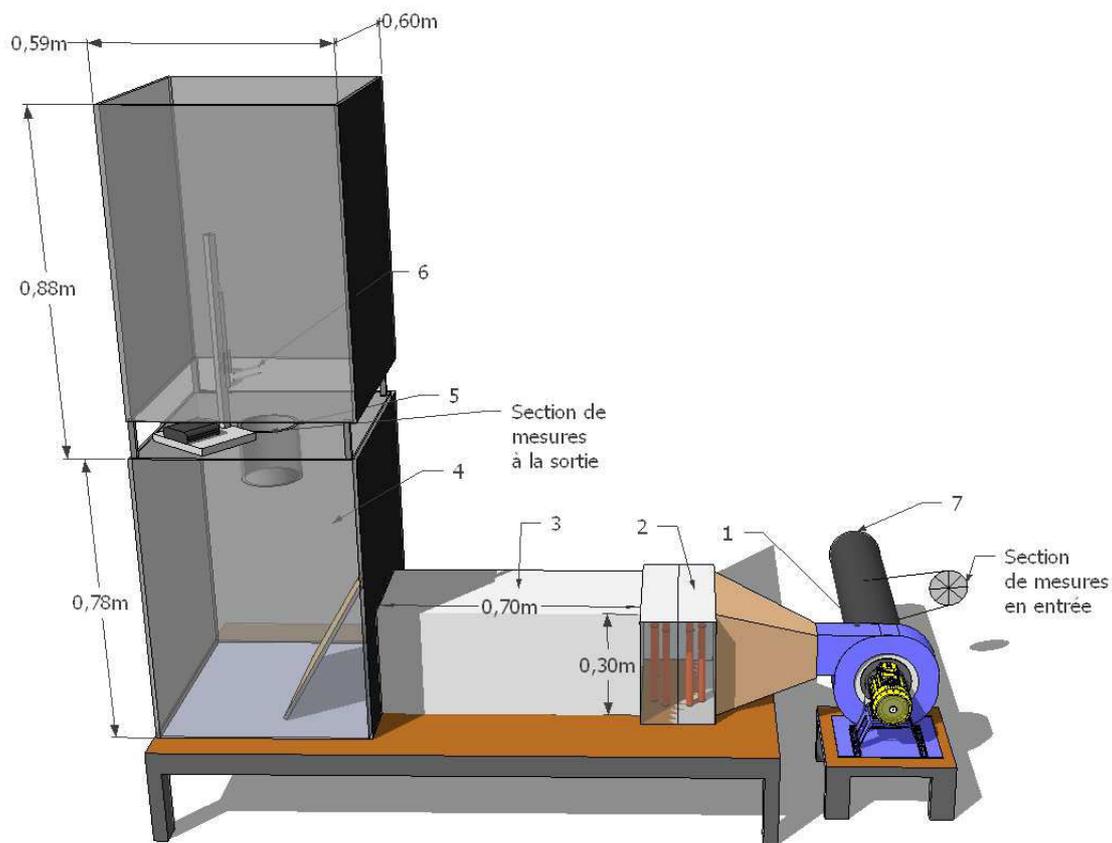


FIGURE 2.6 – Dispositif expérimental. 1. Ventilateur + variateur ; 2. Résistances chauffantes ; 3. Conduite ; 4. Boîte ; 5. Tube de sortie ; 6. Sonde CCV ; 7. Conduit d'entrée.

tube (5), graphique 2.7). Atteindre un état stationnaire permet d'extrapoler que les pertes thermiques aux parois sont stables et ne perturbent plus les enregistrements sur de longues périodes. Pendant cette période, la fréquence de rotation du moteur du ventilateur est fixée pour obtenir une vitesse stable à l'endroit des mesures. La puissance des résistances est elle aussi maintenue constante.

Afin de caractériser le banc expérimental par rapport aux vitesses et aux températures possibles, nous avons réalisé plusieurs séries de mesures visant à qualifier le banc expérimental.

Dans un premier temps, afin de se faire un idée des paramètres à l'éjection de l'air chaud (températures et débit), nous procédons à des mesures à l'entrée d'air frais, dans le conduit (7) (cf. figure 2.6) et en sortie d'air chaud, à la sortie du tube (5). Le but est d'obtenir le débit volumique à la sortie en procédant à une conservation du débit massique entre l'entrée et la sortie (cf. équation 2.5) en supposant qu'il n'y ait pas de fuite (vérification à l'aide d'air ensemencé). Les mesures dans le conduit (7) sont effectuées à environ 10 diamètres hydrauliques de l'entrée d'air dans le conduit et de l'aspiration du ventilateur. Cette précaution permet de réaliser des mesures dans un écoulement ayant un profil longitudinal plat ou gaussien peu perturbé. D'ailleurs la forme du profil est vérifiée en relevant la vitesse sur plusieurs points du diamètre du tube, comme nous pouvons l'observer sur la vue en coupe de la section de mesures d'entrée de la figure

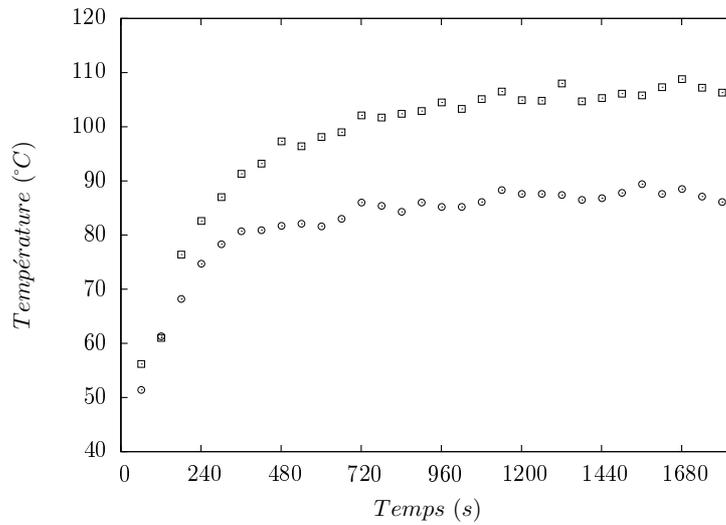


FIGURE 2.7 – Évolution de la température en fonction du temps de chauffe du banc. (□) Thermocouples à la sortie du tube (5). (○) Thermocouple à 40 cm de la sortie.

2.6. Le profil est plat avec des effets de bord infimes aux extrémités. Nous utiliserons seulement les mesures au centre du tube pour la suite du raisonnement. Une mesure de température est réalisée à la sortie du tube (5). Les résultats sont regroupés dans le graphique 2.8.

$$\underbrace{\rho_e \cdot u_e \cdot S_e}_{\text{débit massique entrée}} = \underbrace{\rho_s \cdot u_s \cdot S_s}_{\text{débit massique sortie}} \quad (2.5)$$

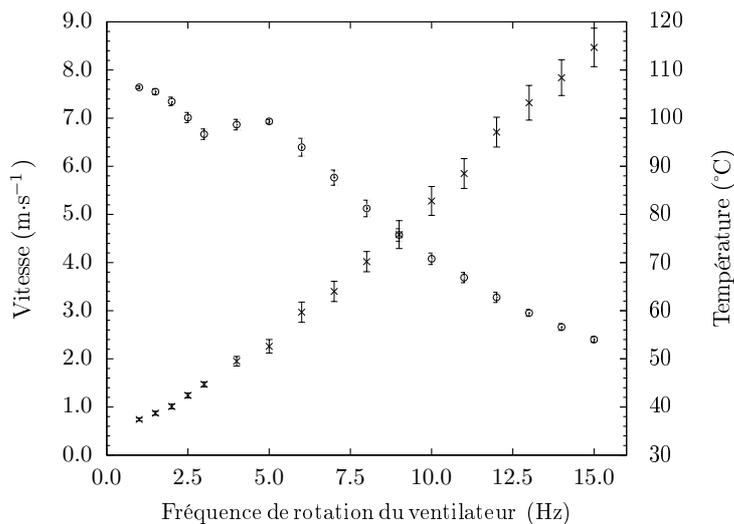
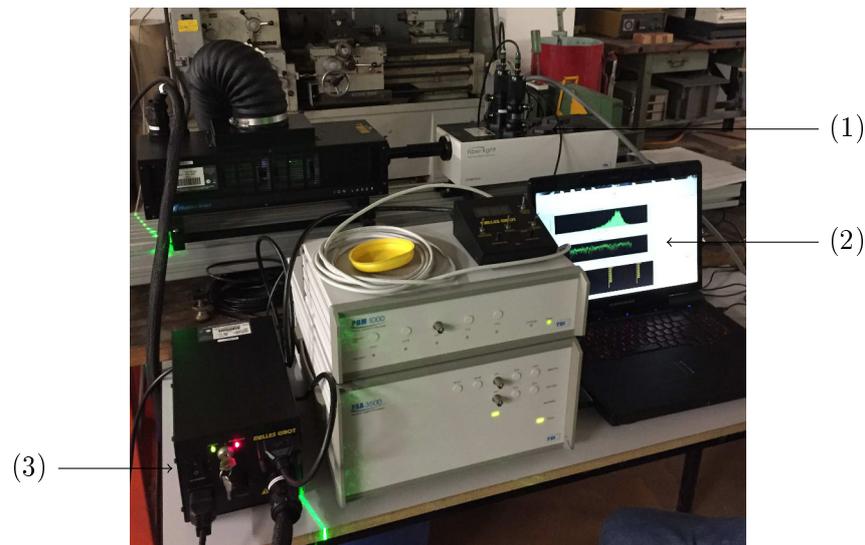


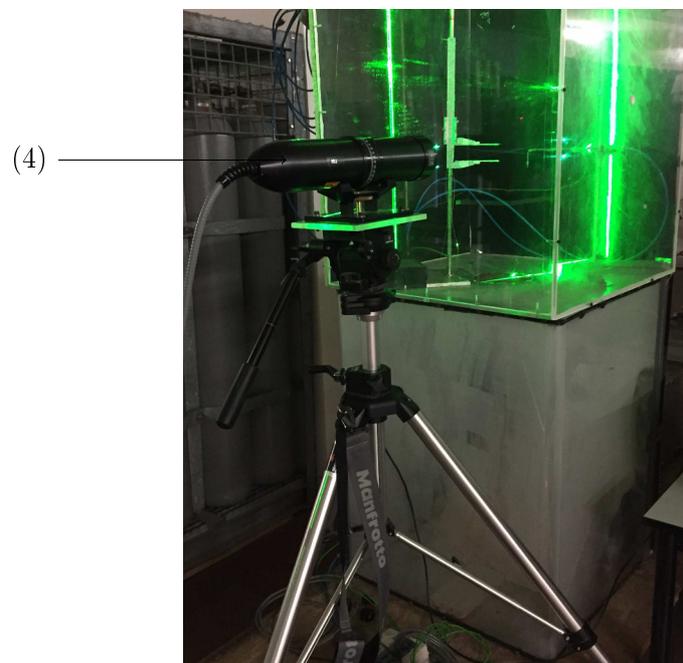
FIGURE 2.8 – Évolution de la vitesse (x) et de la température (o) à l'éjection en fonction de la fréquence de rotation du moteur du ventilateur.

Chaque palier de fréquence de rotation du moteur est conservé pendant environ 1 min 30 s. Les points représentés sont des moyennes avec l'écart type correspondant. Le débit volumique à l'éjection évolue linéairement avec la vitesse de rotation du ventilateur. La température diminue

quant à elle, étant donnée que la puissance des résistances est fixe tout au long des tests. Nous observons un saut de température entre 2,5 et 5 Hz qui est sans doute un effet de l'accumulation de l'air chaud en partie haute de la boîte (4) pour les faibles débits volumiques et à un mélange bien plus important lorsque le débit augmente. Ce point est approfondi grâce aux expérimentations qui suivent.



(a)



(b)

FIGURE 2.9 – Banc expérimental. (1) Laser + refroidissement laser. (2) Dispositif de traitement et PC d'acquisition. (3) Alimentation. (4) Tête laser.

Le but est maintenant de caractériser l'écoulement à la sortie du tube (5). Nous avons choisi de nous servir d'un dispositif de mesure LDV pour obtenir les profils horizontaux et verticaux

de l'écoulement pour plusieurs vitesses à l'éjection. Le banc de mesures de marque TSI est détaillé sur les figures 2.9 (a) et (b). Il permet de mesurer une composante de la vitesse locale instantanée de l'écoulement fluide. La résolution spatiale est d'environ $0,2 \text{ mm}^2$ pour des temps d'intégrations de quelques μs . Le fluide estensemencé avec des micro particules d'huile d'olive d'environ $2,5 \mu\text{m}$. Pour les profils de vitesses, nous cherchons à obtenir les vitesses moyennes statistiques. Pour ce faire, nous mettons en place un seuil de 10 000 particules croisant le volume de mesure. L'acquisition LDV est lancée et enregistre tant que ce nombre de particules n'est pas atteint. Cela prend entre 3 à 8 s d'acquisition selon la vitesse de l'écoulement et donc des particulesensemencées. La fréquence d'acquisition est de plusieurs dizaines de KHz, bien suffisant pour respecter le critère de Shannon permettant d'obtenir une vitesse moyenne statistique fiable. Nous choisissons d'explorer les profils verticaux et horizontaux pour des vitesses à l'éjection égale à $6,0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, $2,0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ et $0,6 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Ces choix résultent de constatations visuelles réalisées lors de premières expérimentations. La vitesse de $6,0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ est le maximum de vitesse atteinte avec un ensemencement suffisant. Au delà de cette vitesse, l'ensemencement n'est plus homogène sur l'ensemble de l'écoulement, mettant en défaut le système de mesure par la chute du nombre de particules croisant le volume de contrôle entraînant une chute de la fréquence d'acquisition, l'augmentation de la durée d'acquisition, etc. $2,0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ est une vitesse couramment mesurée dans des écoulements d'incendie. La vitesse basse, $0,6 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, est le minimum atteint avec la configuration la plus faible (vitesse de rotation minimale du ventilateur). Les températures atteintes pour ces configurations sont respectivement $110 \text{ }^\circ\text{C}$, $85 \text{ }^\circ\text{C}$ et $60 \text{ }^\circ\text{C}$, conformément au graphique 2.8.

Les profils verticaux et horizontaux vont permettre de connaître la décroissance de la vitesse selon la hauteur de la mesure ou la largeur du jet, informations qui nous seront utiles pour confronter plusieurs systèmes de mesures avec la CCV.

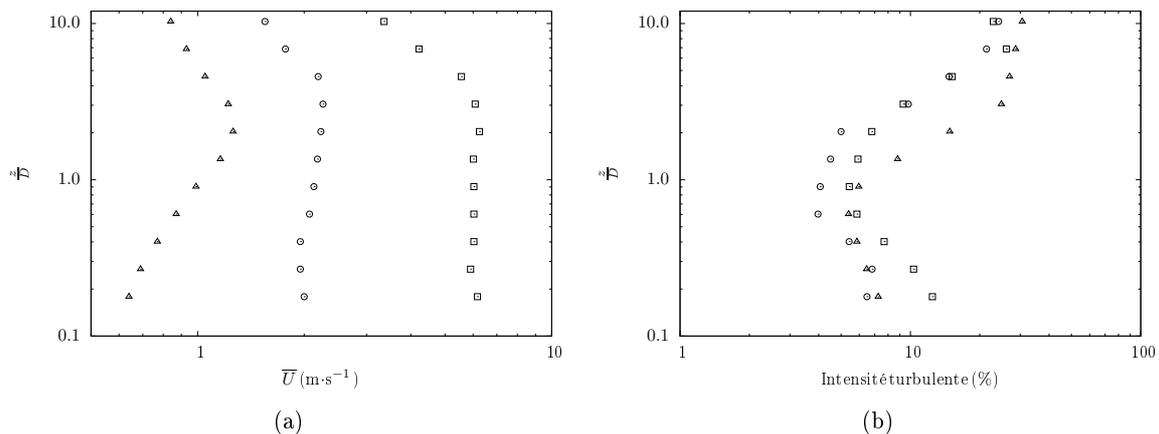


FIGURE 2.10 – Profil vertical adimensionné du jet chaud. (a) Vitesse moyenne. (b) Intensité turbulente. (\square) $U = 6,0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. (\circ) $U = 2,0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. (\triangle) $U = 0,6 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

L'altitude de mesure z est adimensionnée par le diamètre D de l'éjection (14 cm). Nous n'avons pu explorer que la zone inférieure à $10\cdot D$ par faute de hauteur libre au dessus du banc expérimental. Dans cette zone on constate en champs proche, jusqu'à $2\cdot D$, une augmentation de la vitesse marquée pour la vitesse d'éjection la plus faible. À partir des informations collectées, nous pouvons calculer la « fonction panache » permettant de définir les différents régimes de

l'écoulement type panache. Cette fonction s'écrit comme :

$$\Gamma = \frac{\text{Ri}}{16 \cdot \alpha/5} \quad (2.6)$$

avec :

$$\text{Ri} = \frac{\Delta\rho \cdot g \cdot D}{\rho_0 \cdot u^2} \quad (2.7)$$

Morton (1958), puis plus récemment Hunt and Kaye (2001) et Michaux and Vauquelin (2008) définissent cette fonction en donnant des domaines de définition. Ils parlent de panache pur lorsque $\Gamma = 1$, de panache forcé $\Gamma < 1$ voir jet pur lorsque $\Gamma \approx 0$ et de panache paresseux lorsque $\Gamma > 1$. Dans nos applications, on s'aperçoit, en calculant la fonction panache, que sa valeur va de 4 à 0,009 pour 0,6 et 6,0 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ respectivement. Nous sommes donc en présence d'écoulements différents, un jet pour les fortes vitesses, un panache forcé à la vitesse d'éjection intermédiaire et un panache paresseux pour la vitesse d'éjection la plus basse. Les profils de vitesses trouvés dans la bibliographie ont d'ailleurs des formes comparables à ceux mesurés ici. La vitesse maximale est atteinte entre $2\cdot D$ et $4\cdot D$. Au delà, on constate une diminution de la vitesse selon des pentes de plus en plus importantes avec l'augmentation de la vitesse d'éjection. L'intensité turbulente, définie par $\frac{u'}{U}$, graphique 2.10 (b), suit une évolution inverse à la vitesse. Lorsque la vitesse augmente, dans la zone du cône potentiel, l'intensité turbulente diminue signe d'une diminution des fluctuations. Le point d'inflexion se situe entre $1\cdot D$ et $2\cdot D$. À partir de ce point, l'intensité turbulente augmente alors que la vitesse diminue. La vitesse fluctuante est de plus en plus importante par rapport à la vitesse moyenne au fur et à mesure de l'éloignement de la source.

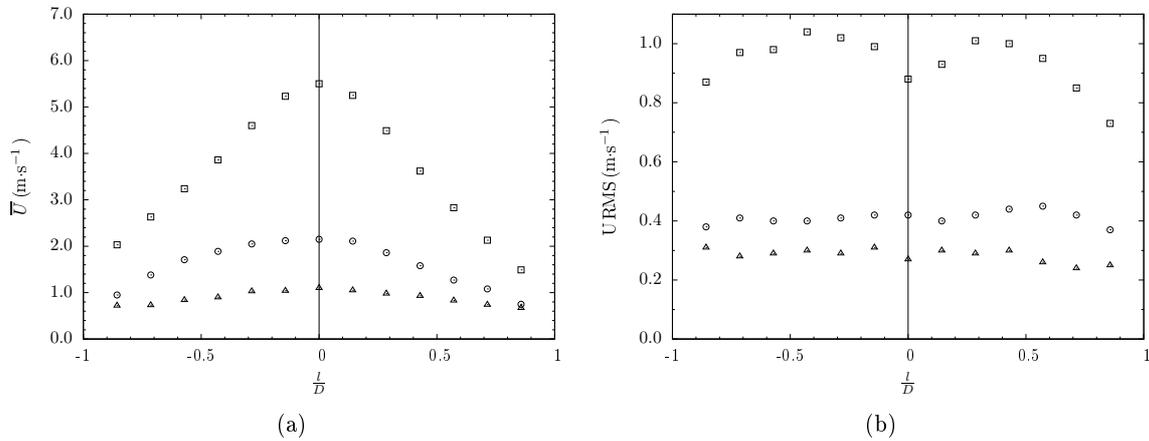


FIGURE 2.11 – Profil horizontal adimensionné du jet chaud. (a) Vitesse moyenne. (b) Vitesse fluctuante RMS. (\square) $U = 6,0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. (\odot) $U = 2,0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. (\triangle) $U = 0,6 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

Pour cette configuration aussi nous adimensionnons la largeur l par le diamètre D . Nous avons exploré horizontalement environ $2\cdot D$. La vitesse au centre est maximale et on constate une décroissance selon des gaussiennes. Ce type de profil de vitesse est couramment admis dans des écoulements type jet ou panache. Les fluctuations de vitesses, graphique 2.11, montrent des profils classiques, avec une augmentation des fluctuations en périphérie de l'écoulement. Le profil horizontal nous permettra d'estimer l'erreur commise lors de comparaisons de plusieurs techniques de mesures avec la CCV, positionnés côte à côte dans l'écoulement.

L'étape de caractérisation expérimentale du banc de mesure a permis d'explorer verticalement et horizontalement l'écoulement pour plusieurs vitesses d'éjection. Cette étude permettra de repérer d'éventuelles erreurs de mesures dans la partie suivante consacrée à l'étude paramétrique.

2.2.3 Premières mesures CCV et processus de filtrage

Une fois les thermocouples reliés à la centrale d'acquisition et le dispositif placé dans le banc expérimental, nous pouvons effectuer nos premiers tests. Sur la figure 2.12 sont présentés des enregistrements de 60 secondes consécutives de la température d'un écoulement chauffé à une fréquence d'acquisition de 2 000 Hz et un écartement de 20 mm. La mesure est réalisée à 45 cm dans le panache.

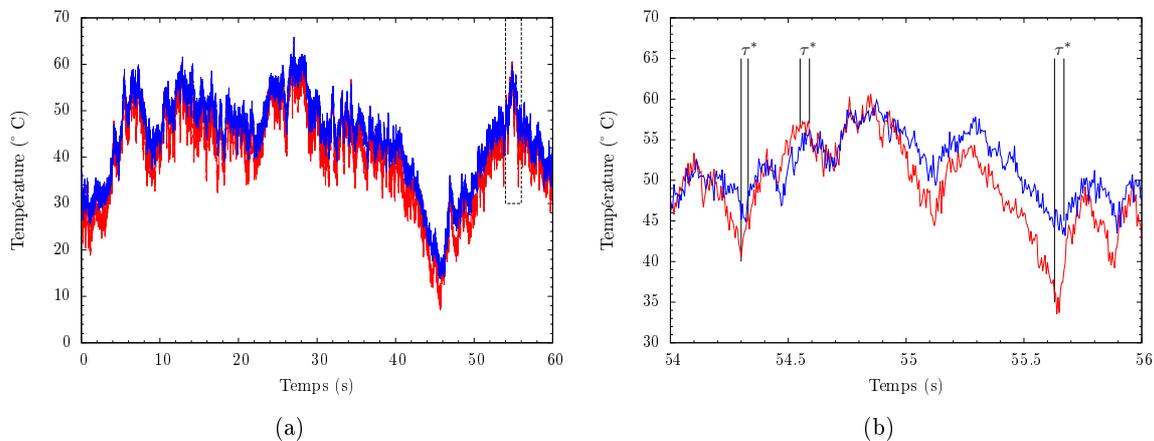


FIGURE 2.12 – (a) Signaux de température des thermocouples (—) et (—). (b) Zoom sur la partie encadrée du graphique (a) afin de voir le décalage τ^* .

Une première analyse permet d'estimer le retard entre les deux signaux (cf. figure 2.12) qui est de l'ordre de quinze millisecondes. Un calcul rapide permet d'estimer la vitesse en fonction de l'écartement, en divisant la distance par le temps 0,020/0,015 la vitesse est de l'ordre de $1,3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

En continuant cette analyse, nous pouvons remarquer que les signaux sont bruités. Nous choisissons d'appliquer un filtre. Pour y parvenir, une étude approfondie du bruit est nécessaire. Une analyse dans le domaine spectral par transformée de Fourier permet de connaître les caractéristiques intrinsèques du signal afin de filtrer le bruit de la manière la plus efficace.

En supposant que le signal peut être décomposé en une partie moyenne, représentant le signal et une partie fluctuante, représentant le bruit, le bruit est isolé du reste du signal. L'histogramme du bruit isolé (figure 2.13(a)) suit une répartition gaussienne. Le graphique 2.13(b) montre une réponse fréquentielle du bruit sur toutes les fréquences. Cette définition correspond à un bruit blanc. Nous pouvons en déduire que nous sommes en présence d'un bruit blanc gaussien, facile à manipuler et à traiter.

D'après le graphique 2.13(b), la majorité du bruit apparaît au-delà de 100 Hz. 100 Hz correspond aussi à la fréquence de réponse du thermocouple. Or le spectre du bruit, présenté sur le graphique 2.13(b), est composé des fluctuations de mesures dans l'écoulement, essentielles à

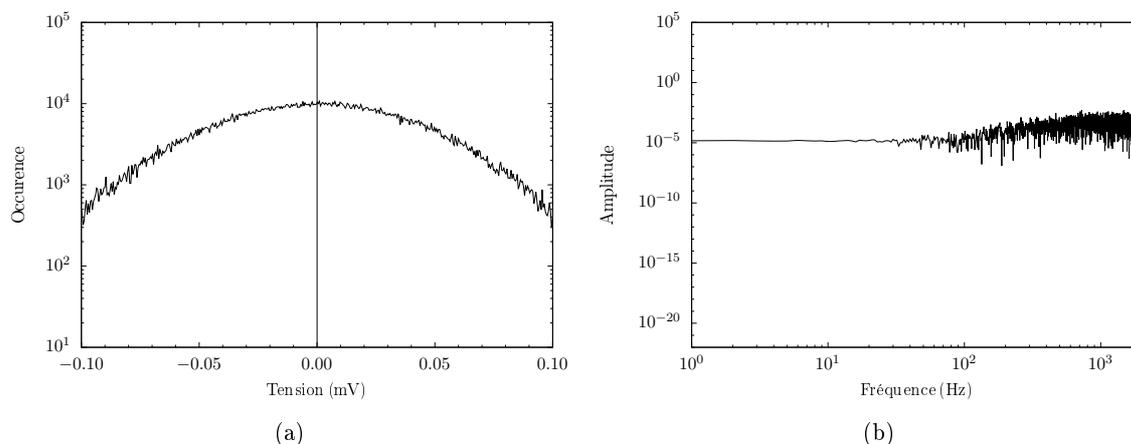


FIGURE 2.13 – (a) Histogramme du bruit. (b) Spectre du bruit.

la mesure par CCV, et de bruit parasite (bruit électronique et électromagnétique) causé par la chaîne d'acquisition et les autres appareils présents aux alentours. En rapport avec le paragraphe sur les thermocouples en début de ce chapitre, on peut considérer que les thermocouples réagissent à des fréquences de 700 Hz. Ainsi, pour notre montage, on peut appliquer un filtre passe bande de 0 à 700 Hz pour éliminer la majorité du bruit parasite.

Les caractéristiques majeures (distribution de vitesse et de température sur l'axe horizontal et vertical) de l'écoulement étant maintenant connues et la chaîne d'acquisition fonctionnelle, nous pouvons étudier dans un premier temps, l'influence des réglages pré acquisition puis celle des paramètres de post-traitement sur la réponse du système.

2.3 Influence des réglages pré-acquisition sur la réponse de la CCV

Les études paramétriques menées ci-après sont réalisées avec des caractéristiques d'écoulements (température, vitesse) et de mesures (positionnement de la sonde) similaires. Pour cela, nous maintenons constantes la fréquence de rotation du moteur du ventilateur et la température. Le but est d'obtenir une vitesse proche de celle servant de bases dans les études de sensibilité citées dans la partie bibliographique. Le protocole de mesure est respecté pour l'ensemble des mesures réalisées.

2.3.1 Fréquence d'acquisition

Les auteurs comme Motevalli ou Rockwell jugent au travers d'études de sensibilité, que la fréquence d'acquisition a une grande incidence sur les résultats. Pour nous en persuader et afin d'évaluer l'effet de la fréquence sur la réponse de la CCV nous menons donc cette étude de sensibilité.

Nous faisons varier la fréquence d'acquisition en se basant sur le protocole d'essai énoncé au paragraphe 2.2. L'écartement ϵ est assuré constant et égal à 15 mm. Cet écartement est choisi en se basant sur les bons résultats obtenus par Rockwell (2009) avec la CCV en comparaison avec un anémomètre à fil chaud. 7 fréquences d'acquisition f_e sont testées : 100 Hz, 1 000 Hz, 2 000 Hz, 4 000 Hz, 8 000 Hz, 12 000 Hz et 16 000 Hz pour vérifier les résultats obtenus dans la

littérature et aller au delà pour s'assurer du véritable effet de la fréquence d'acquisition. À l'aide du post-traitement, nous obtenons un coefficient de corrélation maximum ρ^* correspondant au retard τ^* pour chaque enregistrement de 60 secondes. Les deux variables sont représentées sur les graphiques 2.14 (a) et (b). Chaque fréquence est testée 10 fois ce qui permet de calculer une moyenne et un écart type de τ^* et de ρ^* pour chaque fréquence d'acquisition.

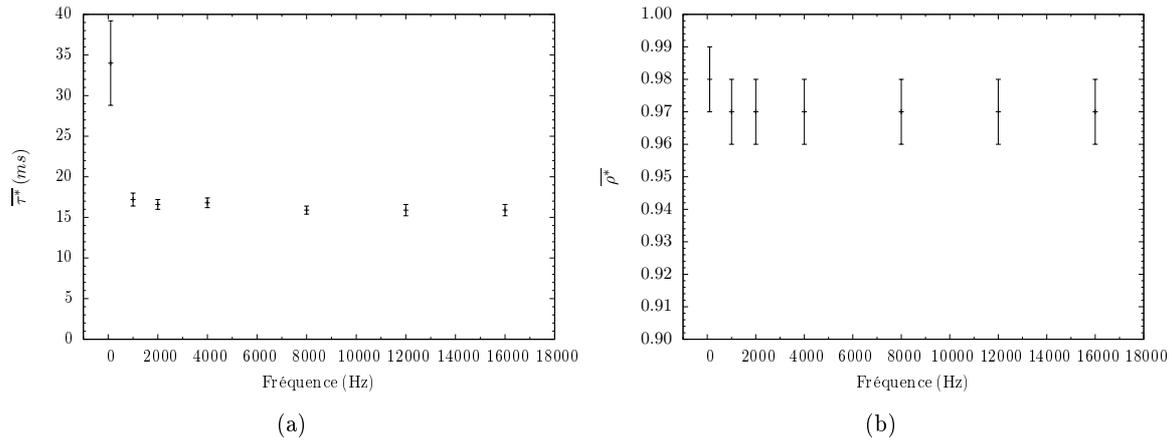


FIGURE 2.14 – (a) Retard τ^* et (b) coefficient de corrélation ρ^* en fonction de la fréquence d'acquisition.

Aucune tendance ne se dégage de ces courbes. Les coefficients ρ^* et τ^* sont stables à part pour la fréquence 100 Hz. Pour les basses fréquences, on atteint les limites du critère de Shannon. En effet, à environ $1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, le retard attendu est de 15 ms pour un écartement de 15 mm, ce qui implique une fréquence de 66 Hz pour le phénomène à mesurer. Pour respecter le critère de Shannon, il faut enregistrer les signaux à une fréquence au moins trois fois supérieure pour permettre de caractériser correctement le maximum de corrélation par plusieurs points. En pratique, nous nous fixerons un critère bien supérieur (au moins 10 fois) à la fréquence du retard à mesurer entre les thermocouples.

Par curiosité et afin d'écarter tout autre effet qui pourrait être lié au changement de fréquence (filtrage du bruit différent), nous avons sélectionné un essai enregistré à $f_e = 10\,000 \text{ Hz}$ et nous avons dégradé artificiellement la fréquence en ne prenant qu'un point sur dix pour obtenir 1 000 Hz, deux points sur dix pour 2 000 Hz, etc. En comparant le post-traitement par dégradation de fréquence avec la fréquence initiale de référence, aucune incidence notable n'est observée sur les coefficient τ^* et ρ^* qui diffèrent respectivement de 0 à 7 % et de 0 à 2 % par rapport au post-traitement sans dégradation de fréquence.

La fréquence d'acquisition est à mettre en relation avec le temps de réponse des thermocouples (vu dans la première partie de ce chapitre). Augmenter la fréquence d'acquisition permet de disposer d'une masse d'information plus importante mais sans réel intérêt quant à l'amélioration de la qualité de la réponse du thermocouple. De plus, le temps de post-traitement croît en même temps que la fréquence d'acquisition.

La dépendance de la réponse du système à la fréquence d'acquisition est limitée. On ne constate dans cette étude aucun lien entre fréquence d'acquisition et précision de la réponse, au moins pour les basses fréquences. L'augmentation de la fréquence ne permet pas d'augmenter la

précision de la réponse (écart type stable). Le choix de la fréquence d'acquisition doit permettre une discrétisation temporelle suffisante respectant au moins critère de Shannon par rapport au temps de réponse des thermocouples. Pour cette plage de retard, la fréquence d'acquisition de 2 000 Hz semble le bon compromis entre des coefficients de corrélation élevés, un faible écart type des retards par rapport à la moyenne et des temps courts de post-traitement par l'algorithme.

2.3.2 Écartement

Nous nous intéressons maintenant à l'écartement ϵ entre les thermocouples.

À première vue, on sait qu'on ne pourra pas diminuer l'écartement en dessous de la limite d'apparition d'un sillage perturbateur fixée dans le chapitre 1 par rapport à la taille des thermocouples, soit dans notre cas 1,6 mm. De plus, pour de faibles écartements, autrement dit, de faibles temps de transit entre les deux thermocouples, le temps de réponse de ces derniers peut perturber la détection du maximum. À l'inverse, un écartement trop important entraînerait des difficultés dans l'établissement d'un retard fiable, plus compréhensible par rapport au caractère turbulent de l'écoulement d'intérêt. En effet dans un écoulement présentant des instabilités turbulentes ou pleinement turbulent, il se peut qu'une structure ayant « heurté » le premier thermocouple ne passe pas par le second thermocouple. De plus, les pertes d'énergie par dissipation au milieu ambiant des structures turbulentes auront sans doute un impact sur le niveau de corrélation entre les deux thermocouples du montage. En effet, une partie de « l'information » convectée par les structures étant perdue en route.

Avec l'augmentation de l'écartement apparaît un autre questionnement : la vitesse calculée avec la technique CCV est attribuée au niveau du premier thermocouple, du second ou au milieu des deux ? Pour les faibles à moyens écartements, toujours par rapport à la taille des structures cohérentes de l'écoulement, la question est éludée étant donné qu'avec ces courtes distances, on peut considérer que la vitesse est inchangée sur tout le trajet de la longueur d' ϵ de la structure. Pour les écartements plus importants, où la vitesse peut varier sur la longueur ϵ , on choisira, par soucis de comparaison entre tous les résultats des mesures, d'attribuer spatialement la vitesse à un point au milieu de l'axe reliant les deux thermocouples. La résolution spatiale du capteur dépend donc directement de l'écartement.

Les effets combinés des deux actions, trajectoire aléatoire des structures et pertes par dissipation, vont sans doute permettre de donner une limite maximale d'écartement à ne pas dépasser pour préserver la qualité des résultats, c'est à dire une bonne fiabilité indiquée par le coefficient de corrélation ρ^* et une grande précision déterminée par la faible dispersion (écart type) des retards τ^* .

Afin de connaître l'effet de l'écartement sur la réponse, nous allons réaliser une série d'expériences en se basant sur le même protocole que précédemment. Même si l'influence de la fréquence d'acquisition est minime d'après le paragraphe 2.3.1, nous choisissons de réaliser ces tests avec une fréquence d'acquisition constante, afin de s'assurer que les effets observés dans cette étude ne seront dus uniquement qu'à la variation de l'écartement. N'ayant aucun ordre d'idée de la dégradation des informations (ρ^* et τ^*) au fur et à mesure de l'augmentation de l'écartement, nous choisissons de tester de multiples valeurs de 5 mm à 800 mm. Chaque valeur d' ϵ est testée 10 fois durant 60 s afin de pouvoir réaliser des traitements statistiques de moyenne et d'écart type, dans la continuité de la représentation des résultats de la section précédente.

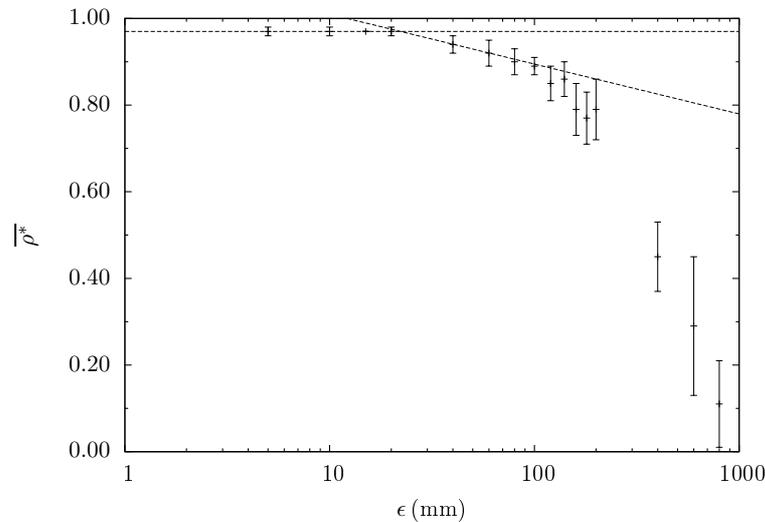


FIGURE 2.15 – Coefficient de corrélation ρ^* en fonction de l'écartement ϵ .

La figure 2.15 présente le coefficient de corrélation en fonction de l'écartement ϵ . On constate plusieurs « phases » (pentes (—)) sur ce graphique. Une première jusqu'à 20 mm, quasiment linéaire, présentant un fort coefficient de corrélation. Une deuxième, allant de 20 à 140 mm présentant une décroissance selon une loi puissance faible, signe de la dégradation de la corrélation avec l'augmentation de l'écartement. Et enfin, la troisième, non linéaire, débutant à partir d' $\epsilon = 140$ mm, qui montre une forte décroissance du coefficient de corrélation jusqu'à chuter en dessous de la valeur de $\rho^* = 0,5$ pour ϵ compris entre 300 et 800 mm. Ces expériences confirment bien qu'il existe une limite maximale d'écartement à ne pas dépasser pour garder une bonne fiabilité des mesures, *i. e.* ne pas passer en dessous d'une corrélation de 0,5 entre les deux thermocouples. En pratique on jugera une corrélation inférieure à 0,6 comme étant la limite minimale de validation d'un point de mesure.

À la suite de ces premières remarques, et pour plus de clarté dans l'analyse des retards en fonction de l'écartement, nous avons choisi de représenter les retards obtenus à partir des écartements inférieur à 200 mm, pour lesquels le coefficient de corrélation est satisfaisant.

La droite (—) tracée sur les graphiques 2.16 (a) et (b) représente le résultat idéal fourni par la relation 1.5 à vitesse constante (ici environ $1,1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$). L'écartement évolue linéairement par rapport au retard. Logiquement, les moyennes des retards τ^* expérimentaux doivent coïncider avec cette droite et ce pour toute la gamme d'écartements à l'écart type près. Les constatations que nous pouvons réaliser sur les graphiques 2.16 (a) et (b) sont les suivantes :

- Pour les faibles écartements, inférieurs à 20 mm nous constatons une légère dérive des résultats. En effet, les retards τ^* semblent surestimés en comparaison de la droite (—), ce qui conduit à une erreur sur la vitesse calculée.
- Entre 20 mm et 140 mm, la moyenne et l'écart type des retards τ^* restent cohérents. Pour ces valeurs, le coefficient de corrélation (cf. graphique 2.15) garde un niveau satisfaisant, supérieur à 80 % de corrélation.
- À partir de 140 mm, τ^* et ρ^* perdent en qualité. Les moyennes des retards restent cohérentes avec l'ensemble mais les écarts types augmentent. Le coefficient de corrélation chute en

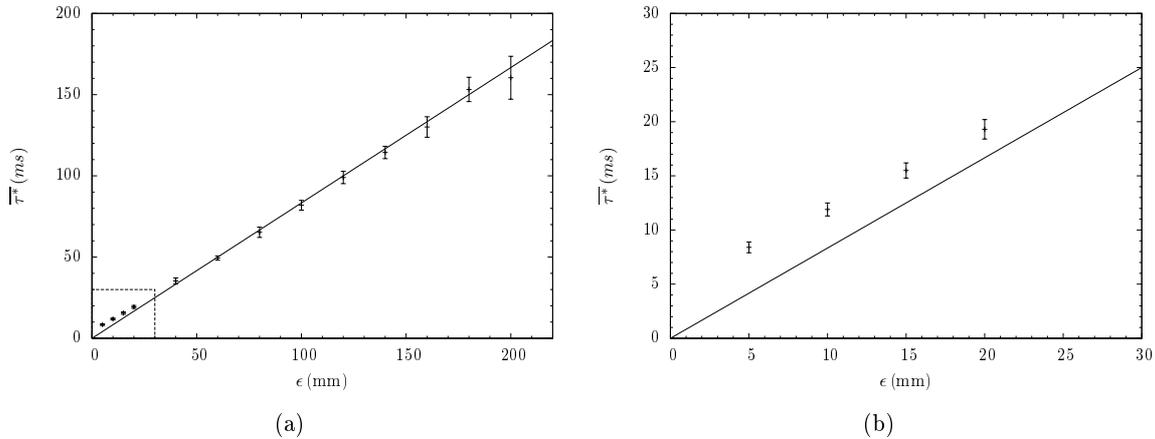


FIGURE 2.16 – (a) Retard τ^* en fonction de l'écartement des thermocouples ; le coefficient directeur de la droite (—) correspond à la vitesse des expérimentations. (b) Zoom sur la partie encadrée.

dessous de 75 %. La limite de 140 mm correspond au diamètre du tube. On suppose que les plus grosses structures de l'écoulement correspondent à cette échelle de longueur. Au delà de 140 mm, les structures étant plus petites que cette limite, les pertes par diffusion sont trop importantes le long du parcours de la distance entre les deux thermocouples. Cette valeur marque la « limite » de dé-corrélation, que nous pouvons aussi observer sur le graphique 2.15 avec l'augmentation de la dispersion de la corrélation plus marquée à partir de cette valeur.

En complément de cette analyse, et afin de savoir si les écartements sont en accord avec les structures cohérentes de l'écoulement, nous comparons les autocorrélations et intercorrélations conformément à la relation vue dans le chapitre 1, $\rho_{t_1 t_1}(0, \tau^*) \simeq \rho_{t_1 t_2}(\epsilon, 0)$, avec t_1 et t_2 les deux signaux de températures. Pour rappel, l'intercorrélations sera toujours légèrement plus faible que l'autocorrélations, étant donnée la prise en compte des pertes par dissipation des structures sur le trajet. Cependant, une différence entre les deux termes supérieurs à quelques pourcents indique que les structures perdent leur cohérence sur l'écartement testé. Par lecture graphique, sur des courbes telles que représentées sur la figure 2.17, nous obtenons le tableau 2.1.

| ϵ (en mm) | $\rho_{t_1 t_1}(0, \tau^*)$ | $\rho_{t_1 t_2}(\epsilon, 0)$ |
|-----------------------|-----------------------------|-------------------------------|
| 5 | 0,98 | 0,95 |
| 20 | 0,97 | 0,96 |
| 60 | 0,91 | 0,90 |
| 100 | 0,87 | 0,86 |
| 140 | 0,86 | 0,83 |
| 200 | 0,73 | 0,65 |

TABLE 2.1 – Comparaison des coefficients d'autocorrélations et d'intercorrélations.

On peut constater, comme nous nous y attendions, que les différences entre les deux coefficients de corrélation augmentent au fur et à mesure de l'augmentation de l'écartement ϵ . À 200 mm, la différence entre les coefficients d'autocorrélations et d'intercorrélations est plus forte

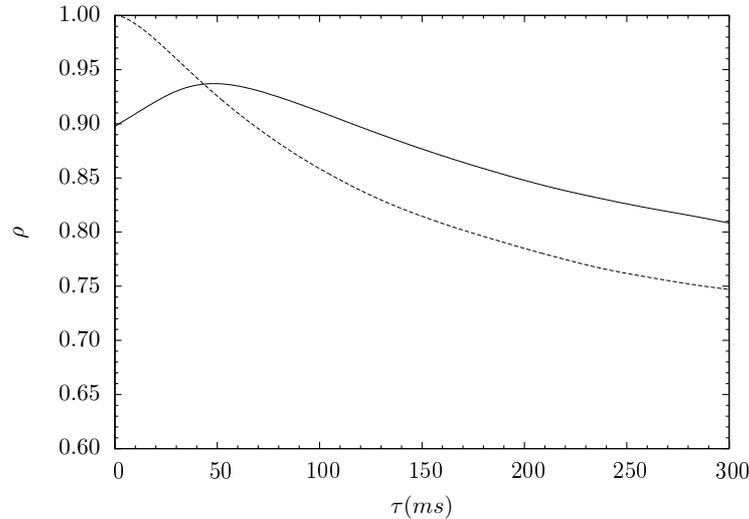


FIGURE 2.17 – Coefficient de d'intercorrélation (—) et d'autocorrélation (--) pour $\epsilon = 60$ mm.

que pour les faibles écartements, environ 10 % contre 2 % maximum. La taille des structures cohérentes est donc inférieure à cette valeur et donc comprise entre 140 et 200 mm d'après ces constats.

De ces études se dégagent des résultats intéressants. On a noté dans un premier temps que les faibles écartements, inférieurs à 20 mm, conduisent à surestimer le temps de décalage τ^* entre les deux thermocouples, dûes sans doute aux effets conjoints des trois facteurs suivants :

- la taille des instabilités trop importante par rapport à l'écartement ;
- un temps de réponse trop proche du retard détecté, environ 5 ms pour un retard estimé à 8,5 ms à $\epsilon = 5$ mm ;
- une fréquence d'acquisition pas assez importante, point plus amplement discuté dans la partie 2.3.4.

Nous remarquons dans un second temps qu'une grande plage d'écartement, de 40 à 100 mm, permet d'obtenir des résultats fiables et en bons accords avec l'idéal ((—) graphique 2.16). Dans le même temps, sur cette plage d'écartement, on constate de faibles différences entre l'intercorrélation et l'autocorrélation, signe que les écartements testés sont cohérents par rapport aux échelles caractéristiques de l'écoulement. Enfin, pour les trop grands écartements au delà de 140 mm, on établit que le caractère instable de l'écoulement nuit fortement à la réponse de la technique de mesure, effet mis en valeur, là aussi, par la comparaison entre les coefficients de corrélation.

En généralisant, par rapport à la taille des structures de l'écoulement testé, on privilégiera un écartement allant de 0,3 à 1 fois l'ordre de grandeur de structures turbulentes pour se prémunir des effets indésirables cités précédemment et afin de maximiser les chances d'obtenir une réponse exacte.

2.3.3 Sensibilité angulaire

On cherche à étudier dans cette section, si l'angle entre la composante principale de l'écoulement et l'axe entre les deux thermocouples a une influence sur les résultats τ^* et ρ^* , à l'image

de l'étude menée par McCaffrey and Heskestad (1976) en référence au graphique 1.8.

En se plaçant dans l'écoulement de référence déjà utilisé, nous avons fait varier l'inclinaison de la sonde CCV par rapport à la composante principale verticale, selon le principe de la figure 2.18. Au vu des résultats précédents, nous choisissons d'augmenter l'écartement à 40 mm pour avoir une valeur moyenne fiable et précise. Nous testons plusieurs angles α compris entre -40° et $+40^\circ$. Sur le même principe de présentation des résultats que dans les sections précédentes, les dix répétitions pour chaque angle α sont traitées par l'intermédiaire d'une moyenne et d'un écart type.

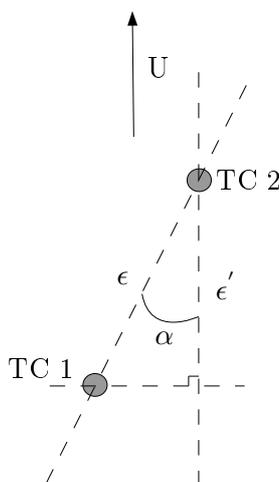


FIGURE 2.18 – Inclinaison du dispositif CCV.

A priori, la vitesse étant constante dans l'écoulement et l'écartement fixé à 40 mm, on s'attend à une variation du retard selon $\frac{1}{\cos(\alpha)}$.

On peut constater que pour les plus petites inclinaisons, inférieures à 10° , le retard entre les deux thermocouples est faiblement impacté (moins de 3 % par rapport à la valeur de référence pour un angle nul), avec cependant une légère baisse du coefficient de corrélation. Au delà de cette inclinaison, les différences constatées sur les deux grandeurs se creusent par rapport à une référence à 0° . Le coefficient de corrélation chute aussi avec une valeur peu exploitable au delà de 20° . Enfin, on constate une variation du temps de transit τ^* selon l'inverse du cosinus de l'angle.

On peut aussi, à partir de cette étude, estimer la longueur horizontale des structures cohérentes de l'écoulement. En effet, à partir de 20° , la valeur moyenne de τ^* s'écarte de la référence et la confiance accordée dans les mesures chute aussi largement. On peut donc penser que à partir de cet angle, une structure qui impacterait le premier thermocouple, pourrait ne pas impacter le second. Cet effet est uniquement causé par l'angle entre les thermocouples, l'écartement testé étant recommandé par l'étude de la section précédente. Ainsi, on peut estimer que le rayon des structures est d'environ 1,45 cm en utilisant $\tan(\alpha) \cdot \epsilon$, avec $\alpha = 20^\circ$.

La permissivité d'un écart angulaire jusqu'à 10° est un atout indéniable de la CCV pour

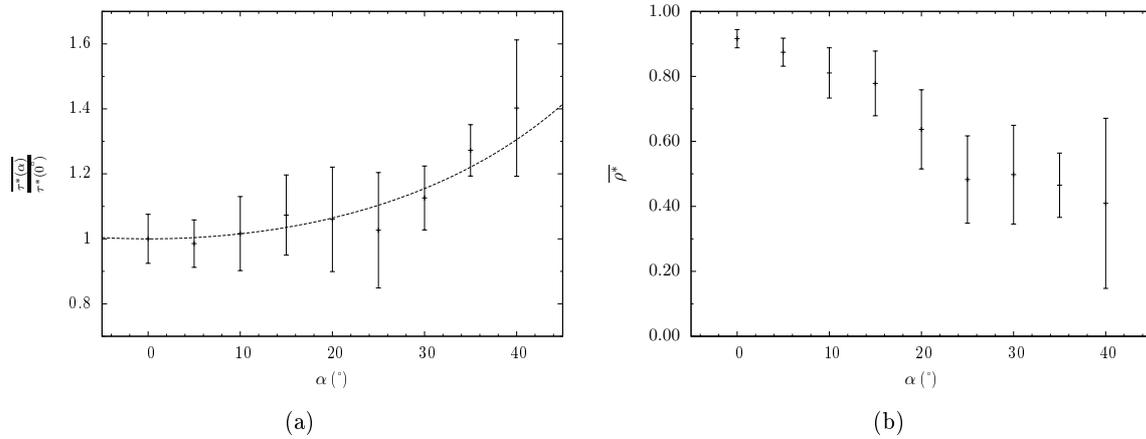


FIGURE 2.19 – (a) Retard normalisé $\frac{\tau^*(\alpha)}{\tau^*(0)}$ et (b) coefficient de corrélation ρ^* en fonction de l'angle α . (--) $\frac{1}{\cos(\alpha)}$.

la mesure dans des écoulements turbulents de fumée, dont la composante principale est peu prévisible et peut varier.

2.3.4 Bilan

Les trois études précédentes ont démontré que la CCV permettait, par rapport à l'écoulement étudié, des variations des réglages pré acquisition. En effet, les différences relevées sur τ^* et ρ^* en fonction de la variation de :

- l'écartement ϵ indique que la technique autorise une grande aisance dans le choix de l'écartement, si tant est que la résolution temporelle avec les paramètres choisis soit cohérente avec la vitesse recherchée ;
- l'angle des thermocouples par rapport à l'axe de l'écoulement sont minimales, tout du moins jusqu'à un angle de 10° ;
- la fréquence d'acquisition f_e sont faibles, à condition que la période choisie est bien inférieure, au moins une dizaine de fois, à la limite temporelle imposée par le critère de Shannon pour décrire le phénomène enregistré.

Le choix de l'écartement et de la fréquence d'acquisition sont étroitement liés, et de ce choix dépendra la résolution temporelle et spatiale possible sur la vitesse obtenue par CCV. On peut néanmoins estimer un facteur d'incertitude en fonction du choix de ces paramètres. Nous l'avons dit précédemment, l'écartement est soumis à une incertitude de mesure de 0,5 %. Quant à l'incertitude sur le retard τ^* , elle est soumise à une incertitude au niveau de la détection du maximum de corrélation, relative à la fréquence d'acquisition. Dans l'éventualité d'une erreur d'un pas d'acquisition, le retard τ^* sera décalé de $\frac{1}{f_e}$. L'incertitude (en %) peut être exprimée sous la forme suivante :

$$\Delta\tau = \frac{1}{f_e \cdot \tau} \cdot 100 \quad (2.8)$$

Si nous nous référons à l'équation 2.8, le choix d'une fréquence d'acquisition plus faible implique une augmentation importante de l'incertitude sur τ^* . En cela, le critère de Shannon est un bon indicateur de la justesse du choix de la fréquence d'acquisition par rapport aux phénomènes temporelles recherchés. Ainsi, pour cette plage de retard de quelques dizaine de millisecondes, les fréquences d'acquisition les plus faibles, 100 Hz et 1 000 Hz ne permettent pas d'avoir une résolution temporelle fine pour le calcul des retards τ^* et génèrent des incertitudes allant de 8 % à 50 %. Dès que l'on augmente la fréquence d'acquisition, l'incertitude relative diminue fortement. Nous atteignons 3,3 % d'incertitude à la fréquence de 2 000 Hz. Nous nous fixons comme objectif d'atteindre 3 % d'incertitude lors du déploiement de la CCV.

2.4 Influence des paramètres de post-traitement des données CCV

2.4.1 Fréquence de sortie

Précédemment, nous avons vu, que pour notre installation expérimentale et avec le couple de réglage [fréquence ; écartement] de [2000 Hz ; 20 :100 mm], les résultats des calculs bénéficiaient d'une faible marge d'erreur sur une dizaine d'expériences menées.

Le protocole mis en place en début de chapitre prévoit des mesures de température durant 60 s pour disposer, après post-traitement d'un seul retard τ^* soit une fréquence de sortie f_s de données CCV égale jusqu'ici à $1/60 = 0,016$ Hz. À ce stade des réflexions, l'essentiel des efforts va être concentré sur l'augmentation de la fréquence de sortie afin de se rapprocher de 1 Hz. Pour cela, nous découpons le signal en plusieurs signaux rendus indépendants les uns des autres, tel que schématisé sur le graphique 2.20.

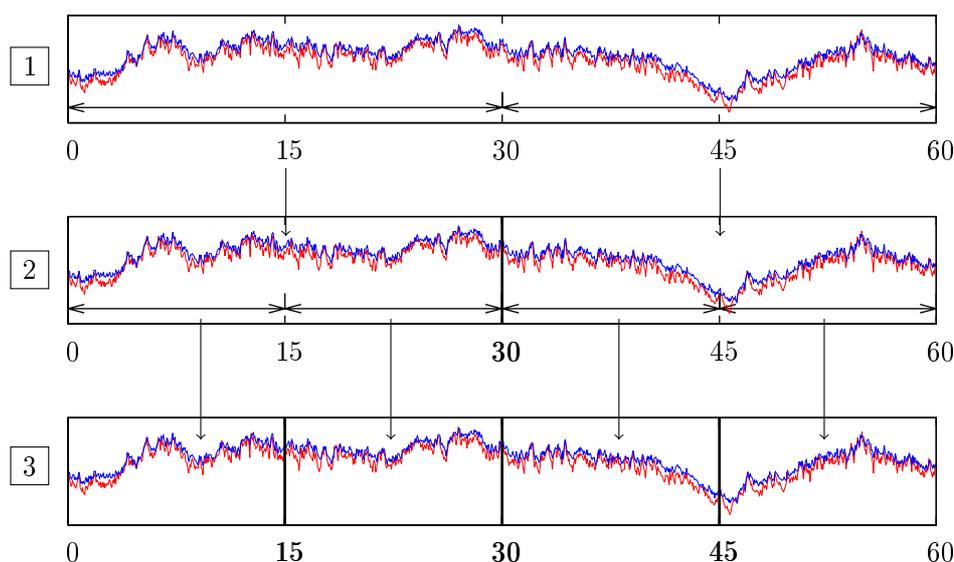


FIGURE 2.20 – Schématisation du découpage des signaux pour augmenter f_s . étape 1 : signaux de bases enregistrés sur 60 s, 1 intervalle de 60 s, $f_s = 0,016$ Hz. étape 2 : 2 intervalles de 30 s, $f_s = 0,033$ Hz. étape 3 : 4 intervalles de 15 s, $f_s = 0,066$ Hz.

Le découpage des signaux se fait selon la fréquence de sortie voulue. Typiquement, pour une fréquence de sortie voulue égale à 1 Hz, le signal total est découpé en sous signaux de 1 s. Ils sont ensuite traités comme des événements indépendants ce qui nous permet d'obtenir un couple ρ^* et τ^* pour chaque sous-signal, soit 60 couples de données pour un enregistrement de 60 s.

En modifiant f_s , il est maintenant possible d'avoir accès à un couple τ^* et ρ^* par seconde ; y-a-t'il un effet de l'augmentation de la fréquence de sortie sur ces valeurs ? Afin de le vérifier, nous avons utilisé pour cela un des enregistrement réalisé précédemment sur un panache à vitesse constante, à 2000 Hz, avec ϵ fixe de 40 mm et durant 60 s, couple de réglage ayant permis d'obtenir les meilleurs résultats. Par découpage avec des temps différents nous en déduisons le tableau 2.2 suivant.

| f_s | Nombre de valeurs calculées pour 60 s d'acquisition | $\overline{\tau^*}$ (en ms) | σ_{τ^*} (en ms) | $\overline{\rho^*}$ (en %) | σ_{ρ^*} (en %) | Ratio valeurs fausses (en %) |
|---------------|---|-----------------------------|---------------------------|----------------------------|--------------------------|------------------------------|
| 1/60=0,016 Hz | 1 | 37,5 | 0,0 | 89,6 | 0,0 | 0,0 |
| 1/30=0,033 Hz | 2 | 37,7 | 1,0 | 90,8 | 2,0 | 0,0 |
| 1/15=0,066 Hz | 4 | 37,6 | 2,0 | 90,5 | 4,2 | 0,0 |
| 1/10=0,100 Hz | 6 | 37,8 | 3,0 | 89,4 | 6,5 | 0,0 |
| 1/5=0,200 Hz | 12 | 37,8 | 4,0 | 90,2 | 5,8 | 0,0 |
| 1/2=0,500 Hz | 30 | 36,4 | 5,0 | 87,8 | 4,5 | 6,6 |
| 1/1=1 Hz | 60 | 38,1 | 7,0 | 88,2 | 6,5 | 18,3 |
| 1/0,5=2 Hz | 120 | 30,5 | 10,0 | 90,7 | 5,6 | 66,6 |

TABLE 2.2 – Évolution du retard et du coefficient de corrélation selon la valeur de la fréquence de sortie f_s .

À une fréquence de sortie choisie, nous obtenons [(durée du signal) · f_s] couples de valeurs sur ce même enregistrement. Il est donc possible de calculer les moyennes et les écarts type de τ^* et ρ^* . L'augmentation du nombre de valeurs par augmentation de la fréquence de sortie et conservation de la même durée d'acquisition (signaux enregistrés durant 60 s) entraîne obligatoirement une dispersion des données de sortie plus importante. Les moyennes calculées avec des fréquences de sortie plus importantes restent cohérentes, au niveau des écarts types et convergent vers la moyenne calculée avec une fréquence de sortie de 0,016 Hz.

Nous observons dans le tableau 2.2 que, au fur et à mesure que nous augmentons la fréquence de sortie, les écarts types σ du retard et du coefficient de corrélation augmentent. Les valeurs moyennes ne sont que très peu influencées, à part lorsque $f_s = 2$ Hz. Par contre nous constatons une importante augmentation du nombre de valeurs fausses. Elles sont détectées via une phase de filtrage après calcul des résultats de corrélation en fonction de la fréquence de sortie. Plusieurs critères sont pris en compte pour filtrer les valeurs fausses. Un retard moyen sur l'ensemble de la série est calculé, si la taille de l'enregistrement permet d'obtenir un nombre suffisant de données de sortie τ^* . Chaque retard obtenu est comparé à la moyenne. Un retard ayant un écart supérieur à 40 % par rapport à la valeur moyenne est supprimé automatiquement. Nous choisissons 40 % pour coïncider avec la fourchette haute de l'intensité turbulente comprise entre 30 et 40 %, mesurée lors de la caractérisation de l'écoulement (résultat dans le paragraphe 2.2). Le coefficient de corrélation est lui aussi examiné. Les précédentes expériences ont permis

d'établir des coefficients de corrélation très haut, autour de 90 % en moyenne. Généralement, les mauvaises corrélations sont jugées inférieures à 50 %. Mais pour faire un ratio avec les fortes corrélations moyennes obtenues et rester cohérent avec les précédentes remarques, cf. 2.3.2, nous choisissons d'appliquer un seuil à 60 % de corrélation. Les valeurs en dessous de ce seuil sont supprimées. Ce filtrage après obtention des résultats est appliqué lors de mesures PIV, où il est courant de voir apparaître des « vecteurs faux » après intercorrélation des fenêtres d'interrogations. Ces vecteurs faux sont remplacés par un vecteur des déplacements médians ou moyens par rapport à l'ensemble de la fenêtre. Ici, nous supprimons simplement l'information. Les valeurs fausses ne sont pas prises en compte lors des calculs des valeurs moyennes et des écarts types.

L'augmentation de la fréquence de sortie implique que le calcul du coefficient de corrélation soit fait sur une quantité de données moins importante. Plus la quantité de données est importante, plus le calcul de corrélation est basé sur un grand nombre d'épisodes turbulents. Ce calcul fait sur un grand nombre d'épisodes est représentatif d'un retard « moyen » sur la durée de l'enregistrement. À l'inverse, plus la fréquence de sortie augmente, moins nombreux sont les points d'acquisition et donc par la même occasion, d'événements. La diminution du nombre de points dans le calcul de la corrélation fait que la moindre distorsion entre les signaux a un poids plus important. Une approche statistique facilite la compréhension. Lorsque nous calculons une moyenne sur un nombre d'échantillons donné n , la précision de la moyenne est directement reliée au nombre d'échantillons. En dessous d'un certain seuil, la moyenne est susceptible d'être « polluée » par des valeurs indésirables. Plus le nombre d'échantillons est petit, moins la moyenne est stable (plus de dispersion, augmentation de l'écart type). Ainsi, l'augmentation de la fréquence de sortie, en d'autres termes la diminution du nombre de points pour le calcul de corrélation explique en partie que les écarts types augmentent, que le nombre de valeurs fausses augmente et que les valeurs moyennes ne soient plus cohérentes au delà d'une certaine fréquence de sortie.

Cependant, il faut nuancer nos propos. Les moyennes et écarts types obtenus pour une fréquence de sortie de 1 Hz restent satisfaisants par rapport aux valeurs de départ prises comme référence, à $f_s = 0,016$ Hz.

À la vue du tableau précédent, nous nous demandons maintenant si, l'augmentation de f_s a une influence sur les résultats précédents, surtout vis à vis de la variation de la fréquence d'acquisition, vu à la section 2.3.1, et de l'écartement, section 2.3.2. Pour cela, nous allons reprendre une des séries d'essais pour comparer les résultats en fixant une fréquence de sortie $f_s = 1,0$ Hz. Les résultats sont consignés dans les graphiques 2.21 et 2.22.

Quelques précisions doivent être données pour une meilleure analyse. Auparavant, les graphiques des figures 2.14, 2.15 et 2.16 regroupaient les résultats de 10 essais pour chaque configuration examinée. Les moyennes et écarts types étaient donc obtenus à partir de la répétabilité de ces dix essais. Les points représentés sur les graphiques 2.21 et 2.22 sont le résultat d'un seul des essais choisis dans la liste de ceux effectués pour les travaux précédents avec les caractéristiques annoncées dans le paragraphe plus haut. Les moyennes et écarts types résultent de l'augmentation de la fréquence de sortie f_s . En effet, comme vu précédemment, sur un enregistrement de 60 s et pour une fréquence de sortie égale à 1 Hz, nous obtenons 60 couples d'informations ρ^* et τ^* . Les moyennes et écarts types sont donc déduits à partir de ces 60 informations. De plus, les graphiques 2.21 (c) et 2.22 (c) montrent le pourcentage de points faux, selon les critères vus précédemment dans le texte. Le constat est le même que dans les sections précédentes excepté que les écarts types sont plus importants. Les valeurs moyennes restent elles cohérentes. La fréquence d'acquisition ne semble pas jouer de rôle sur les résultats même avec une fréquence de

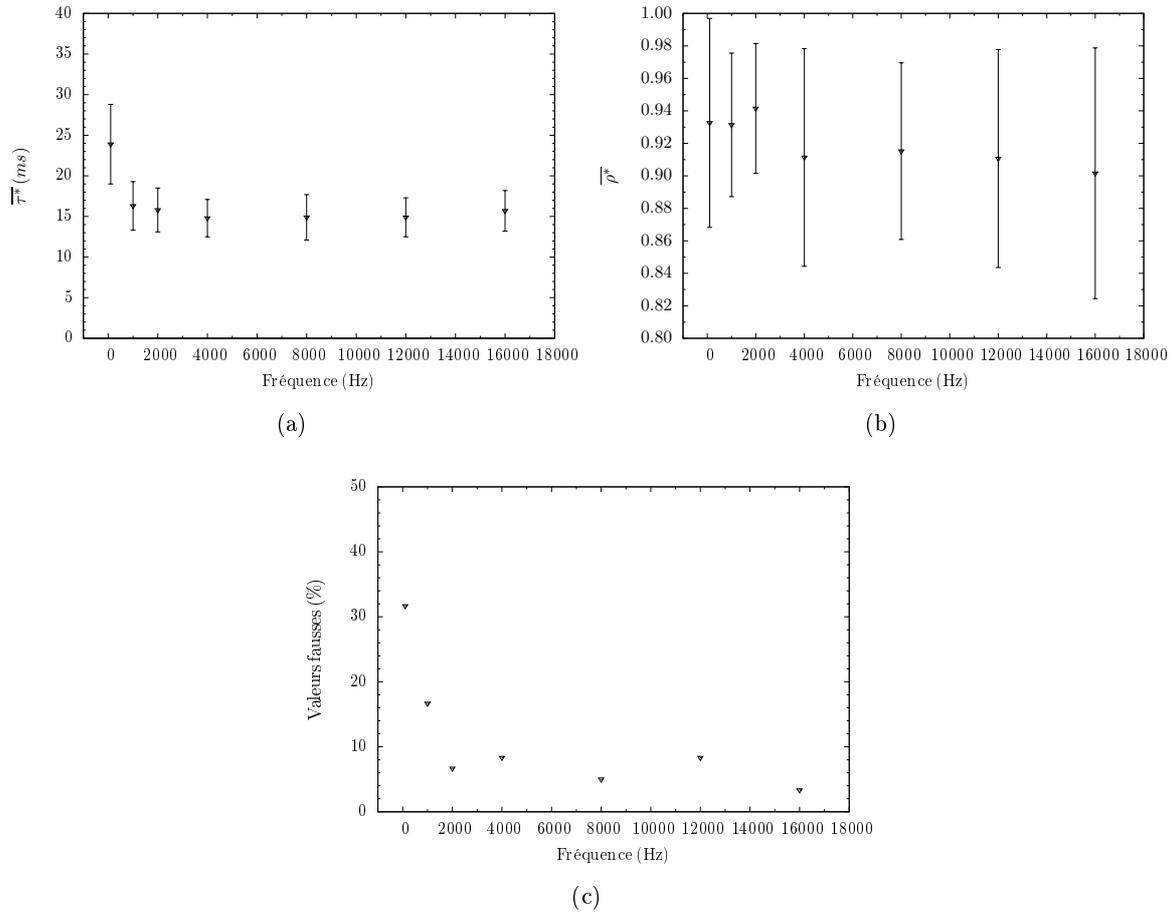


FIGURE 2.21 – Effet de l’augmentation de $f_s = 1$ Hz par rapport à différentes fréquences d’acquisition.

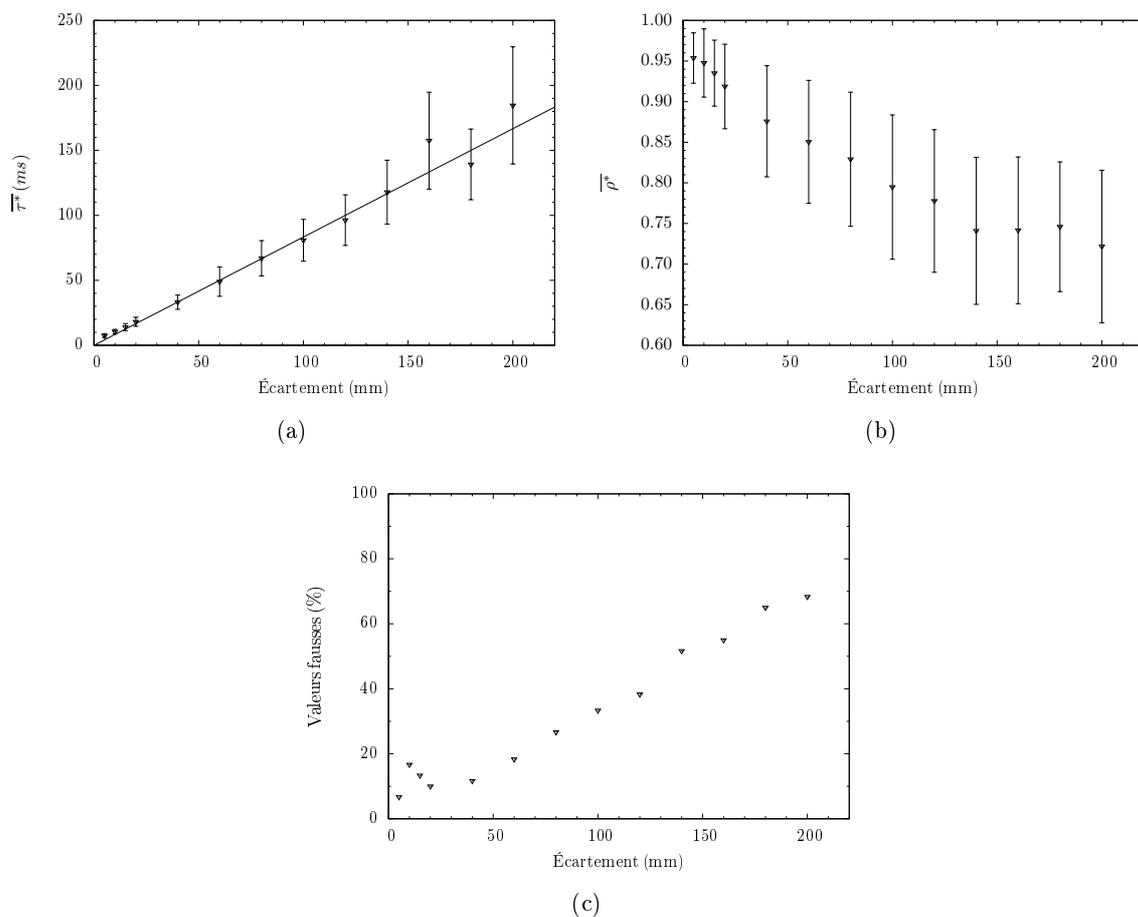
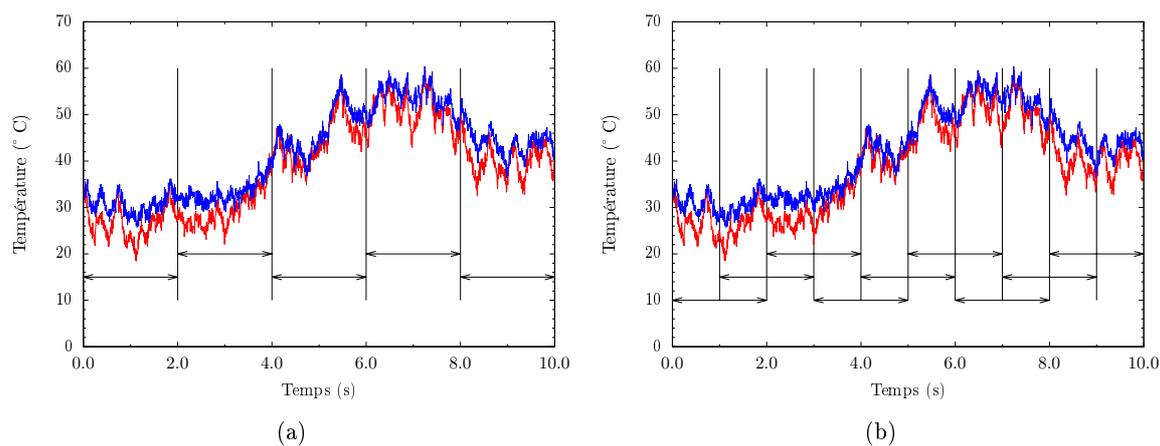
sortie plus élevée. Le comportement de la réponse par CCV en faisant varier l’écartement est similaire entre une fréquence de sortie de 1 Hz et une fréquence de sortie de 0,016 Hz (cf. figures 2.16 et 2.15). Les écarts types sont plus importants pour les raisons vues plus tôt. Des fenêtres de corrélation plus longues permettent de fiabiliser la mesure mais toutes fluctuations de vitesses inférieures au temps de recouvrement sont lissées dans un retard moyen.

Ainsi, augmenter la fréquence de sortie nuit, dans une certaine mesure, à la précision des données de sortie ρ^* et τ^* du fait que le calcul de corrélation est effectué sur un plus petit nombre d’épisodes.

2.4.2 Recouvrement des signaux

Un moyen de combiner une fréquence de sortie élevée et un calcul d’intercorrélation sur un grand nombre d’échantillons est d’introduire le paramètre de recouvrement Δ_{rec} . Il nous permet de faire se chevaucher les intervalles sur lesquels nous effectuons le calcul d’intercorrélation dans l’algorithme de post-traitement, comme illustré sur la figure 2.23.

Le graphique 2.23 (a) représente la technique utilisée jusqu’ici pour discrétiser en intervalles le signal de base afin d’effectuer le calcul d’intercorrélation sur chacun de ces intervalles. Cet

FIGURE 2.22 – Effet de l'augmentation de $f_s = 1$ Hz par rapport à différents écartements.FIGURE 2.23 – Signaux de températures du thermocouple 1 (—) et du thermocouple 2 (—). (a) Technique de discrétisation des mesures utilisées, $f_s = 0,5$ Hz. (b) Technique de discrétisation des mesures utilisant la méthode de recouvrement, $f_s = 1$ Hz et $\Delta_{rec} = 2$ s. Les flèches délimitent l'étendue des intervalles pour le calcul des coefficients d'intercorrélations.

exemple montre des signaux enregistrés pendant 10 s. La fréquence de sortie est égale à 0,5 Hz, l'enregistrement est partitionné en 5 intervalles de 2 s. Après post-traitement, chaque intervalle

| f_s | Δ_{rec} | Nombre de valeurs calculées pour 60 s d'acquisition | $\overline{\tau^*}$ (en ms) | σ_{τ^*} (en ms) | $\overline{\rho^*}$ (en %) | σ_{ρ^*} (en %) | Ratio valeurs fausses (en %) |
|----------|----------------|---|--------------------------------|------------------------------|-------------------------------|-----------------------------|---------------------------------|
| 1/1=1 Hz | 1 | 60 | 38,1 | 7,0 | 88,2 | 6,5 | 18,3 |
| 1/1=1 Hz | 2 | 59 | 37,2 | 6,5 | 88,1 | 5,2 | 5,1 |
| 1/1=1 Hz | 5 | 55 | 37,4 | 4,4 | 89,8 | 4,7 | 0,0 |

TABLE 2.3 – Tableau résumé des différences constatées avec plusieurs valeurs de Δ_{rec} .

permet d'accéder au retard du thermocouple 2 sur le thermocouple 1 durant cette période. La solution, graphique 2.23 (b), est d'intégrer le paramètre de recouvrement Δ_{rec} . Cette astuce simple permet de travailler sur des temps de corrélation plus longs par recouvrement des intervalles de corrélation, tout en augmentant la fréquence de sortie. Le paramètre de recouvrement permet de gérer le décalage entre chaque intervalle de corrélation. Ce paramètre peut être modifié à la guise de l'utilisateur et peut être supérieur, inférieur ou égal au temps de corrélation. Dans cet exemple, la fréquence de sortie est égale à 1 Hz et le recouvrement est de 2 s. Ainsi, de $N=5$ valeurs obtenues avec la méthode conventionnelle, nous passons à $N=9$ valeurs. Plus généralement, on utilise :

$$\begin{cases} \text{si } \frac{1}{f_s} \geq \Delta_{rec}, \text{ alors } N = \text{Durée d'acquisition} \cdot f_s \\ \text{si } \frac{1}{f_s} < \Delta_{rec}, \text{ alors } N = \text{Durée d'acquisition} - \Delta_{rec} + \frac{1}{f_s} \end{cases} \quad (2.9)$$

Le recouvrement des données permet d'obtenir un nombre bien plus important de couples ρ^* et τ^* par rapport à une technique de post-traitement conventionnelle. Mais la multiplication de l'information ne se ferait elle pas au détriment de la qualité de ces informations ? Pour cela, nous avons repris les résultats du tableau 2.2, en y insérant le paramètre de recouvrement. Les comparaisons sont inscrites dans le tableau 2.3.

L'efficacité du recouvrement est prouvée par le tableau 2.3. Nous constatons que lorsque le recouvrement augmente, les moyennes et écarts types restent comparables à la valeur obtenue à $f_s = 1$ Hz et $\Delta_{rec} = 1$ s. Par contre, le pourcentage de valeurs fausses chute de 18 % à 0 % pour un recouvrement de 5 s. Le temps de recouvrement ne doit pas être trop important au risque de perdre le caractère « instantané » de la mesure par CCV en prenant en compte des événements bien antérieurs.

Il est donc possible d'augmenter fortement la fréquence de sortie et d'obtenir des résultats avec une précision satisfaisante. L'augmentation de la fréquence de sortie associée à un recouvrement des données ont permis de calculer un retard τ^* par seconde.

2.5 Conclusion

Après avoir présenté la CCV dans un premier temps et avoir mis l'accent sur l'importance du choix de thermocouples fins, ce deuxième chapitre a permis d'étudier les effets de la variation de certains réglages sur la réponse de la technique dans un écoulement d'air chauffé connu. On a ainsi pu constater que la réponse du système était peu dépendante de la fréquence d'acquisition à condition qu'elle soit supérieure au critère fixé par le théorème de Shannon. Par contre le choix

de l'écartement est plus délicat et entraîne des différences notables sur la réponse de la CCV. L'angle entre les thermocouples est aussi un facteur influant. Cependant, sur ce type d'écoulement, on trouve facilement des plages de réglages optimales permettant d'obtenir des résultats cohérents. L'étendue de ces plages est plutôt confortable, quelques centimètres pour ϵ et environ 20° pour l'angle α .

Ensuite, nous nous sommes intéressés aux paramètres de post-traitement et en particulier sur le réglage de la fréquence de sortie f_s des données issues du traitement de CCV. Augmenter la fréquence de sortie de la CCV jusqu'à 1 Hz permet de crédibiliser cette technique de mesure pour une utilisation lors d'essai incendie, si on la compare à une sonde de McCaffrey ayant une résolution temporelle similaire. On constate cependant que plus f_s augmente, plus la dispersion des moyennes et des écarts type de τ^* et ρ^* est importante et plus le nombre de valeurs fausses croît. Mais l'introduction du paramètre de recouvrement permet de pallier à la chute de la confiance en la mesure se manifestant par une dispersion du coefficient de corrélation.

Cette étude a été menée sur des tests effectués à une vitesse et une température constante (Reynolds constant). Les résultats permettent de donner une tendance, mais certaines données d'entrée seront forcément à adapter à la vitesse du fluide à mesurer. Lorsque le nombre de Reynolds du fluide augmentera, le couple de paramètre d'entrée [f_e ; ϵ] devra être modifié. La fréquence d'acquisition devra être revue à la hausse pour continuer à avoir une discrétisation temporelle des signaux de température importante en fonction de la vitesse du fluide. La plage des écartements donnant le maximum d'efficacité à la réponse sera sans doute translatée vers des valeurs plus importantes. L'incertitude relative de τ^* devra rester faible.

Ces résultats obtenus en laboratoire posent les bases de la technique. D'autres expérimentations doivent déterminer si la CCV est apte à réaliser des mesures dans des conditions différentes de vitesses et de températures, plus hostiles. Le chapitre suivant permettra d'en juger.

Chapitre 3

Validation et application de la méthode CCV

Sommaire

| | |
|---|-----------|
| 3.1 Mesures en laboratoire | 62 |
| 3.1.1 Banc expérimental et dispositifs de mesure | 62 |
| 3.1.2 Mesures dans un écoulement stationnaire | 62 |
| 3.1.2.1 Profil de vitesse | 62 |
| 3.1.2.2 Exploration d'une plage de vitesse | 64 |
| 3.1.3 Mesures dans un écoulement transitoire | 69 |
| 3.1.4 Bilan | 74 |
| 3.2 Mesures dans un caisson | 74 |
| 3.2.1 Protocole expérimental | 75 |
| 3.2.2 Simulation numérique | 77 |
| 3.2.3 Résultats des mesures | 80 |
| 3.2.4 Bilan | 84 |
| 3.3 Mesures à grande échelle | 84 |
| 3.3.1 Présentation du tunnel et du protocole expérimental | 84 |
| 3.3.2 Résultats des mesures | 86 |
| 3.3.3 Bilan | 89 |
| 3.4 Conclusion | 89 |

Le chapitre précédent a permis d'étudier la variation des paramètres dans un écoulement maîtrisé. Nous avons ainsi pu observer :

- qu'il existait une plage d'écartement assez étendue pour laquelle les moyennes et les écarts types étaient proches ;
- que la fréquence d'acquisition choisie devait permettre de minimiser l'incertitude de détection du maximum, en référence à l'équation 2.8 en deçà de 3 % ;
- que l'angle entre les thermocouples par rapport à la direction privilégiée de l'écoulement devait être inférieur à 20 °.

Les mesures précédentes ont été réalisées dans des écoulements, contrôlés, stationnaires à faible vitesse, où la répétabilité des essais a fait office de moyen de comparaison entre les différentes configurations testées.

Le but de ce chapitre est maintenant de confronter la CCV à d'autres techniques réputées fiables, précises et/ou traditionnellement utilisées pour réaliser ces mesures de vitesse dans des écoulements stationnaires ou transitoires, présentant de forts gradients thermiques. Nous comparerons les mesures CCV avec d'autres faites à l'aide d'un dispositif LDV, déjà utilisé dans le chapitre 2, ainsi qu'un tube de Pitot, et un anémomètre à hélices. Ces deux dernières sont employées couramment par Efectis lors d'opération sur le terrain. Nous utiliserons la simulation numérique comme aide à la décision au placement du capteur CCV et comme moyen de comparaison qualitatif. La sonde CCV sera déployée dans de multiples configurations, du banc expérimental en laboratoire présenté dans le chapitre précédent, à la grande échelle, dans un tunnel routier, en passant par l'échelle intermédiaire, dans un caisson d'entraînement de l'Institut de FORMation à la Prévention et à la SEcurité (IFOPSE).

3.1 Mesures en laboratoire

3.1.1 Banc expérimental et dispositifs de mesure

Le banc expérimental utilisé pour ces mesures est le même que celui déjà employé dans le chapitre précédent. Ce banc permet d'explorer des écoulements ayant une large plage de vitesse allant de 0,5 à 10 m·s⁻¹ et de générer des écarts de températures jusqu'à 100 °C. On cherche à savoir, dans cette partie, si la précision de la CCV est comparable à d'autres techniques de mesures pour des mesures dans des écoulements stationnaires et instationnaires.

3.1.2 Mesures dans un écoulement stationnaire

3.1.2.1 Profil de vitesse

La première démarche consiste à vérifier les profils de vitesses horizontaux et verticaux obtenus dans le jet chaud, lors de la phase de caractérisation du banc expérimentale.

Les mesures CCV sont réalisées aux mêmes points que les mesures LDV du chapitre précédent. Selon le principe de la mesure par CCV, la vitesse est constante dans la zone entre les thermocouples. Pour les comparaisons avec les techniques de mesures, nous supposons que la vitesse obtenue avec la technique CCV est localisée ponctuellement au milieu de la paire de thermocouples utilisée. L'écoulement étant stationnaire, cela permet de dissocier temporellement les deux types de mesures, en premier les mesures LDV puis les mesures par CCV. La dissociation

temporelle fait apparaître une incertitude de mesure due au positionnement des deux techniques. L'incertitude reste maîtrisée grâce à l'utilisation d'un télémètre laser précis à la deuxième décimale.

La CCV est paramétrée en tenant compte des précédentes constatations sur les effets de la fréquence d'acquisition et de l'écartement. Nous choisissons donc $f_e = 10\,000$ Hz et $\epsilon = 40$ mm afin de limiter l'incertitude de détection du τ^* pour les vitesses les plus élevées. Les points des profils verticaux et horizontaux sont récupérés aux mêmes altitudes et selon le diamètre de l'écoulement. Les enregistrements de 60 s sont répétés 3 fois. La fréquence de sortie f_s est fixée à 1 Hz. Les valeurs moyennes et les écarts types de chaque enregistrement sont représentés graphiquement. L'écoulement étudié étant similaire au précédent chapitre, les paramètres de post-traitement sont fixés avec les mêmes seuils que ceux utilisés jusqu'ici soit une suppression des valeurs dont le pourcentage de corrélation est inférieur à 60 % et une différence du temps de transit τ^* supérieur à 40 % par rapport à la moyenne sur l'enregistrement.

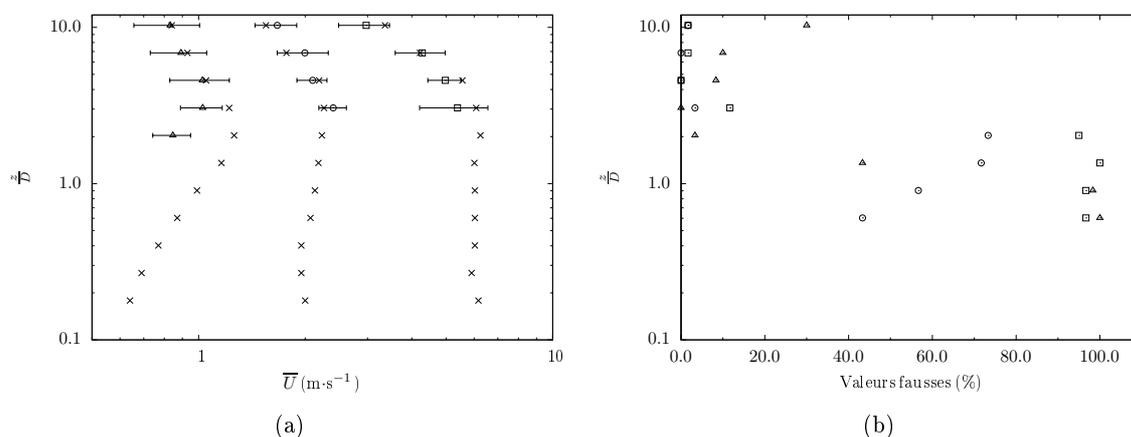


FIGURE 3.1 – (a) Profil vertical de vitesse moyenne mesuré avec la CCV. (b) Pourcentage de valeurs fausses suivant la hauteur adimensionnée. (\square) $U = 6,0$ m·s⁻¹. (\odot) $U = 2,0$ m·s⁻¹. (\triangle) $U = 0,6$ m·s⁻¹. (\times) mesures LDV graphique 2.10.

On peut constater que les profils verticaux calculés avec la CCV suivent ceux obtenus avec la LDV, cf. figure 2.10 (a). Au delà des différences moyennes constatées inférieures à 10 %, c'est surtout l'absence de réponse de la CCV pour les plus basses altitudes, inférieures à $2 \cdot D$ (avec D le diamètre d'éjection) qui est marquante. La figure 3.1 (b) confirme que la CCV n'est pas efficace en dessous d'une altitude $2 \cdot D$ au dessus de l'éjection. En effet, pour les points en dessous de cette altitude, le pourcentage de valeur supprimé à l'aide du post-traitement est compris entre 40 et 100 % par rapport à l'ensemble de points possibles avec $f_s = 1$ Hz. En faisant le parallèle avec les instabilités turbulentes obtenues avec la LDV, figure 2.10 (b), on peut constater que la CCV commence à réagir de façon précise lorsque l'instabilité turbulente du jet dépasse 20 %. Le principe même de la CCV est donc en adéquation avec ces résultats. Basée sur la détection de structures cohérentes de l'écoulement, la CCV semble inefficace lorsque l'instabilité turbulente est trop faible. Typiquement pour un jet chaud comme celui-ci, il ne faut pas que l'intensité turbulente soit inférieure à 20 %.

Le profil horizontal du jet est aussi examiné avec la CCV. Les résultats sont fournis sur la figure 3.2.

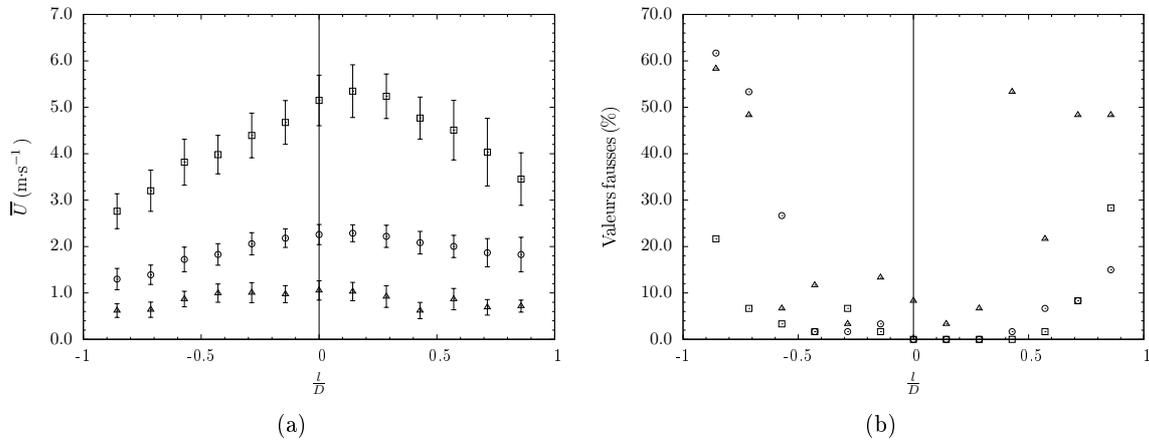


FIGURE 3.2 – (a) Profil horizontal de vitesse moyenne mesuré avec la CCV. (b) Pourcentage de valeurs fausses suivant la largeur adimensionnée. (\square) $U = 6,0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. (\circ) $U = 2,0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. (\triangle) $U = 0,6 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

On remarque que la CCV est encore une fois très proche de la LDV (cf. figure 2.11 (a)). L'écart est de l'ordre de 10 %. Cependant, on peut observer que lorsqu'on s'écarte de plus de 50 % du centre de l'écoulement, le pourcentage de valeurs fausses augmente considérablement passant de moins de 5 % en moyenne à plus de 30 %. La précision de la CCV, par rapport aux résultats de LDV, est affectée au delà de cette zone avec des différences allant jusqu'à 40 % entre les deux techniques pour la vitesse d'éjection la plus élevée, à 20 % pour la vitesse d'éjection la moins élevée, $0,6 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

Nous pouvons faire plusieurs remarques sur ces mesures de profils dans le jet chaud :

- la CCV doit être utilisée au delà d'un seuil d'intensité turbulente, ici 20 %, nous l'avons vu avec le profil vertical. En deçà de ce seuil, la CCV est imprécise ;
- les paramètres de la CCV utilisés dans ces mesures sont adaptés à la partie basse de la plage, $0,6$ et $2,0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ mais les écarts augmentent significativement pour la plage de vitesse la plus haute, $6,0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

La construction des profils de vitesse et la comparaison avec ceux obtenus avec la LDV constitue une première approche des mesures CCV après l'étude de sensibilité. L'exploration d'une plage de vitesse devrait corroborer les constatations précédentes. La modification de l'écartement entre les deux thermocouples est sans doute le paramètre qui permettra d'obtenir des résultats précis sur toute la plage de vitesse.

3.1.2.2 Exploration d'une plage de vitesse

La plage de vitesse est explorée plus finement à une altitude $z = 45 \text{ cm}$ au dessus de la source. On constate à cette altitude, des variations de l'intensité turbulente comprise entre 10 et 30 %. Trois techniques de mesures sont disposées dans l'écoulement, selon la figure 3.3, pour effectuer des mesures simultanées.

Un dispositif de mesures par LDV est mis en place dans l'écoulement. La vitesse moyenne est calculée sur un total de 10 000 particules croisant le volume de mesure (même critère utilisé



FIGURE 3.3 – Disposition des points de mesures LDV, Pitot et CCV dans le panache d'air chaud.

lors de la mesure des vitesses pour la construction des profils de vitesse). Le volume de mesure est placé au centre des deux thermocouples de la CCV. L'ensemencement de l'écoulement n'est plus régulier à partir de $6 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ pour espérer mesurer des vitesses supérieures avec la LDV (cf. paragraphe 2.2).

La deuxième comparaison est réalisée avec un tube de Pitot relié à un transmetteur de pression. Le transmetteur utilisé est un KIMO CP300 $\pm 300 \text{ Pa}$, gamme ajustée ici à 0-80 Pa pour explorer la totalité de la plage de vitesse voulue de 0 à $10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Un thermocouple collé à la sonde Pitot, mesure localement la température de l'écoulement afin de corriger la masse volumique. Cette correction est peu précise étant donnée la différence spatiale entre le tube de Pitot et le thermocouple. Le tube de Pitot est placé au dessus du second thermocouple de telle sorte qu'il minimise l'effet intrusif de l'ensemble tube de Pitot et thermocouple sur la CCV. La conséquence directe de cette différence d'altitude induit une erreur sur la mesure avec le tube de Pitot. Cependant, l'erreur est qualifiable à 5 % grâce aux profils verticaux des vitesses obtenus précédemment.

Ces deux techniques sont choisies pour représenter, d'un côté la précision de mesure pour la LDV et de l'autre la robustesse (mesure déprimogène très fiable dans des écoulements d'air) pour le tube de Pitot.

Les paramètres de la CCV sont inchangés par rapport aux mesures des profils : $f_e = 10\,000 \text{ Hz}$, $\epsilon = 40 \text{ mm}$. Nous choisissons ce couple de paramètres pour bénéficier d'une faible incertitude de détection du retard, au sens de l'équation 2.8, sur toute la gamme de vitesse que nous voulons explorer. L'écartement de 40 mm devrait nous permettre d'explorer une grande partie de la gamme de vitesse.

La méthodologie de mesure est la suivante. Durant un laps de temps de 5 minutes, nous réglons la fréquence de rotation du ventilateur. Nous attendons 1 minute afin de s'assurer d'être dans une phase stationnaire de l'écoulement. Les dimensions de la maquette étant faibles, cette phase ne dure en réalité que quelques secondes selon la vitesse du fluide. En effet, le taux de

renouvellement d'air est très grand, d'environ 250 volume/heure à $1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, donc les modifications de l'écoulement (vitesse et/ou température) sont rapides. Les mesures simultanées permettent d'obtenir pour chaque palier de vitesse :

- 3 enregistrements de 60 secondes de CCV soit 180 valeurs avec $f_s = 1 \text{ Hz}$ et en l'absence de valeurs fausses ;
- 20 couples vitesses moyennes et écarts types pour la LDV calculés à partir d'enregistrement de 8 à 10 secondes (temps d'atteinte du seuil de 10 000 particules soit atteint) ;
- environ 240 points obtenus par l'intermédiaire du tube de Pitot dont la fréquence d'acquisition est 1 Hz.

Pour faciliter le traitement et l'analyse des résultats, nous calculons les valeurs moyennes et les écarts types des données obtenues par chaque technique de mesure et ce pour chaque palier de vitesse.

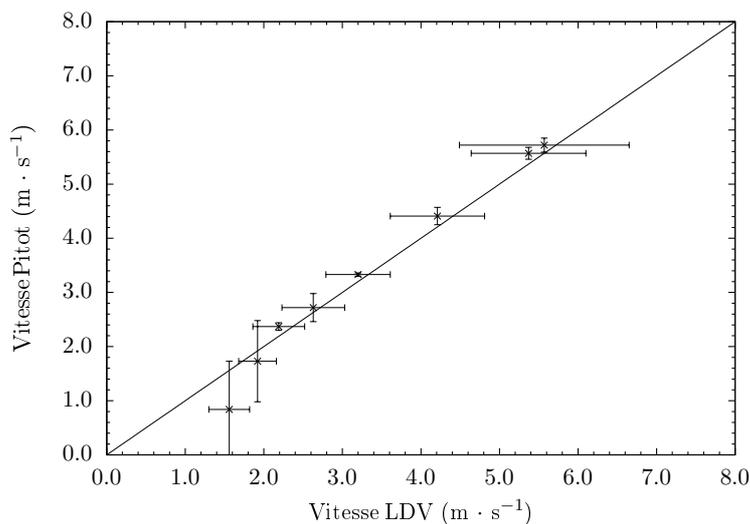


FIGURE 3.4 – Évolution de la vitesse mesurée en LDV en fonction de la vitesse mesurée à l'aide du tube de Pitot.

Dans un premier temps, nous effectuons une comparaison entre les réponses moyennes des deux techniques utilisées comme références, graphique 3.4. Nous notons des différences pour les faibles vitesses, inférieur à $2,0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. La pression variant selon le carré de la vitesse, la pression croît moins rapidement que la vitesse lorsque la valeur de la pression est inférieure à la valeur de la vitesse. Dans cette gamme de vitesse, la précision limitée du transmetteur de pression relié au tube de Pitot est mise en cause. Sur le reste de la gamme explorée, on peut constater que le tube de Pitot surestime légèrement la vitesse de 5 % par rapport à la LDV. Les écarts types obtenus avec le tube de Pitot sont par contre bien plus faibles que ceux obtenus avec la LDV. La faible sensibilité du transmetteur de pression peut être incriminée ici aussi. Le principe de mesure des deux techniques étant très différents, on admettra pour la suite que la référence, en terme de précision est la mesure LDV.

La comparaison de ces deux techniques permet d'avoir une bonne confiance en ces mesures dites de références obtenues à partir de la LDV et du tube de Pitot. On peut donc comparer les

mesures CCV avec ces références, graphiques 3.5 (a) et (b).

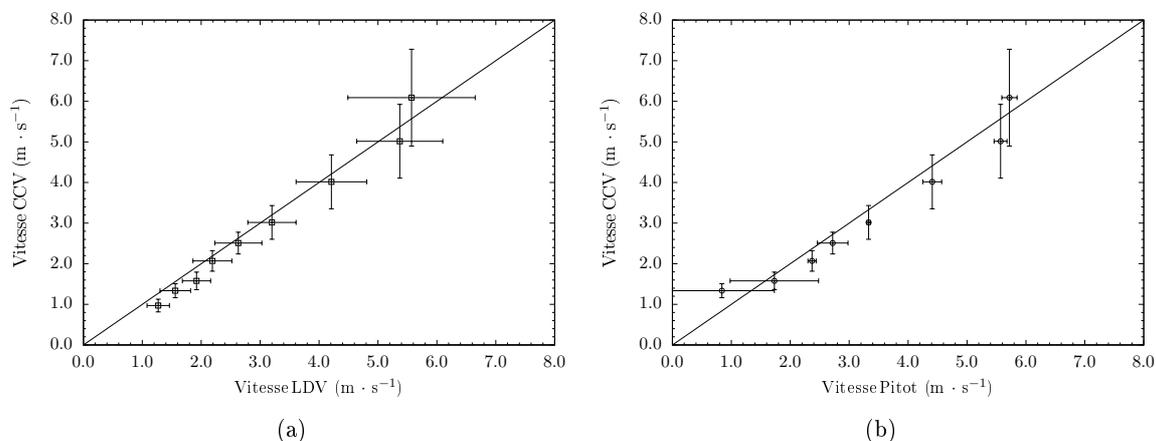


FIGURE 3.5 – (a) Évolution de la vitesse CCV en fonction de la vitesse mesurée par la technique LDV. (b) Évolution de la vitesse CCV en fonction de la vitesse mesurée par le tube de Pitot.

Les résultats devraient idéalement être proches de la droite d'équation $y = x$ (—) à 45 °, dans la gamme de vitesse explorée.

Pour les basses vitesses, inférieures à $1,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, on constate sur le graphique 3.5 (b), plus de 60 % de différence avec le tube de Pitot, à mettre en relation avec les faibles vitesses mesurées. Alors que dans le même temps, graphique 3.5 (a), la comparaison avec la LDV montre un bon accord avec la CCV. L'erreur relative entre LDV et CCV est inférieure à 20 %. Ces différences relativement importantes doivent être corrélées avec les faibles vitesses mesurées. Le tube de Pitot est par ailleurs toujours supérieur à la CCV qui elle-même suit assez bien la vitesse LDV. Cette observation nous permet de rejeter définitivement la comparaison avec le tube de Pitot à basse vitesse.

Les caractéristiques de fréquence d'acquisition et d'écartement fixées en début d'expérimentations permettent d'obtenir de bons résultats au milieu de la gamme de vitesse pour les vitesses comprises entre $1,8$ et $4,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Dans cet intervalle, les vitesses moyennes et écarts types sont comparables sur les deux techniques de mesures et resserrés autour de la valeur de référence. Les écarts entre les mesures LDV et CCV sont de l'ordre de 5 % sur cette plage. Les résultats de la comparaison avec le tube de Pitot sont plus nuancés. En effet, on observe des écarts relatifs plus importants et qui augmentent au fur et à mesure de l'augmentation de la vitesse du fluide, passant de moins de 1 % à $1,8 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ à plus de 10 % à $4,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. En plus, on constate que les mesures CCV sont toujours inférieures à celles données par le tube de Pitot, et par la LDV dans une moindre mesure, sur cette plage.

Au delà de $5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, les différences de réponses entre les techniques sont plus marquées. C'est sans doute à partir de cette limite de vitesse que l'écartement doit être augmenté. Bien que l'incertitude relative à la détection du retard τ^* ne soit que de 1,25 %, d'après l'équation 2.8, l'exploration d'une large plage de vitesse nécessite des modifications de l'écartement pour adapter la CCV aux spécifications de l'écoulement et notamment à la modification de la taille des structures cohérentes et du temps de transit entre les thermocouples qui devient nécessairement plus court.

| ϵ (mm) | Coefficient correcteur (CCV/pitot) | $\overline{\rho^*}$ (%) | % valeurs supprimées |
|-----------------|------------------------------------|-------------------------|----------------------|
| 20 | 1,23 | 86 | 3 |
| 40 | 1,09 | 85 | 1 |
| 60 | 1,03 | 76 | 1 |
| 80 | 1,01 | 72 | 6 |
| 100 | 1,00 | 69 | 17 |
| 120 | 0,99 | 69 | 29 |
| 160 | 0,97 | 68 | 58 |
| 200 | 0,93 | 70 | 77 |

TABLE 3.1 – Différences entre les vitesses issues des mesures par le tube de Pitot et par la CCV en fonction de l'écartement des thermocouples pour une vitesse d'écoulement supérieure à $5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

Nous avons donc choisi de nous placer dans des conditions de vitesse proches des conditions d'apparition des différences, c'est à dire à plus de $5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ puis nous avons fait varier l'écartement entre les thermocouples. Chaque écartement est testé 3 fois à la suite. Les signaux sont enregistrés durant 60 s à $f_e = 10\,000 \text{ Hz}$. Un tube de Pitot est placé dans l'écoulement, décalé de 2 cm sur l'axe horizontal du milieu des thermocouples. Nous choisissons cette disposition pour que l'éloignement entre les prises de vitesses du tube de Pitot et le milieu des thermocouples de la CCV soit le plus petit, afin qu'il n'y ait pas de répercussion sur les valeurs des vitesses. La comparaison entre les valeurs mesurées avec le tube de Pitot et la CCV est représentée par le coefficient correcteur qu'il faudrait appliquer à la CCV pour obtenir la valeur fournie par le tube de Pitot. Ce coefficient correcteur moyen est calculé à partir de la vitesse moyenne des trois enregistrements. Le pourcentage de corrélation moyen est la moyenne des corrélations de tous les points retenus en fin de post-traitement. Le pourcentage des valeurs qui est supprimé est calculé à partir du nombre de vitesse maximale sur un enregistrement de 60 s, à $f_s = 1 \text{ Hz}$ donc 60 vitesses en toute logique, divisé par le nombre de vitesses obtenues après post-traitement. Pour rappel, le post-traitement des valeurs fausses utilisées jusqu'ici permet de supprimer les points ayant un coefficient de corrélation inférieur à 60 % et un retard supérieur à 40 % par rapport au retard moyen obtenu sur la série de vitesse déduite de l'enregistrement. Par souci de cohérence avec le reste des mesures et avec l'écoulement examiné et notamment l'intensité turbulente, nous avons choisi de garder les mêmes paramètres de post-traitement pour toutes les expérimentations. Les résultats sont consignés dans le tableau 3.1.

On remarque d'abord que le coefficient correcteur décroît en fonction de l'augmentation de l'écartement. On constate cependant en examinant plus profondément les résultats que l'écart type des vitesses augmente passant de 0,2 à 40 mm à plus de 1,2 à 200 mm. Le coefficient correcteur moyen est donc moins stable pour les grands écartements. Les différences observées au niveau du coefficient correcteur sont inférieures à 5 % pour des écartements compris entre 60 et 160 mm. Le pourcentage de corrélation moyen est bon sur cette plage de mesure. Cependant le nombre de valeurs fausses augmente largement lorsque l'écartement dépasse 120 mm.

Comme nous pouvions nous y attendre, les pertes de cohérence des structures turbulentes nuisent à la qualité de la réponse. À l'inverse, des écartements trop faibles ne permettent pas d'obtenir un coefficient correcteur satisfaisant, par exemple 1,23 pour un écartement de 20 mm.

Le retard moyen $\overline{\tau^*}$ dans cette configuration est de l'ordre de 3 ms. Pour ces retards très faibles, ce traitement *a posteriori* devient inefficace puisque une différence jusqu'à 40 % du retard par rapport au retard moyen ne permettra pas de supprimer les points ayant conduit à de grandes vitesses, jusqu'à $14 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ maximum relevées, sur des épisodes de 1 s. Ces fortes vitesses vont impacter la vitesse moyenne calculée sur les trois enregistrements et donc le calcul du coefficient correcteur. En rendant plus sévère le critère de 40 % de différence par rapport au retard moyen et en le passant à 10 %, le coefficient correcteur est de 1,10, par contre le pourcentage de valeurs supprimées augmente à 46 %.

Remarque : Pour cette vitesse d'écoulement, ces paramètres de fréquence d'acquisition et d'écartement des thermocouples, l'incertitude sur la détection du τ^* en référence à l'équation 2.8, est de 3,5 %, supérieure au seuil de 3 % fixé dans le chapitre 2.

La combinaison de ces trois informations, coefficient correcteur par rapport à une technique référence, pourcentage de corrélation moyen et pourcentage de valeur supprimées, nous permet de définir une plage d'écartement optimal comprise entre 60 et 120 mm pour une vitesse supérieur à $5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ dans un jet chaud.

Cette partie nous a permis de mettre en exergue la nécessité de l'augmentation de l'écartement ϵ pour obtenir de bons résultats en fonction de l'augmentation de la vitesse du fluide. Le choix de surdimensionner la fréquence d'acquisition à 10 000 Hz minimise l'incertitude sur le retard τ^* sur toute la plage testée. Même si la totalité de la gamme de vitesse voulue, de 0 à $10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, n'a pas pu être explorée, les résultats précédents confirment qu'un dispositif CCV configurable avec plusieurs écartements représenterait une solution pour l'adaptabilité de la sonde sur une large plage de mesure.

La CCV semble adaptée aux mesures dans un jet chaud stationnaire. Ce type d'écoulement stationnaire étant rarement rencontré lors de mesures sur site, les prochaines mesures seront réalisées dans des écoulements instationnaires afin de connaître la capacité de la CCV à suivre la vitesse d'un écoulement.

3.1.3 Mesures dans un écoulement transitoire

On a démontré que la CCV permettait des mesures précises de vitesse moyenne sur des écoulements stationnaires. La CCV étant principalement destinée à réaliser des mesures dans des écoulements instationnaires, une comparaison en laboratoire s'avère donc indispensable afin de vérifier que le principe de mesure soit compatible avec ce type d'écoulement. En effet, la CCV est un calcul de la vitesse moyenne du fluide à partir d'épisodes turbulents antérieurs sur de courtes périodes, périodes liées à la fréquence de sortie f_s . Or sur ces courtes périodes, la vitesse du fluide varie dans un écoulement instationnaire. Comment la CCV réagira à des fluctuations de la vitesse du fluide ?

Pour ces mesures nous n'avons exploré que le cas d'une vitesse croissante du fluide et pour cela nous nous sommes basés sur le protocole suivant. Sur un laps de temps de 100 s, la fréquence de rotation du ventilateur est modifiée linéairement par pas toutes les 2 s. La vitesse de l'écoulement varie quasiment linéairement elle aussi, en conséquence de l'augmentation de la fréquence de rotation du ventilateur. Nous utilisons un tube de Pitot comme moyen de mesures comparatives. La LDV est écartée. En effet, pour rappel, la mesure par LDV est basée sur la détection d'un nombre de particules (seuil fixé à 10 000 particules) croisant le volume de mesure

pour calculer une vitesse moyenne sur ce seuil. En augmentant la vitesse de l'écoulement au gré de la mesure LDV, le temps d'atteinte de ce seuil diminuera. Les comparaisons entre les techniques de mesures seront donc plus hasardeuses.

La section précédente a été l'occasion de mettre en parallèle l'augmentation de la vitesse de l'écoulement et l'adaptation de l'écartement ϵ entre les thermocouples de la CCV. Pour balayer une plage de vitesse importante sans modifier le montage, un dispositif à trois thermocouples est installé pour réaliser les mesures, présenté sur la figure 3.6. Au total trois écartements sont paramétrés avec ce dispositif : 40, 60 et 100 mm. Ces écartements sont du même ordre de grandeur que les échelles caractéristiques de l'écoulement. Afin de ne pas introduire d'erreur de mesure supplémentaire due à la différence de hauteur des points de mesure, le tube de Pitot est déplacé horizontalement de 1 cm, comme pour les expérimentations précédentes. Sans cela, la mesure par le tube de Pitot se ferait jusqu'à 5 cm au dessus de la mesure CCV. L'erreur qui découle de cette translation horizontale est inférieure à 3 % (pour $6 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$) et même inférieure à 1 % pour les deux plus petites vitesses d'éjection, selon les profils de vitesse horizontaux mesurés. Nous pouvons observer la nouvelle configuration sur la figure 3.6.

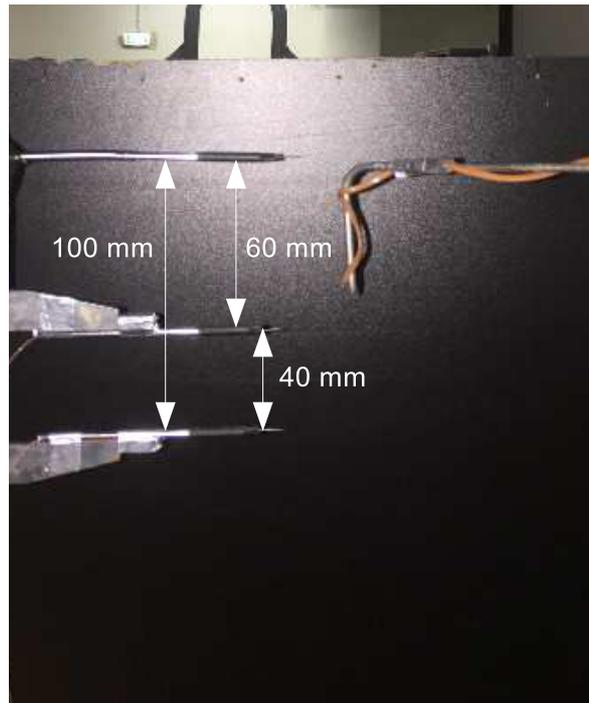


FIGURE 3.6 – Position du tube de Pitot par rapport à la CCV.

Les mesures par CCV et avec le tube de Pitot sont réalisées en continu durant les 100 s (nombre d'acquisition maximal de saturation de la mémoire interne de la centrale d'acquisition à la fréquence $f_e = 10\,000 \text{ Hz}$). Deux plages de vitesses sont examinées séparément pour changer la gamme du transmetteur de pression afin d'avoir le maximum de précision en fonction des vitesses attendues. Les essais sont répétés 3 fois. Les figures suivantes contiennent les résultats de l'exploration de la gamme de vitesse. Nous avons choisi de représenter les résultats instantanés avec $f_s = 1 \text{ Hz}$ et un recouvrement de 2 s pour limiter la dispersion, comme nous avons pu le voir au chapitre précédent.

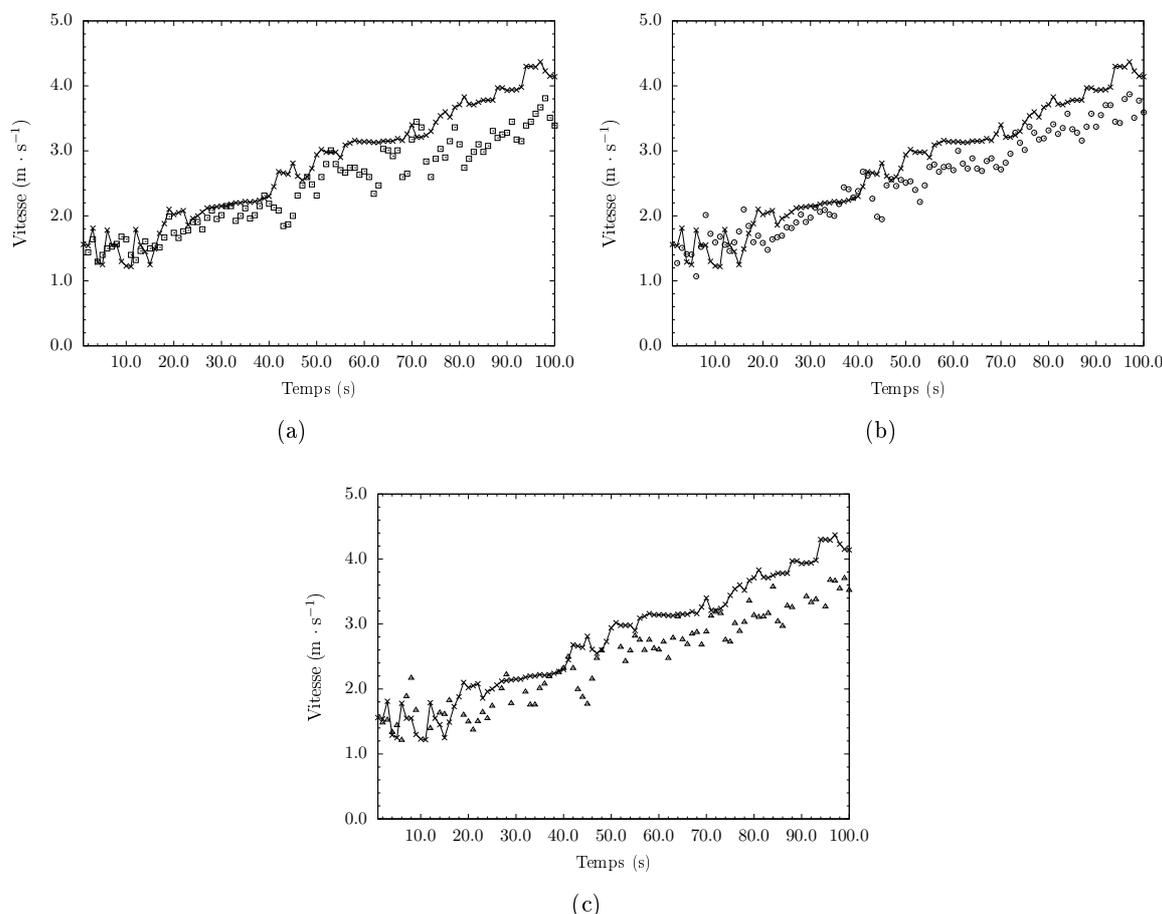


FIGURE 3.7 – Évolution de la vitesse de 1,8 à 4,0 $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ obtenue par CCV avec $f_s = 0,5$ Hz et $\Delta_{rec} = 2$ s et de la vitesse déduite des mesures Pitot (+) (a) (\square) $\epsilon = 40$ mm. (b) (\odot) $\epsilon = 60$ mm. (c) (\triangle) $\epsilon = 100$ mm.

Les graphiques 3.7 (a), (b) et (c) montrent une bonne tendance de l'évolution de la vitesse CCV par rapport aux mesures avec le tube de Pitot. Cependant, on peut calculer qu'au début de la plage étudiée, les écarts entre les deux techniques sont de 15 % avec de fortes variations pouvant aller jusqu'à 40 % sur de brefs épisodes de 2 s. Ces variations sont importantes jusqu'à 1,8 $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$, limite à partir de laquelle nous avons précédemment montré que la réponse du tube de Pitot était imprécise en comparaison avec un système LDV. Au delà de cette vitesse :

- pour $1,8 \leq U \leq 3,0$ $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$:
 - la paire de thermocouples écartée de 40 mm permet d'obtenir un coefficient de corrélation moyen de 85 %, pour un écart moyen par rapport au tube de Pitot de 7 % ;
 - la paire de thermocouples écartée de 60 mm respectivement 81 % de corrélation moyenne et 9 % d'écart moyen ;
 - la paire de thermocouples écartée de 100 mm 74 % de corrélation et 13 % d'écart.
- pour $3,0 \leq U \leq 4,0$ $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$:
 - l'écartement de 40 mm rend un coefficient de corrélation moyen de 83 %, pour un écart moyen par rapport au tube de Pitot de 14 % ;

- avec $\epsilon = 60$ mm donne 85 % de corrélation moyenne et 11 % d'écart moyen ;
- la paire de thermocouples écartée de 100 mm obtient 76 % de corrélation et 13 % d'écart.

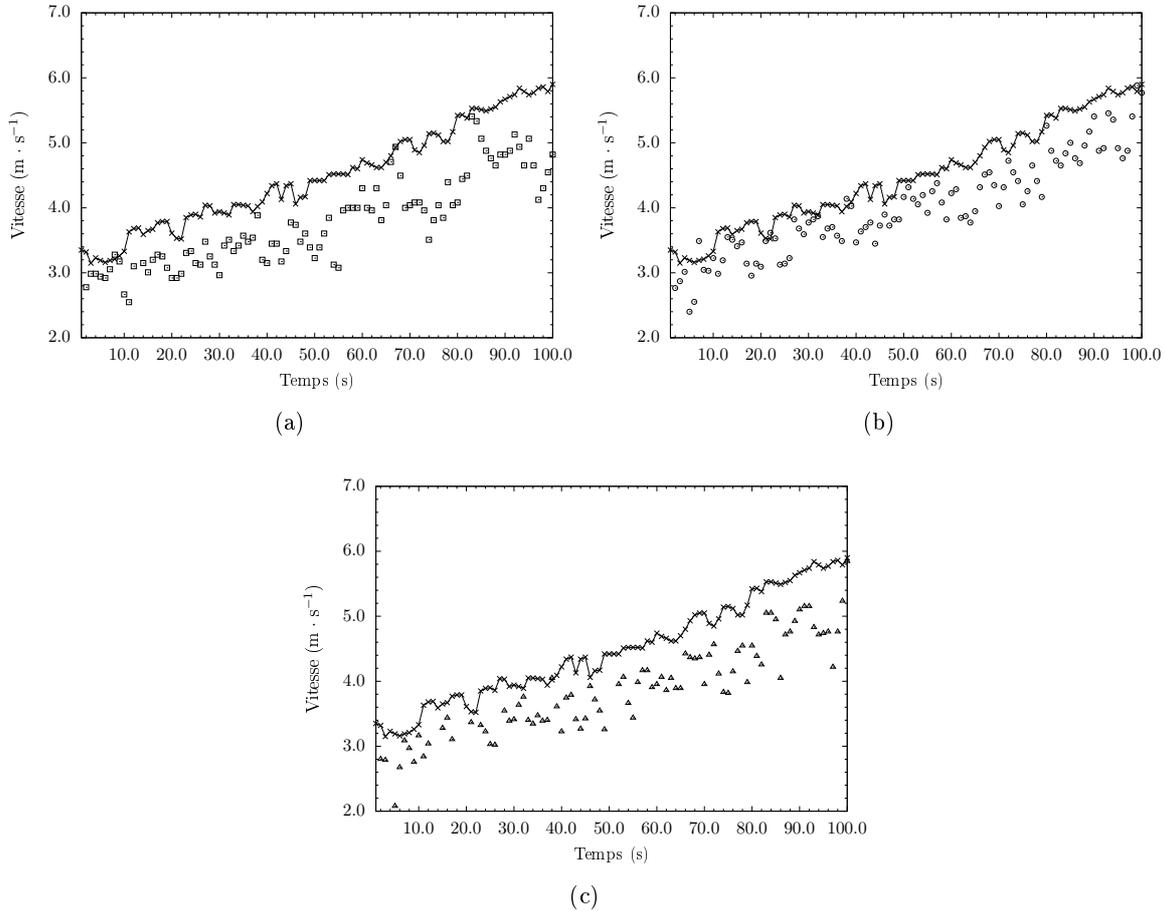


FIGURE 3.8 – Évolution de la vitesse de 3,0 à 6,0 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ obtenue par CCV avec $f_s = 0,5$ Hz et $\Delta_{rec} = 2$ s et de la vitesse déduite des mesures Pitot (+) au cours du temps. (a) (\square) $\epsilon = 40$ mm. (b) (\odot) $\epsilon = 60$ mm. (c) (\triangle) $\epsilon = 100$ mm.

Pour une seconde plage de vitesses plus importantes, correspondant au graphique 3.8 (a), (b) et (c), on calcule que :

- pour $3,0 \leq U \leq 4,0$ $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ et un écartement de :
 - 40 mm permet d'obtenir un coefficient de corrélation moyen de 84 %, pour un écart moyen par rapport au tube de Pitot de 16 % ;
 - 60 mm respectivement 83 % de corrélation moyenne et 12 % d'écart moyen ;
 - 100 mm respectivement 75 % et 16 %.
- pour $4,0 \leq U \leq 5,0$ $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ et un écartement de :
 - 40 mm permet d'obtenir un coefficient de corrélation moyen de 86 %, pour un écart moyen par rapport au tube de Pitot de 15 % ;
 - 60 mm respectivement 86 % de corrélation moyenne et 11 % d'écart moyen ;

- 100 mm respectivement 79 % de corrélation moyenne et 14 % d'écart moyen.
- pour $5,0 \leq U \leq 6,0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ et un écartement de :
 - 40 mm permet d'obtenir un coefficient de corrélation moyen de 85 %, pour un écart moyen par rapport au tube de Pitot de 17 % ;
 - 60 mm respectivement 85 % de corrélation moyenne et 11 % d'écart moyen ;
 - 100 mm respectivement 76 % de corrélation moyenne et 15 % d'écart moyen.

Le pourcentage de valeurs fausses est de 0 % pour les deux plus faibles écartements. Il culmine par contre à 15 % pour un écartement de 100 mm. L'augmentation du pourcentage de valeurs fausses en fonction de l'écartement a déjà fait l'objet de discussions. De ces expériences, on peut constater que les mesures CCV sont toujours différentes de 11 % en moyenne par rapport aux mesures faites avec le tube de Pitot (résultats faisant partie du tableau 3.2). On rappelle que le placement des sondes engendre une incertitude sur les mesures d'environ 3 %. Cette incertitude ne suffit pas à expliquer la différence moyenne de 11 %. On peut approcher graphiquement les pentes moyennes d'évolution des mesures des deux techniques. Ces pentes ont le même coefficient directeur. L'écart constaté provient bien des « niveaux » de vitesse mesurée. Malgré la répétabilité, cet écart varie très peu, plus ou moins 1 %. Après avoir testé plusieurs configurations, et notamment modifié le niveau du Pitot par rapport aux thermocouples, retourné la sonde CCV, tel que vu dans la publication de Motevalli et al. (1992), l'écart est inchangé. On envisage un défaut d'étalonnage du transmetteur de pression. N'ayant pas de banc d'étalonnage de pression à notre disposition, il nous est impossible de le corriger. Malgré cela, on peut déduire que la CCV permet globalement dans ce cas de suivre correctement l'évolution de la vitesse d'un écoulement chaud.

En complément de cette étude, on peut se poser une question supplémentaire : quelle est l'influence de la fréquence de sortie f_s ou du recouvrement sur les mesures dans des écoulements instationnaires ? Nous avons donc fait varier le recouvrement des signaux, conformément à la technique présentée dans le chapitre 2, en choisissant un recouvrement de 1 s, calculant la vitesse CCV sur une période de 1 s, inférieure à celle d'augmentation de la vitesse dans l'écoulement, 2 s (résultats exposés précédemment) et 5 s, prenant en compte pour le calcul CCV des périodes de 5 s, bien supérieur à la période entre chaque augmentation de vitesse. Les résultats sont consignés dans le tableau 3.2.

On constate que l'écart entre les deux techniques augmente dans de faibles proportions, de quelques pourcents, au fur et à mesure de l'augmentation de la vitesse pour chacun des paramètres de recouvrement choisis. Le pourcentage de valeurs fausses diminue quant à lui, avec l'augmentation du recouvrement, passant de 21 % pour $\Delta_{rec} = 1 \text{ s}$ à 3 % pour $\Delta_{rec} = 5 \text{ s}$. Cependant on observe dans le même temps que l'écart entre les deux techniques de mesures augmente. La précision des résultats issus de la CCV est donc dégradée. Ce tableau permet de se rendre compte que le choix du recouvrement des signaux est important dans un écoulement instationnaire. Il faut privilégier un faible recouvrement pour une plus grande précision du suivi de la vitesse, au détriment du pourcentage de valeurs fausses plus élevé.

Même si les mesures dans des écoulements instationnaires ont été peu fournies dans les présents travaux (un seul cas étudié : l'augmentation de la vitesse par palier successif), elles permettent de se faire une idée sur les possibilités de suivi de vitesse d'un écoulement fluctuant. D'autres tests de variation brusque de la vitesse ont été entrepris en fin de thèse mais les difficultés

| | | $\frac{ U_{pitot}-U_{CCV} }{U_{pitot}}$ (en %) | | | |
|------------------------------|-----|---|---|---|---|
| ϵ (en mm) | | $1,8 \leq U \leq 3,0$ (U en $m \cdot s^{-1}$) | $3,0 \leq U \leq 4,0$ (U en $m \cdot s^{-1}$) | $4,0 \leq U \leq 5,0$ (U en $m \cdot s^{-1}$) | $5,0 \leq U \leq 6,0$ (U en $m \cdot s^{-1}$) |
| $\Delta_{rec} = 1 \text{ s}$ | 40 | 8 | 14 | 15 | 16 |
| | 60 | 8 | 11 | 11 | 10 |
| | 100 | 12 | 13 | 15 | 15 |
| $\Delta_{rec} = 2 \text{ s}$ | 40 | 7 | 14 | 15 | 17 |
| | 60 | 9 | 11 | 11 | 11 |
| | 100 | 13 | 13 | 14 | 15 |
| $\Delta_{rec} = 5 \text{ s}$ | 40 | 10 | 16 | 16 | 18 |
| | 60 | 11 | 12 | 12 | 13 |
| | 100 | 15 | 15 | 21 | 17 |

TABLE 3.2 – Variation de la fréquence de sortie sur différentes plages de vitesse.

techniques dû notamment à la rapidité de réponse du variateur du ventilateur ont limité l'intérêt de présenter ces expérimentations.

3.1.4 Bilan

Les mesures dans un jet chaud en laboratoire ont montré que la CCV permettait :

- d'obtenir des vitesses moyennes avec une précision inférieure à 5 % sur une large plage de vitesse allant de $1,0$ à $6,0 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ à condition d'adapter l'écartement entre les thermocouples, les écarts types des vitesses CCV sont du même ordre de grandeur que ceux obtenus avec la LDV ;
- de suivre les variations de vitesses d'un écoulement instationnaire.

La suite de l'étude permet de tester la CCV dans des conditions plus proches de la vocation première de la sonde, c'est à dire les mesures de vitesse dans un écoulement de fumée issu d'un incendie.

3.2 Mesures dans un caisson

Ces mesures ont été réalisées dans un caisson d'entraînement de l'IFOPSE mis à disposition d'Efectis dans le cadre d'un partenariat. Durant 1 semaine, au total, 6 mises à feu de buchers ont été réalisées dans le caisson. Plusieurs sujets ont été investigués en parallèle lors de chaque brulage et notamment l'effet de la ventilation sur l'activité du bucher impliquant l'ouverture ou la fermeture de portes et d'exutoires, si bien que nous n'avons entrepris de réaliser les mesures CCV qu'à la fin de 2 des 6 brulages. Les attentes liées à ces mesures sont multiples. C'est l'occasion de :

- déployer la CCV sur le terrain, dans une atmosphère hostile (fumée, températures importantes, co-activité) ;
- vérifier si la CCV peut mesurer de faibles variations de vitesses afin de construire un profil vertical, à la fois dans les fumées et dans l'air frais et par la même présenter l'avantage non négligeable : la possibilité de réaliser des mesures bi-directionnelles de vitesse ;
- comparer qualitativement les mesures *in situ* avec des simulations numériques.

3.2.1 Protocole expérimental

Les essais ont été réalisés dans un caisson métallique, figure 3.9, conçu pour simuler les conditions d'un feu réel en habitation. C'est un caisson servant à la formation des services de secours et à la prévention des risques liés à un incendie dans une atmosphère confinée. Il est situé sur une plateforme à l'air libre, et donc soumis aux conditions extérieures.

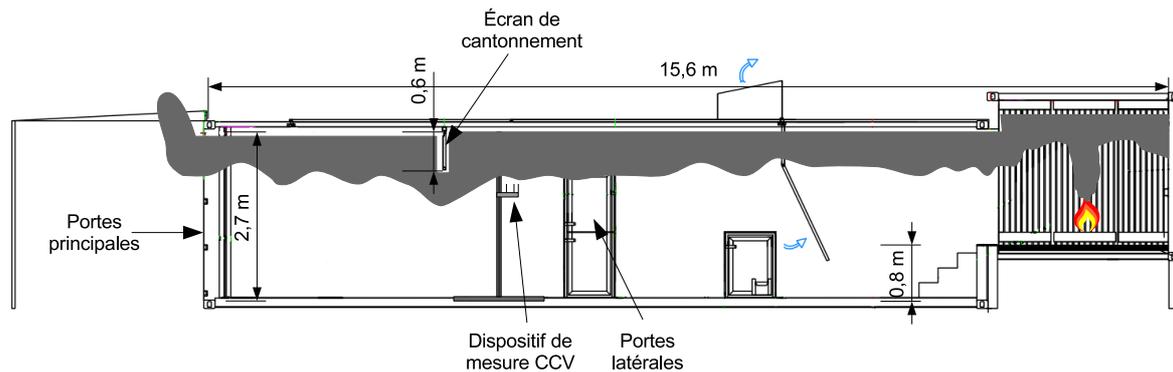


FIGURE 3.9 – Dispositif expérimental.

Les dimensions du caisson sont : 15,6 m de longueur, 2,3 m de largeur et 2,7 m de hauteur. Des portes sont disposées le long du caisson et au bout de celui-ci. Elles servent d'une part à la ventilation du foyer incendie et d'autre part à garantir la sécurité des intervenants pour une évacuation rapide au cas où le foyer serait hors de contrôle. Durant les essais, seules les portes principales ont été ouvertes ou fermées. Un écran de cantonnement, de hauteur variable, situé 10,5 m du foyer permet d'augmenter au besoin l'épaisseur de la couche de fumée.



FIGURE 3.10 – (a) Foyer typique utilisé. (b) Mat de mesure.

La source est composée d'un bucher de bois composé d'empilement d'éléments en bois sur 1 m de haut et de panneaux de composite 3.10 (a). Le foyer est placé d'un côté du caisson, à 0,8 m de hauteur par rapport au plancher, comme nous pouvons l'observer sur la figure 3.10 (b). La zone du foyer est protégée par des panneaux de silicate de calcaire et de laine de roche. La sonde CCV est fixée à un mat métallique disposant d'une platine réglable depuis l'extérieur à 7 hauteurs différentes par pas de 28 cm de 2,25 m à 0,57 m du sol. La platine est reliée à un contrepoids par l'intermédiaire d'une poulie permettant de monter ou descendre la platine de mesure aux paliers.

Remarque : Lors des mesures, la poulie a été endommagée par les niveaux de températures élevés. Le montage n'était plus manœuvrable que dans le sens de la descente depuis l'extérieur du caisson. La conséquence directe est que l'exploration du profil vertical de vitesse et de température n'a pu être réalisée qu'une seule fois par essai.

3 thermocouples de 80 μm de diamètre sont connectés à la centrale d'acquisition fixée en-dessous de la platine de mesure. La centrale d'acquisition est emmaillotée dans deux couches de laines de roche. Un thermocouple est collé à la centrale d'acquisition, à l'intérieur de l'isolant, pour s'assurer que la température ambiante ne dépasse pas 100 °C, seuil maximal de température admis par la centrale. Nous avons choisi de reconduire le système de mesure à 3 thermocouples expérimenté en laboratoire. Ce dispositif permettra, en plus de pouvoir mesurer des vitesses sur une large plage, de sécuriser la mesure en cas de défaillance d'un des thermocouples en fournissant une quantité de données plus importante, 3 vitesses calculées possibles au lieu de 1 avec 2 thermocouples.



FIGURE 3.11 – Dispositif CCV disposé dans le caisson.

Pour ce type de foyer confiné et sous ventilé, des échauffements très brusques peuvent se produire si la ventilation n'est pas bien maîtrisée, entraînant une inflammation des fumées et des objets se trouvant dans la pièce. Ce phénomène, connu sous le nom d'embrasement généralisé¹ est

1. Traduction du terme anglais Flashover.

potentiellement mortel pour les intervenants et destructeur pour le matériel. Même si dans notre cas, un embrasement généralisé est quasi impossible étant donné qu'une personne compétente gère le foyer à l'intérieur du caisson, il n'est pas rare d'observer des inflammations de fumées qui seraient synonymes de pertes du matériel et des informations enregistrées.

3.2.2 Simulation numérique

Préalablement aux expérimentations sur le terrain nous avons donc choisi de simuler le développement du feu dans le caisson à l'aide d'un logiciel CFD² permettant de reproduire des scénarios d'incendie. Ces simulations numériques sont lancées à l'aide du logiciel Fire Dynamics Simulator (FDS). FDS est un logiciel commercial développé par le NIST. Il traite la turbulence à l'aide d'un modèle LES pour Large Eddy Simulation qui ne représente que les plus grosses structures turbulentes de l'écoulement. Le but est de se servir de ces expériences numériques pour obtenir des ordres de grandeur des températures et des vitesses attendues afin de s'en servir comme d'une aide au placement de la sonde et de prévoir le matériel adéquat.

Le caisson est entièrement modélisé à l'aide de mailles cubiques de 10 cm de côté. On utilise deux maillages :

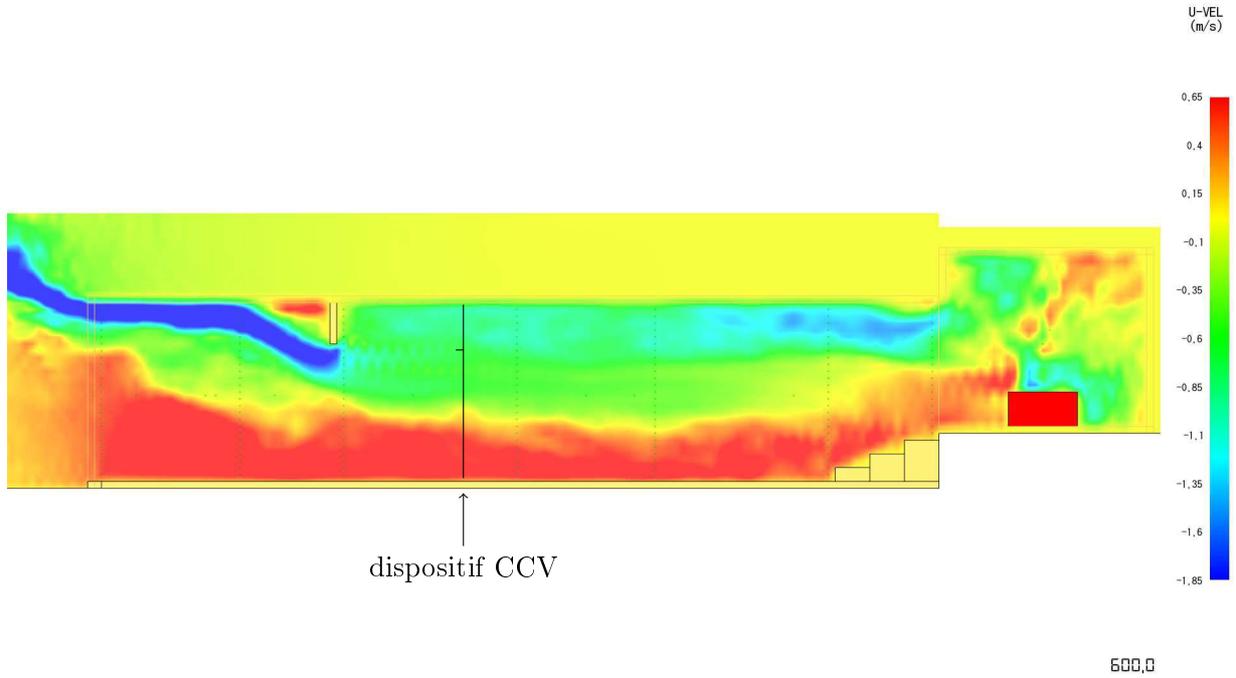
- le maillage 1 : utilisé pour modéliser le caisson et l'environnement autour du caisson (zone libre d'obstacles permettant d'obtenir les écoulements proches du caisson : panache déversant des portes principales) ;
- le maillage 2 pour modéliser la zone du foyer.

Ce choix d'utiliser deux maillages permet de limiter le nombre de mailles inutiles nuisant à la rapidité du calcul. En tout, les deux maillages regroupent 374 400 mailles. Les conditions aux limites du maillage 1 sont déclarées comme ouvertes à l'extérieur, à la pression atmosphérique. On suppose qu'aucun vent ne vient perturber les expériences. Les parois du caisson et de la zone feu sont supposées adiabatiques afin d'atteindre un régime thermiquement stationnaire plus rapidement et ainsi de limiter le temps de calcul. Le foyer est modélisé par une source prescrite de 300 KW, composé de bois. Il est difficile de connaître la puissance du foyer avant les mesures. La courbe de montée en puissance du foyer est d'équation $y = \alpha \cdot t^2$ avec $\alpha = 0,01172 \text{ KW} \cdot \text{s}^{-2}$. Les résultats des calculs présentés ici ont été affinés grâce à des mesures de température réalisées lors des brûlages, proche du foyer. Il est cependant important de rappeler que dans le cadre de ces essais, d'autres phénomènes étaient observés nécessitant notamment des modifications de la ventilation du foyer (ouverture et fermeture de portes), les simulations reproduites ici ne peuvent faire état de toutes ces modifications. On ne pourra réaliser qu'une comparaison qualitative des résultats issus des simulations avec ceux issus des mesures.

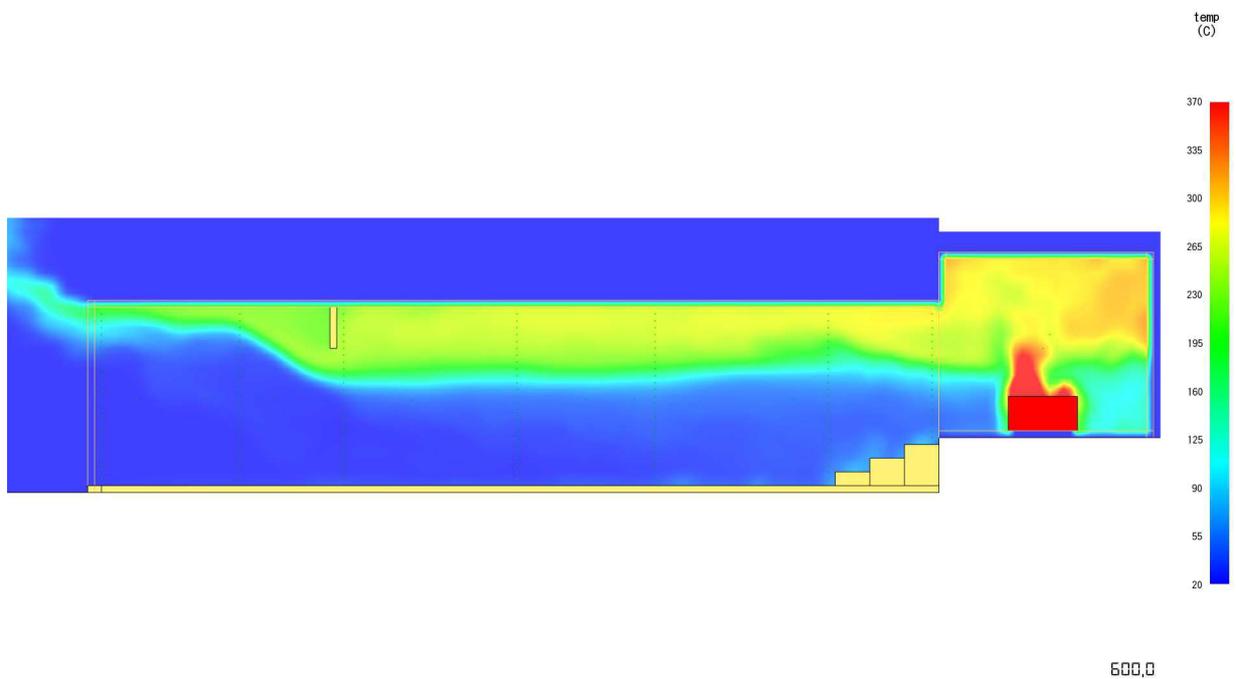
Les profils de vitesse et de température sont donnés sur la figure 3.12 lorsque l'état thermique stationnaire est atteint.

En utilisant les thermocouples type T, on admet que la température maximale admissible est de 450 °C. On remarque, à environ 8 m du foyer, 1 m avant l'écran de cantonnement, que la température de la strate de fumée est de l'ordre de 250 °C au bout de 350 s simulés (cf. figure 3.14 (b)). Après 5 min de simulation, l'écoulement de fumée semble établi : la hauteur varie peu, et la vitesse est stable (faible écart type) comme on peut le constater sur la figure 3.14 (a).

2. Computational Fluids Dynamics.

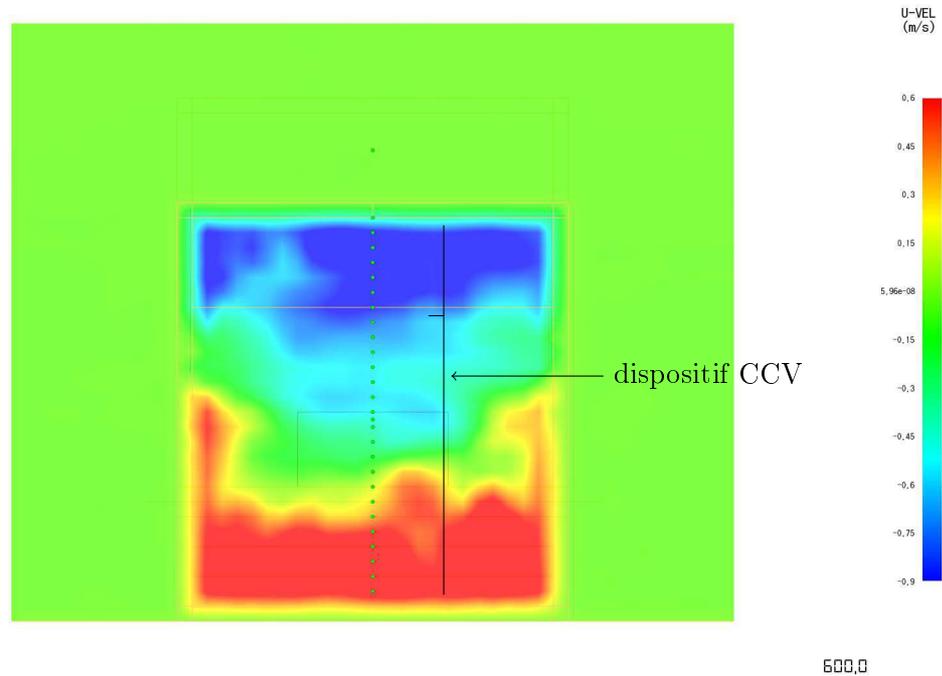


(a)

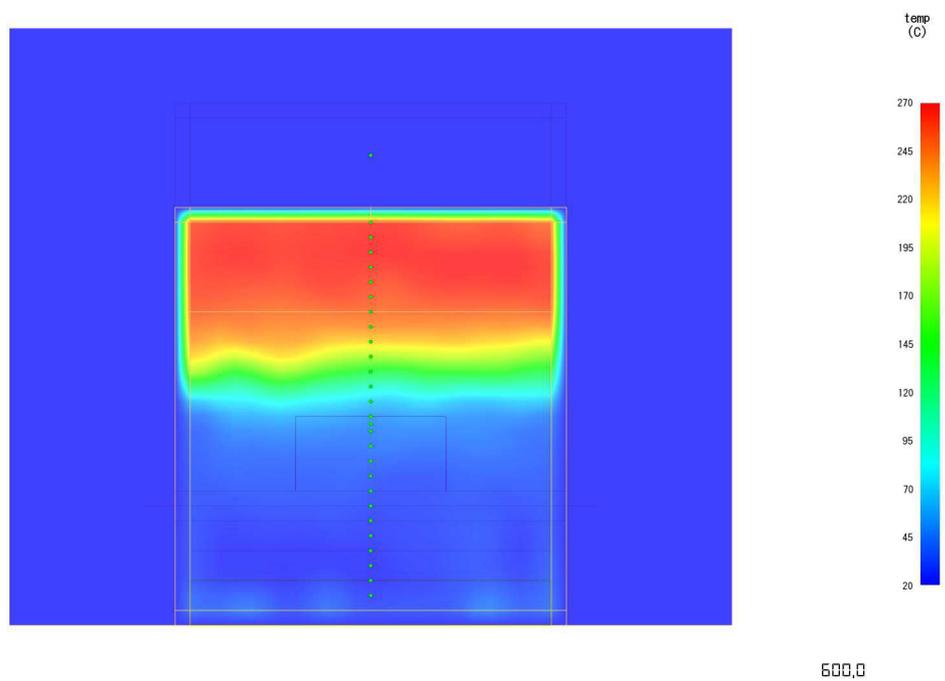


(b)

FIGURE 3.12 – Extrait des simulations numériques du foyer de 300 kW dans le caisson à $t=600$ s. Vue dans le sens de la longueur. (a) Profil de vitesse selon l'axe x. (b) Profil de température.



(a)



(b)

FIGURE 3.13 – Extrait des simulations numériques du foyer de 300 kW dans le caisson $t=600$ s. Vue dans le sens de la largeur. (a) Profil de vitesse selon l'axe x. (b) Profil de température.

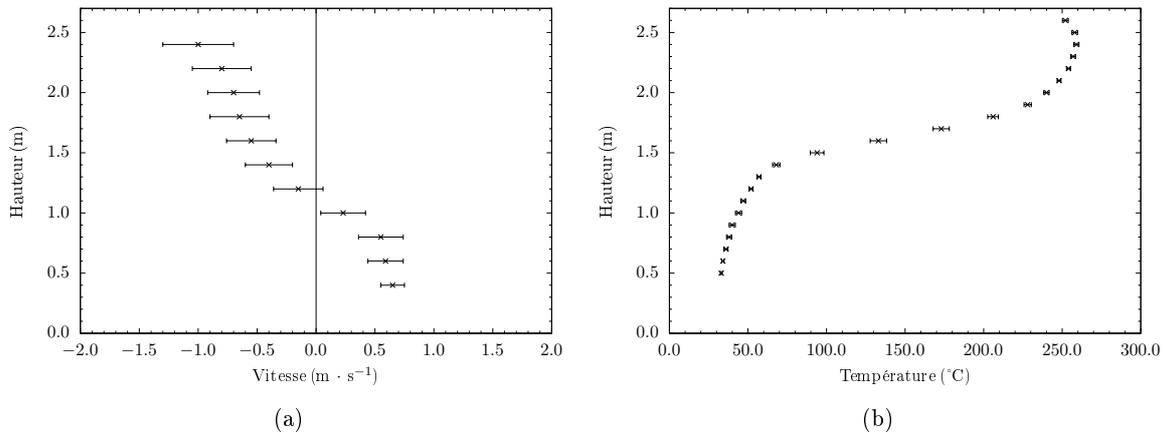


FIGURE 3.14 – Profil de vitesse (a) et de température (b) au centre du caisson issue d'une simulation numérique.

Pour respecter la convention de signe issue des simulations numériques, figure 3.12, nous identifierons, pour la suite de l'analyse, l'écoulement ayant une vitesse négative s'éloignant du foyer (couche de fumée) et celui ayant une vitesse positive se dirigeant vers le foyer (couche d'air frais).

3.2.3 Résultats des mesures

Conformément aux observations faites à l'aide des simulations numériques, le mat de mesure est placé dans le plan central selon la longueur et déplacé sur la largeur afin de laisser le cheminement vers le foyer libre d'accès en cas d'intervention. Étant donnée la co-activité nécessitant de modifier les conditions de ventilation, les conditions nécessaires à l'obtention d'un écoulement stable ont été difficiles à conserver dans le temps. Afin de limiter au maximum les effets de la co-activité sur nos mesures, nous choisissons d'ailleurs de ne commencer les mesures qu'en fin d'essais, lorsque la quasi totalité des autres expériences est terminée. Les mesures débutent lorsque la hauteur de la nappe de fumée est constante ce qui indique, *a priori*, qu'un état stationnaire est atteint. Ce critère visuel reste approximatif mais n'ayant aucun autre moyen de contrôle à disposition sur place, ce choix du contrôle de l'épaisseur de la nappe de fumée semble donc la meilleure alternative.

Après la mise à feu et une fois que la hauteur de la nappe de fumée semble s'être stabilisée, on constate visuellement, figure 3.15 que l'interface entre les fumées et l'air frais se situe entre 1,0 et 1,4 m, hauteur cohérente avec les simulations numériques. Nous débutons alors les séries d'enregistrements. Plusieurs enregistrements de 15 s sont lancés à chaque hauteur, en partant du point haut, à 2,3 m limité mécaniquement par le mat de mesure, jusqu'au point de mesure le plus bas (seul sens techniquement possible). La durée plus faible d'enregistrement permet de limiter les pertes de données en cas d'échauffement brusque dans le caisson signifiant une perte de la sonde et de la centrale d'acquisition. La centrale d'acquisition étant dans les fumées, nous nous fixons le critère maximal de 100 °C à ne pas atteindre à l'intérieur de l'environnement protégé de la centrale. Lorsque ce critère est atteint nous descendons la platine de mesure d'un pas (28 cm). Le nombre d'enregistrement à chaque hauteur dépend donc de la température de l'environnement de la centrale et varie comme décrit dans le tableau 3.3.



FIGURE 3.15 – Stratification des fumées lors des essais dans le caisson.

| Hauteur (m) | Nombre de mesures avec $f_s = 1$ Hz |
|-------------|---|
| 2,25 | 210 |
| 1,97 | 300 |
| 1,69 | 120 |
| 1,41 | 90 |
| 1,13 | 45 |
| 0,85 | 45 |
| 0,57 | 75 |

TABLE 3.3 – Quantité de données enregistré lors des essais.

Les enregistrements sont groupés suivant la hauteur à laquelle ils ont été réalisés. La fréquence de sortie choisie est $f_s = 1$ Hz. Les paramètres de post-traitement sont ajustés. Tout retard τ^* ayant un coefficient de corrélation ρ^* inférieur à 0,5 est supprimé. Les retards τ^* différents de plus de 50 % par rapport à un retard moyen $\overline{\tau^*}$ sur la série de mesure sont eux aussi supprimés. Ces paramètres sont moins « sévères » que lors des expérimentations en laboratoire étant donné que l'écoulement d'intérêt est inconnu. Si nous avons choisi les mêmes paramètres de post-traitement que pour les expérimentations en laboratoire, le pourcentage de points de mesure supprimé aurait été bien important mais l'écart type aurait été plus faible.

La figure 3.16 est décomposée en trois graphiques représentant respectivement le profil de vitesse moyenne à chaque hauteur ainsi que l'écart type par CCV des thermocouples écartés de 40 mm (a), de 60 mm (b) et de 100 mm (c).

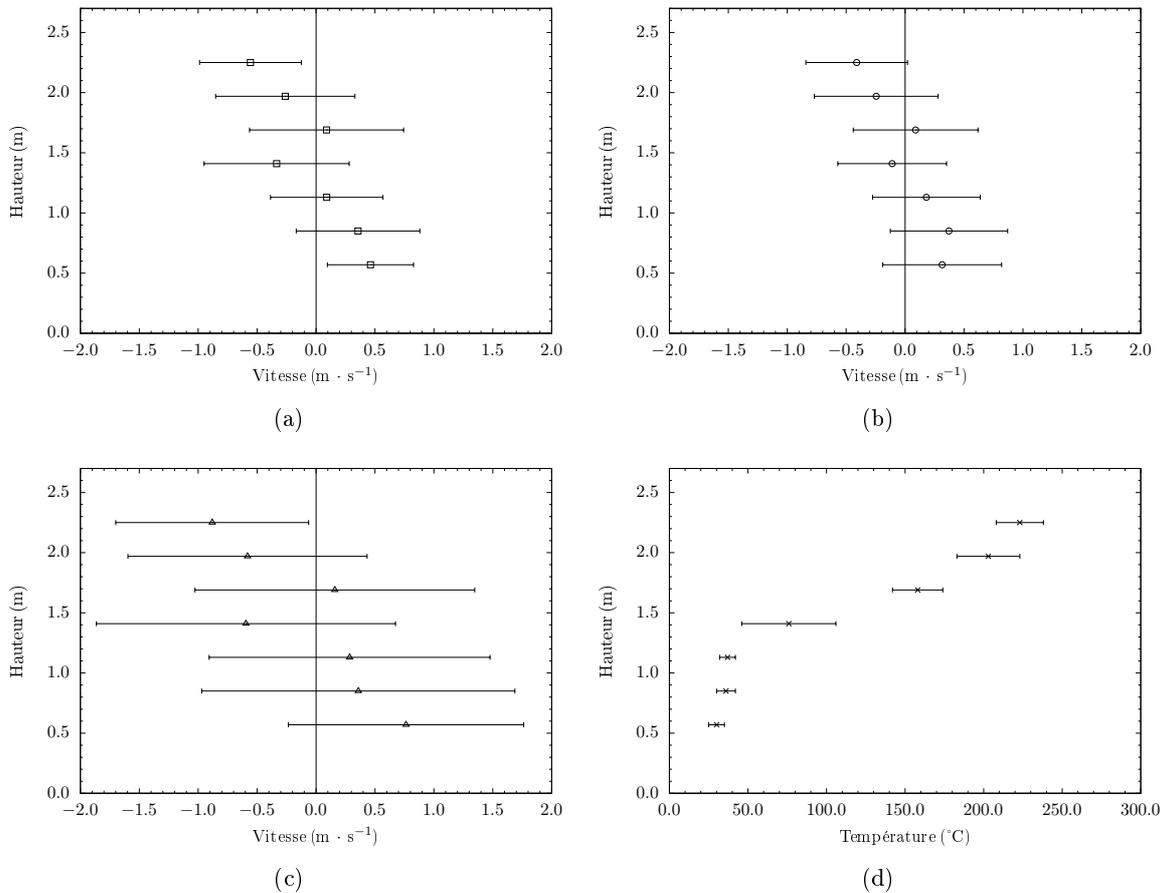


FIGURE 3.16 – Profil de vitesse par CCV suivant la hauteur dans la caisson. (a) $\epsilon = 40$ mm. (b) $\epsilon = 60$ mm. (c) $\epsilon = 100$ mm. (d) Profil de température selon la hauteur de mesure dans le caisson.

Les profils de vitesse obtenus par la paire de thermocouples 1 et 2, graphique (a) et la paire de thermocouples 2 et 3, graphique (b) ont un comportement similaire par rapport au sens et à l'amplitude des vitesses et sont du même ordre de grandeur que les simulations numériques, écarts types compris. Les mesures issues de la paire de thermocouples 1 et 3 ($\epsilon = 100$ mm) gardent une certaine cohérence sur les signes des vitesses. Les valeurs moyennes et les écarts types sont par contre respectivement différentes et supérieures aux valeurs obtenues avec les autres écartements.

Le profil de température tracé sur la figure 3.16 (d) est cohérent avec celui issu des simulations numériques. En comparant avec le graphique 3.14 (b), on constate que la décroissance de la température dans la nappe de fumée est plus importante en fonction de la hauteur. Le profil de température donné par le numérique est plus homogène, avec une température moyenne qui varie moins selon la hauteur à laquelle on se trouve.

La hauteur de la zone de cisaillement, qui délimite le plan neutre, où les vitesses sont négatives, puis nulles et enfin positives, est comprise entre le troisième et le cinquième point de mesure soit 1,69 m et 1,13 m, ce qui semble cohérents encore une fois avec les extraits des simulations observés sur la figure 3.12 (b).

Malgré la bonne cohérence de la vitesse, de température et de la hauteur de nappe stratifiée, on remarque quand même que les écarts entre l'expérimental et le numérique sont non-négligeables. Afin de mieux évaluer pourquoi la réponse de la paire de thermocouples écartée de 100 mm est si différentes des deux autres, et de mieux comprendre les écarts observés entre les simulations numériques et les expérimentations, nous nous intéressons maintenant aux coefficients de corrélations et aux pourcentages de valeurs fausses en fonction de la hauteur de mesure et l'écartement entre les thermocouples.

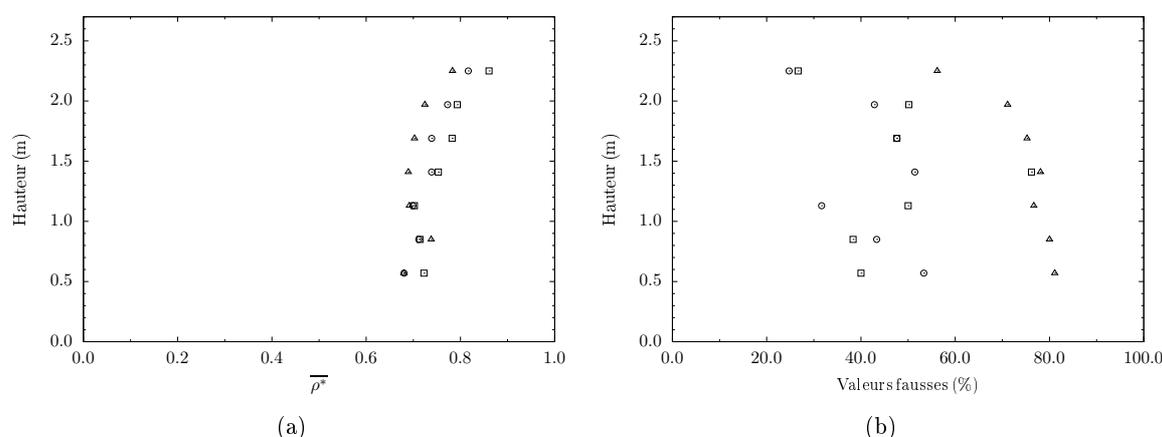


FIGURE 3.17 – (a) Coefficient de corrélation pour chaque hauteur. (b) Pourcentage de points supprimés pour chaque hauteur. (\square) $\epsilon = 40$ mm. (\odot) $\epsilon = 60$ mm. (\triangle) $\epsilon = 100$ mm.

Les coefficients de corrélation moyens à chaque hauteur présentés sur la figure 3.17 (a) sont élevés, indiquant dans un premier temps que les écartements choisis sont cohérents avec la taille des structures turbulentes de l'écoulement. Nous constatons que la paire de thermocouples la plus écartée donne un coefficient de corrélation légèrement plus bas que les deux autres paires, ainsi qu'un pourcentage de valeurs fausses bien supérieur aux deux autres paires de thermocouples, cf. figure 3.17 (b), annonçant sans doute la limite de la taille des macros structures turbulentes. Une deuxième remarque sur ces graphiques est la diminution du coefficient de corrélation ρ^* et l'augmentation du pourcentage de valeurs fausses au fur et à mesure que l'abaissement de la platine de mesure. Ce mouvement vers le bas étant corrélé au temps passé dans les fumées, on peut supposer, sans l'affirmer, que l'accumulation de suies sur les thermocouples est un des facteurs d'explications. La différence de phase entre fumées chaudes fortement mélangées et air frais plus homogène (cf. bas du profil de température figure 3.16 (d)) pourrait être une autre partie de l'explication. On observe par contre que les deux paires les moins écartées, 40 mm et 60 mm, permettent d'obtenir des séries de mesures les mieux corrélées, aboutissant à un plus faible pourcentage de valeurs fausses et une meilleure estimation de la vitesse, en comparaison des simulations.

Les écarts observés entre la simulation numérique et les expérimentations sont sans doute dus principalement à la difficulté d'évaluer les paramètres de simulations numériques (puissance du foyer, conditions aux limites, etc.).

3.2.4 Bilan

Les mesures à l'aide de la CCV ont permis d'évaluer le profil de vitesse dans la couche de fumée et aussi dans la couche d'air « frais » (température d'environ 40 °C). En plus, la possibilité de mesure bi-directionnelle de la CCV a permis de détecter le plan neutre et d'avoir un profil incluant le sens des vitesses. La multiplication des thermocouples permet de comparer les mesures entre elles, obtenues de façon indépendante. Le seul problème technique rencontré est dû à la finesse des thermocouples qui doivent être manipulés avec précaution, dans un environnement mêlant co-activité et contraintes techniques (utilisation d'un support robuste, difficilement manœuvrable...). Les contraintes thermiques liées à la centrale d'acquisition peuvent être rapidement réglées en déportant l'outil de mesure par rapport à l'acquisition.

La comparaison avec des simulations numériques s'étant avérée hasardeuse, la comparaison avec d'autres techniques de mesures déployés sur le terrain est nécessaire lors de prochains essais.

3.3 Mesures à grande échelle

Ces mesures à grande échelle se sont déroulées dans un tunnel routier. Efectis a participé au protocole de test de réception de cet ouvrage avec notamment des mesures aérauliques fines préliminaires dans les dispositifs de ventilation du tunnel et par la suite des essais du système de désenfumage. Nous déployons la CCV dans les conditions des essais de désenfumages. Par rapport aux tests précédents, ces mesures à plus grandes échelles vont permettre de se placer dans des conditions d'intervention sur le terrain plus réalistes incluant la contrainte supplémentaire du temps de déploiement. Ces mesures sont venues se calquer sur des sections de mesures déjà instrumentées. Des comparaisons quantitatives sont donc possibles.

3.3.1 Présentation du tunnel et du protocole expérimental

Le tunnel routier fait 1 km de long et a été conçu pour contourner un village. Il est composé d'une voie dans chaque sens de circulation. Le système de ventilation est transversal et découpé en plusieurs cantons de désenfumage permettant de parer à de multiples scénarios d'incendies. Une usine de ventilation située à une des têtes du tunnel permet de gérer la ventilation de l'ensemble du tunnel par l'intermédiaire de gaines, reliées au tunnel par 10 trappes de désenfumage, 1 toutes les 100 m, et de 100 bouches de soufflages d'air frais, 1 toutes les 10 m (voir figure 3.18). Ce système de ventilation permet, en cas d'incendie, de préserver les mécanismes de stratification thermique, des fumées entre autre, pour sécuriser l'évacuation des usagers dans un premier temps, puis pour faciliter l'intervention des secours. En fonction des conditions extérieures, les fumées sont extraites de part et d'autre de l'incendie bien que le tunnel présente une légère pente de 2,5 %, insuffisante pour assurer un effet de cheminée (effet de tirage des fumées dans une direction prépondérante causé par une pente importante dans le tunnel). Ce système de ventilation est particulièrement pertinent dans le cas d'un tunnel bidirectionnel comme celui ci puisque à la suite d'un incident entraînant un incendie, une congestion de véhicule peut se développer en amont et en aval de l'incendie.

Les foyers utilisés pour ces essais sont constitués de 4 bacs de mélange Chardot, très fumi-gènes, et de 4 bacs contenant de l'heptane (cf. figure 3.19). La puissance totale du foyer est de l'ordre de 2,5 MW. Le foyer est réparti sur une grande surface, environ 50 m² afin d'éviter un échauffement trop important de la dalle au plafond du tunnel et risquer un endommagement. Le foyer est disposée en prenant en compte le sens de la ventilation naturelle présente dans l'ouvrage

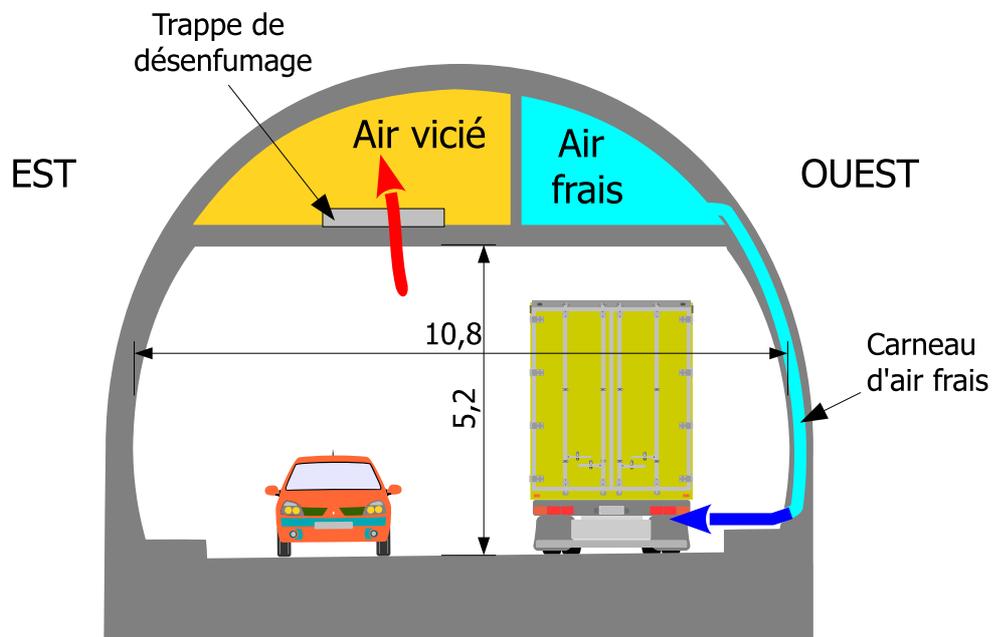


FIGURE 3.18 – Vue en coupe du tunnel.



FIGURE 3.19 – Foyer mis en place.

au moment de la mise à feu. Ainsi les fumées du mélange Chardot sont réchauffées au passage des panaches formés au dessus des bacs d'heptane. La température des fumées peut monter jusqu'à 100 °C proche du foyer.

Lors de ces essais, le but était de caractériser le comportement des fumées en cas d'incendie dans le tunnel. Pour cela, nous avons mis en place plusieurs sections de mesures réparties le long du tunnel. Chaque section permet de mesurer la vitesse, à l'aide de 3 anémomètres à hélices et la

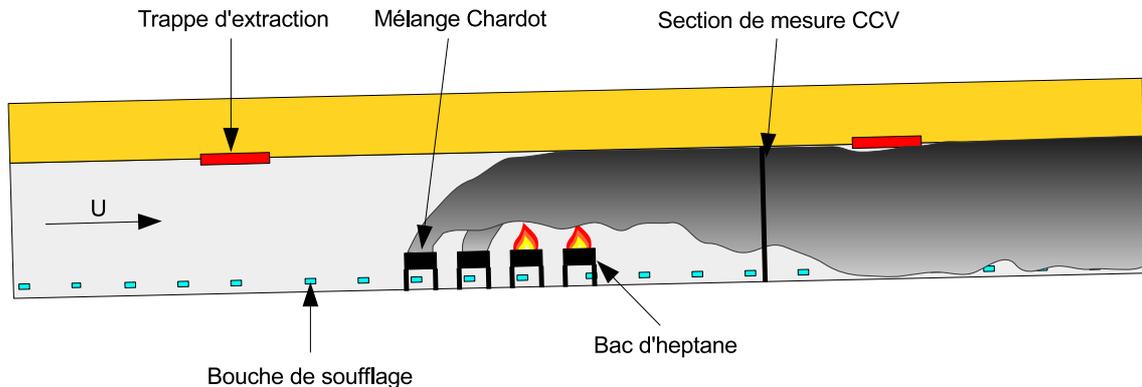


FIGURE 3.20 – Perches de mesures en tunnel.

température avec 5 thermocouples (type K) de l'écoulement d'air frais ou de fumée. On choisit d'utiliser des anémomètres à hélices pour la mesure de vitesse pour deux raisons. La première pour la facilité de déploiement et la seconde parce que la température au droit de la première perche de mesure, situé à 25 m en aval du foyer sera assez basse pour cette technique. Le mélange entre l'air frais et les fumées permettra de refroidir les fumées avant qu'elles n'atteignent la section de mesures. Sur les 3 essais de désenfumage réalisés, nous n'avons pu en instrumenter qu'un avec la CCV, en tête de tunnel, selon le principe exposé sur la figure 3.20. Un mat de mesure équipé de la CCV est disposé à côté de la première perche en aval du foyer. Les conditions météorologiques en présence induisent de fort effet de ventilation naturelle à l'intérieur du tube.

3.3.2 Résultats des mesures

Le scénario de l'essai de désenfumage est présenté sur la figure 3.21 (a). En début d'essai, la ventilation naturelle est comprise entre $1,5$ et $2,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. La mise à feu a lieu à $t = 200 \text{ s}$. La ventilation mécanique est déclenchée à $t = 350 \text{ s}$. Le panache de fumée est couché par l'effet combiné de la ventilation naturelle et de la ventilation mécanique. Lors de l'enfumage du tunnel, on constate que malgré le fort courant d'air, la stratification thermique est marquée, figure 3.21 (b). Au delà de la première trappe en aval de l'incendie, le mélange induit par l'extraction de fumée entraîne une destratification. En tenant compte de la ventilation naturelle, nous avons choisi de positionner nos mesures entre le foyer et la première trappe. La sonde CCV est fixée à un mat à une altitude similaire mais à une dizaine de centimètres dans la section de l'anémomètre à hélice à laquelle on va la comparer. Le matériel CCV est déployé en 45 min approximativement comprenant le montage des thermocouples sur le support et les branchements à la centrale d'acquisition contre 15 min pour un anémomètre à hélice.



(a)



(b)

FIGURE 3.21 – (a) Schématisation des essais en tunnel. (b) Stratification thermique lors de l'essai.

Durant l'essai nous avons pu réaliser 16 enregistrements de 60 s chacun. Les températures étant bien inférieures à celle rencontrées dans le caisson, nous avons choisi de retourner à une durée d'enregistrements classique pendant 60 s. La fréquence d'acquisition est par contre diminuée à $f_s = 2\,000$ Hz pour permettre un enregistrement des données plus rapide entre chaque essai. Ce choix est fait au détriment du pourcentage d'incertitude. Le dispositif à 3 thermocouples est reconduit, en configurant les mêmes écartements que pour les mesures dans le caisson, 40, 60 et 100 mm, étant donnée que l'ordre de grandeur des vitesses attendues est le même, compris entre $0,1$ et $5,0$ $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. Nous choisissons de fixer une fréquence de sortie à $f_s = 1$ Hz sans utiliser de recouvrement, aboutissant à 60 données de vitesse. Pour chaque enregistrement nous calculons une moyenne et un écart type sur les 60 valeurs présentées sur la figure 3.22.

On constate sur les graphiques de la figure 3.22 que les vitesses issues de la CCV suivent correctement les tendances de la référence (anémomètre à hélices). La première phase entre 0 et 350 s, montre un meilleur suivi de la part des paires de thermocouples les moins écartées. Pour ces vitesses, comprises entre $1,5$ et $2,5$ $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$, l'écart entre la référence et la CCV est de plus de 40 % pour un écartement de 100 mm. De plus, les coefficients de corrélations sont en

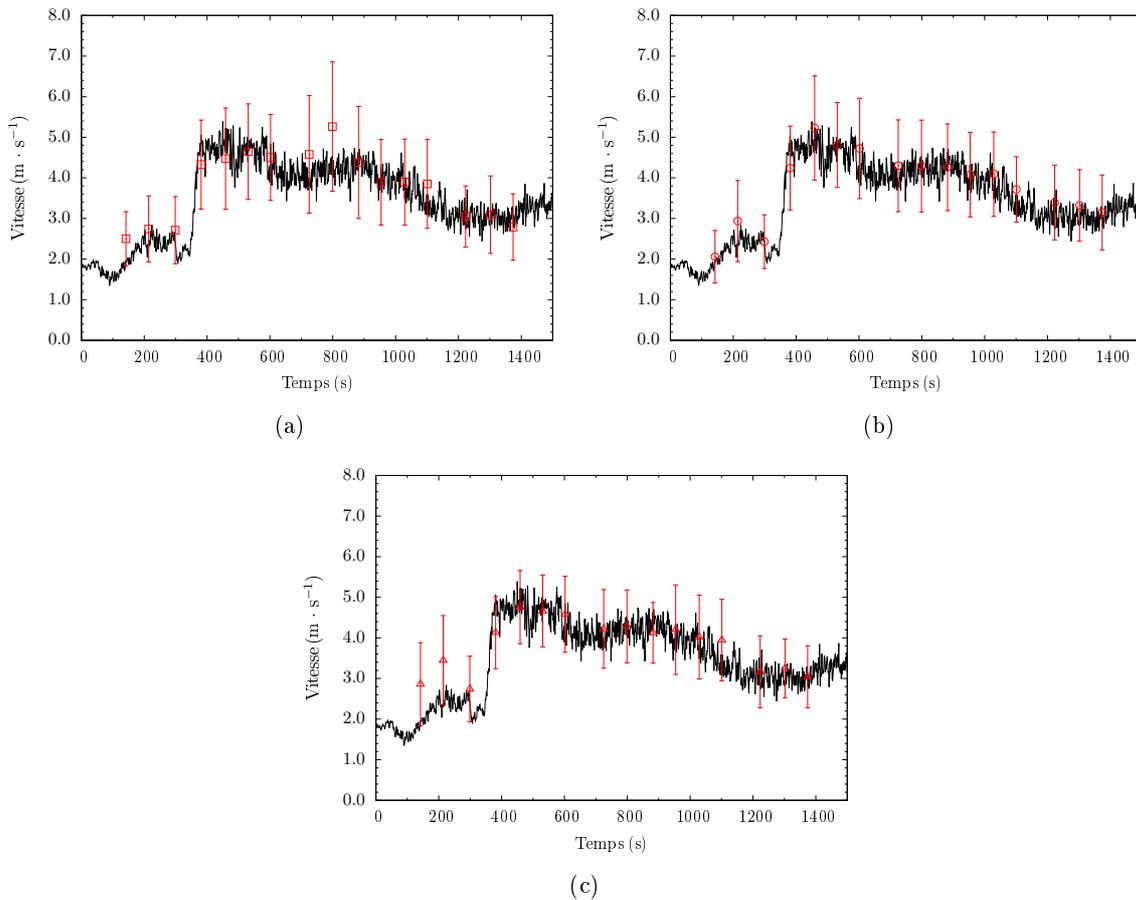


FIGURE 3.22 – Évolution de la vitesse au cours du temps. (a) (\square) $\epsilon = 40$ mm. (b) (\odot) $\epsilon = 60$ mm. (c) (\triangle) $\epsilon = 100$ mm. (—) vitesse relevé avec l'anémomètre à hélice.

moyenne inférieurs aux autres paires de thermocouples, 74 % pour 100 mm contre 89 % et 87 % respectivement pour un écartement de 40 mm et 60 mm. La baisse du coefficient de corrélation indique que les structures turbulentes perdent en cohérence lors du parcours de la distance entre les deux thermocouples. L'écartement de 100 mm n'est pas adapté, comme nous avons déjà pu le constater dans les expériences précédentes.

Les trois paires de thermocouples réagissent au changement de vitesse, induit par le déclenchement de la ventilation mécanique à $t = 350$ s. Pour ces vitesses d'écoulement plus importantes, les deux paires les plus écartées fournissent les résultats les plus proches de la référence, avec en moyenne un écart de 3 % pour 60 mm, 4 % pour 100 mm alors que l'écart croît à 11 % pour un écartement de 40 mm. Pour cet écartement, on peut incriminer l'incertitude de détection du retard qui augmente à plus de 7 %, alors que nous préconisons de rester à des valeurs inférieures à 3 % dans les précédentes expériences. On le rappelle, cette incertitude est associée à la résolution temporelle des retards. Allant de paire avec l'augmentation de l'incertitude, on constate l'augmentation de l'écart type pour le plus faible écartement passant de 0,7 à 1,0 tandis que les deux autres paires ont un écart type qui reste stable autour de 0,8.

L'écart type des données de l'anémomètre à hélice est constant durant les mesures autour de 0,1. De telles différences entre les écarts types de l'anémomètre et la CCV peuvent s'expliquer

principalement par la différence de physique mesurée par les deux techniques. L'anémomètre est une mesure locale de la vitesse moyenne, dépendant forcément de l'inertie de l'hélice pour réagir. Les variations brèves de vitesses sont donc difficile à suivre. La CCV est quant à elle une mesure du temps de transit d'évènements turbulents très localisés, et donc la CCV est plus susceptible de capter les variations de vitesse sur de brève période, lorsque la fréquence de sortie est trop élevée pour permettre de filtrer naturellement ces épisodes.

3.3.3 Bilan

De ces mesures, nous pouvons conclure que :

- le déploiement sur le terrain reste long et fastidieux en comparaison d'un anémomètre à hélice ;
- la CCV est une bonne alternative au suivi d'écoulement instationnaire ;
- l'écart type de données issues de la CCV est bien plus élevé que la référence choisie.

La comparaison quantitative fait apparaître un écart moyen entre la CCV et l'anémomètre à hélice de l'ordre de 5 % sur l'ensemble de l'essai. Cet écart est satisfaisant en gardant à l'esprit la distance entre les deux points de mesures. Cela démontre que la CCV permet de suivre l'évolution de la vitesse d'un écoulement instationnaire, dans le cas d'un écoulement de fumée obtenu à partir de la combustion de mélange Chardot et d'heptane.

3.4 Conclusion

En début de chapitre, nous avons confronté la CCV à deux techniques de mesures dans un dispositif dédié, en laboratoire. Plusieurs comparaisons ont pu être effectuées sur un écoulement stationnaire en essayant tour à tour de retrouver le profil de vitesse de l'écoulement et d'obtenir une réponse comparable aux techniques habituellement utilisées en laboratoire et sur le terrain sur une large plage de vitesse allant de 0,8 à 6,0 m·s⁻¹. Ces comparaisons prouvent la nécessité d'augmenter l'écartement entre les thermocouples au fur et à mesure de l'augmentation de la vitesse. Le second volet de cette étude en laboratoire était consacré à des mesures dans un écoulement instationnaire, dont la vitesse augmente au cours du temps. Nous avons constaté, avec un dispositif à trois thermocouples, que la CCV pouvait suivre les variations de vitesse de cet écoulement d'intérêt. Le nouveau dispositif a d'ailleurs permis de démontrer l'efficacité de disposer d'un écartement plus important pour les plus fortes vitesses, en rapport avec la taille des évènements turbulents, et inversement le cas échéant.

Les résultats encourageants en laboratoire ont justifié le choix d'exporter cette technique de mesure à des conditions plus hostiles sur le terrain. La première série d'expérimentation dans un caisson d'entraînement, à mi chemin entre le laboratoire et le terrain, a abouti à des comparaisons qualitatives satisfaisantes des profils de vitesse et de température avec des simulation numérique. Le temps de déploiement et la fragilité du système sont deux points à améliorer dans ce système de mesure.

La deuxième série d'essai a eu lieu dans un tunnel routier en fin de construction, motivé par le besoin d'une comparaison quantitative de la CCV avec une technique de mesure de vitesse. En ayant pris part à de véritables essais de désenfumages, nous avons montré que la CCV permettait un bon suivi de la vitesse d'un écoulement instationnaire dans des conditions « terrain »

impliquant co-activité, et difficultés à positionner les appareils de mesures avec précisions.

Ces mesures sur le terrain ont été réalisées exclusivement dans des écoulements stratifiés sous plafond. Nous avons donc décidé de réaliser des mesures dans un panache de fumée, cf. figure 3.23. Ces essais ont finalement été peu concluants notamment à cause du caractère fluctuant de l'écoulement (battements du panache). Cependant, quelques enregistrements ont permis de calculer des vitesses moyennes cohérentes avec les observations visuelles lors des mesures.



FIGURE 3.23 – CCV dans le panache d'un bac de mélange Chardot

Conclusion et perspectives

La métrologie est essentielle dans toutes les expérimentations incendie, qu'elles soient à petite échelle ou à grande échelle, menées dans des conditions contrôlées en laboratoire ou bien sur le terrain lors d'essai incendie *in situ*. Les mesures de vitesse représentent une part particulièrement importante des dispositifs mis en place lors d'expérimentations et d'essais car elles permettent notamment d'estimer les flux de masse de chaleur se dégageant du foyer. Les contraintes liées aux incendies sont préjudiciables à l'ensemble des techniques actuelles avec notamment des inconvénients pour chacune d'entre elles. Les anémomètres à hélices sont trop fragiles pour être utilisés dans les fumées chaudes en présence de suies. Les mesures par différence de pression à l'aide de sonde de McCaffrey sont intrusives et nécessitent un transmetteur de pression coûteux. Les mesures laser ne sont pas transposables à une utilisation sur le terrain pour des questions de fragilité et de rapidité d'installation. Ce manuscrit présente donc une technique de mesure ayant pour objectif de parer à toutes les contraintes des mesures dans des écoulements de fumées et de répondre aux exigences des essais de désenfumage *in situ*. L'étude bibliographique a permis de déceler une sonde de mesure utilisant deux thermocouples espacés d'une distance ϵ , alignés dans l'écoulement et captant les fluctuations turbulentes de température passant du premier thermocouple sur le second. En réalisant une intercorrélation des deux signaux, le temps de transit (retard) des structures allant du premier thermocouple au second est obtenu, et, une fois relié à l'écartement, nous permet de calculer la vitesse de l'écoulement. Les fluctuations de températures deviennent donc un traceur de l'écoulement. Cette technique existe depuis le milieu des années 1970, et est très peu employée jusqu'à maintenant (seulement quelques travaux en référence). L'objectif de ces travaux était de réaliser une sonde basée sur ce principe, de comprendre les effets des paramètres sur la réponse, et de la tester dans des conditions de laboratoire et sur le terrain, dans ces futures conditions d'exploitation.

En se basant sur des travaux déjà existants dans la littérature nous avons donc réalisé une étude de sensibilité aux paramètres permettant de tester l'influence de plusieurs variables sur la réponse de la sonde sur un banc expérimentale dédié. L'analyse de ces paramètres a lieu à vitesse et température constante. Le premier paramètre testé a été la taille des thermocouples. En comparant les signaux issus de deux paires de thermocouples de taille différentes nous nous sommes aperçus que la taille avait une forte influence sur la détection des structures turbulente de l'écoulement, à la base de la technique CCV. Des thermocouples fins sont à privilégier pour un temps de réponse le plus faible possible et donc une fréquence de coupure (apparition d'un filtre passe bas) la plus haute. Notre étude a montrée que des thermocouples de 500 μm était déjà trop gros pour espérer capter les fluctuations de températures nécessaires au post-traitement de la CCV. En rapport avec les effets de filtrage lié au temps de réponse des thermocouples, la fréquence d'acquisition des signaux a été modifiée dans un second temps. Les études démontrent que ce n'est pas un paramètre discriminant, à condition que celle-ci soit suffisamment élevée pour permettre une discrétisation temporelle fine par rapport à la vitesse de passage des structures turbulentes devant les thermocouples. Le troisième paramètre étudié a été l'écartement des

thermocouples. Les travaux présents dans la bibliographie avaient peu étudié son influence sur la réponse. Les études démontrent que c'est le paramètre de la technique à choisir avec soin. On a constaté notamment, lors de nos expérimentations dans un jet chaud, une forte augmentation de la dispersion des données de sortie τ^* et ρ^* pour des écartements trop importants à cause des pertes de cohérences des structures convectées. À l'inverse, il ne faut pas que l'écartement soit trop faible pour que le sillage du premier thermocouple dans l'écoulement ne perturbe le second. Enfin, nous avons analysé les effets de l'augmentation de la fréquence de sortie (fréquence de production des informations de vitesse). Jusqu'ici, dans la littérature et dans nos expériences, la fréquence de sortie était assez faible, de l'ordre d'une réponse par minute à une réponse toutes les 10 secondes. Cette étude tend à montrer qu'une augmentation de la fréquence de la réponse à 1 Hz était possible en réalisant un recouvrement des données. Au final, les tests ont permis de se rendre compte qu'il existait un lien entre les paramètres pour une réponse optimale de la sonde dans ces conditions de vitesse et de température contrôlées.

Les mesures sur site ayant lieu dans des conditions de ventilation non maîtrisées (vitesses comprises entre 0,1 et 10 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$, fluctuations importantes), la sonde CCV doit être capable de réaliser des mesures fiables sur toute cette gamme de vitesse et pour des écarts de températures représentatifs des mesures dans les fumées sur le terrain. C'est l'objet du troisième chapitre qui vise à exploiter cette sonde en commençant par explorer une gamme importante de vitesse, de 1 à 6 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. En se basant sur des comparaisons avec d'autres techniques de mesures réputées fiables, nous en avons déduit que la technique CCV permettait d'obtenir de bons résultats sur toute cette gamme de vitesse, en faisant varier l'écartement entre les deux thermocouples. Une plage assez importante d'écartement donne satisfaction. Ce constat a motivé l'utilisation d'un « peigne » à trois thermocouples, avec trois écartements, pour améliorer les possibilités d'utilisation de la sonde dans des écoulements avec variation de vitesse. Ce dispositif est convaincant mais nécessite encore des études pour comprendre notamment les causes de l'augmentation de la dispersion des données au fur et à mesure de l'augmentation de la vitesse et ce pour l'écartement le plus important (100 mm), tendance contraire avec les observations lors des essais précédents.

Après ces tests en laboratoire, il apparaissait fondamental de tester la sonde dans son environnement prédestiné, lors d'essais *in situ*, le but étant d'évaluer la possibilité de réaliser des mesures à grandes échelles, dans des écoulements chauds et contenant des suies. Nous avons donc cherché à déployer un prototype de CCV sur site pour tester la faisabilité de telles mesures en conditions réelles mêlant co-activité et mesures dans des écoulements aux conditions « hostiles ». En passant à plus grande échelle nous avons réussi à obtenir un profil vertical de vitesse. On constate notamment une bonne détection de la hauteur d'inversion du profil de vitesse en la comparant aux observations visuelles réalisés lors des essais. D'autres mesures en tunnel ont permis de comparer les mesures CCV avec des mesures réalisées à l'aide d'anémomètres à hélice. Les comparaisons avec la CCV montrent de faibles différences entre les deux techniques. Enfin, les derniers tests se sont déroulés lors de véritables essais *in situ*. Des mesures dans le panache ont pu être réalisées, avec une valeur en bonne cohérence avec les observations, avec seulement 40 % des points exploités. Au delà des valeurs obtenues lors des essais à grandes échelles (caisson, tunnel ou panache), ces derniers essais nous a entre autre permis de nous rendre compte que l'utilisation de la CCV sur le terrain devait être méticuleuse notamment à cause de la finesse des thermocouples. Une phase de test de prototype avant l'industrialisation permettrait trouver une solution afin de palier à cela.

En résumé, cette sonde montre un gain potentiel intéressant par rapport aux autres techniques de mesure. Elle est :

- plus compacte, plus pratique que les mesures optiques laser et au moins aussi fiable en terme de précision ;
- moins couteuse (économie concernant le transmetteur de pression) et moins intrusive que les mesures déprimogènes à l'aide de sonde de McCaffrey ;
- plus robuste que les anémomètres à hélice, car applicable dans les températures élevées et moins sensible aux suies contenues dans les fumées.

Perspectives

On peut imaginer que ce développement de techniques métrologiques puisse être exploité dans de multiples domaines et dans de nombreuses configurations.

Ces travaux se sont limités à des mesures précises en laboratoire sur un banc expérimental dédié dans une gamme de vitesse d'écoulement allant de 1 à 6 m·s⁻¹, de futurs travaux pourront explorer une gamme plus large de 0,1 à 10 m·s⁻¹, données familières des écoulements de fumées.

Les écoulements laminaires pourraient être investigués en utilisant un « excitateur » pour créer des perturbations qui nous permettrait de tracer l'écoulement (type allée de Von Karman).

Sur site, des comparaisons avec une sonde McCaffrey aurait permis de clarifier le positionnement en terme de précisions, de rapidité de déploiement, et de facilité d'utilisation de la CCV fasse aux techniques déprimogènes et d'établir des conclusions plus fortes. Ce point pourrait faire l'objet de futurs tests.

Seul le dispositif d'acquisition reste préjudiciable à cette technique, puisque il doit permettre l'acquisition synchrone de signaux à haute fréquence entrainant un coût plus important. Les futurs prototypes de sonde pourraient inclure un dispositif d'acquisition sur la base de mini ordinateur type Raspberry Pi[®] dispositif programmable à souhait et peu coûteux. Pour remédier à l'analyse des signaux *a posteriori*, l'autre amélioration concernerait le post traitement en temps réel, rendu possible par l'utilisation d'un mini ordinateur programmable.

Enfin, pour la rendre totalement utilisable dans les conditions terrain, il faudrait ajouter une protection autour des thermocouples.

Bibliographie

- Alpert, R. L. (1975). Turbulent ceiling-jet induced by large-scale fires. *Combustion Science and technology*, 11 :197–213.
- Audouin, L. and Torero, J. L. (2013). Special issue on PRISME — Fire safety in nuclear facilities. *Fire Safety Journal*, 62.
- Belyaev, I., Razuvanov, N., Sviridov, V., and Zagorski, V. (2017). Température correlation velocimtry technique in liquid metals. *Journal of flow measurement*.
- Bonnefous, O. and Pesqué, P. (1986). Time domain formulation of pulse-doppler ultrasound and blood velocity estimation by cross correlation. *Ultrasonic imaging*, 8 :73–85.
- Boutier, A. (2012). *Vélocimétrie laser pour la mécanique des fluides*. Hermes science.
- Bryant, R. (2011). Evaluating practical measurements of fire-induced vent flows with stereoscopic PIV. In *Proceedings of the Combustion Institute*, volume 33, pages 2481–2487. Elsevier Inc.
- Bryant, R. A. (2009). The application of stereoscopic PIV to measure the flow of air into an enclosure containing a fire. *Experiments in Fluids*, 47 :295–308.
- Corrsin, S. (1947). Extended applications of the HotWire Anemometer. *The review of scientific instruments*, 18.
- Corrsin, S. (1950). Further experiments on the flow and heat transfer in a heated turbulent air jet. Technical report.
- Corrsin, S. (1951). On the spectrum of isotropic temperature fluctuations in an isotropic turbulence. *Journal of Applied Physics*, 22(4) :469–473.
- Cox, G. (1977). Gas velocity measurement in fires by the cross-correlation of random thermal fluctuations—A comparison with conventional techniques. *Combustion and Flame*, 28 :155–163.
- Decoster, L. (2017). *Contribution à l'étude et à la modélisation du dépôts des suies lors d'un incendie*. PhD thesis.
- Delarochelambert, T. (2000). Etude expérimentale et numérique des transferts de chaleur en convection naturelle le long de parois verticales épaisses rayonnantes fortement chauffées. In *Société Francaise de Thermique*.
- Delarochelambert, T. and Prado, G. (1999). Thermoanemométrie correlative en convection naturelle. In *CIFQ Montreal*, pages 1–6.

- Dupont, A., Paranthoen, P., Lecordier, J., and Gajan, P. (1984). Influence of temperature on the frequency response of fine-wire thermocouples over the range (300K-800K) in airflows. *Journal of Physics E : Scientific Instruments*, 17(9) :808–812.
- Gajewski, J. (2013). Accuracy of cross correlation velocity measurements in two-phase gas-solid flows. *Flow Measurement and Instrumentation*, 30 :133–137.
- Grant, H. L., Hughes, B. A., Vogel, W. M., and Moilliet, A. (1968). The spectrum of temperature fluctuations in turbulent flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 34(03) :423.
- Heskestad, G. (1984). Engineering Relations for Fire Plumes. *Fire Safety Journal*, 7 :25–32.
- Horvath, I. (2013). *Extrem PIV applications*. PhD thesis.
- Hunt, G. R. and Kaye, N. G. (2001). Virtual origin correction for lazy turbulent plumes. *Journal of flow measurement*, 435 :377–396.
- Koched, A., Pretrel, H., Vauquelin, O., and Audouin, L. (2016). Experimental determination of the discharge flow coefficient at a doorway for fire induced flow in natural and mixed convection. *Fire and materials*, 40(October 2014) :114–128.
- Kramers, H. (1946). Heat transfers from spheres to flowing media. *Physica*, (2).
- LCPP (2017). *Guide de bonnes pratiques pour les études d'ingénierie du désenfumage*.
- Marcelli, T., Santoni, P. A., Simeoni, A., Leoni, E., and Porterie, B. (2004). Fire spread across pine needle fuel beds : characterization of temperature and velocity distributions within the fire plume. *International journal of wildland fire*, 13 :37–48.
- McCaffrey, B. J. (1983). Momentum Implications for Buoyant Diffusion Flames. *Combustion and Flame*, 167 :149–167.
- McCaffrey, B. J. and Heskestad, G. (1976). A Robust Bidirectional Low-Velocity Probe for Flame and Fire Application. *Combustion and Flame*, 26 :125–127.
- Michaux, G. and Vauquelin, O. (2008). Solutions for turbulent buoyant plumes rising from circular sources. *Physics of Fluids*, 20(6).
- Moisy, F. (2015). *Méthodes Expérimentales en Mécanique des Fluides*.
- Morandini, F., Silvani, X., and Susset, A. (2012). Feasibility of particle image velocimetry in vegetative fire spread experiments. *Experiments in Fluids*, pages 237–244.
- Morton, B. B. R. (1958). Forced plumes. *Journal of Fluid Mechanics*, 5 :151–163.
- Morton, B. R. (1965). Modeling fire plumes. In *Symposium (international) on combustion*, pages 973–982.
- Motevalli, V., Marks, C., and McCaffrey, B. (1992). Cross-Correlation Velocimetry for measurement of velocity and temperature profiles in low-speed, turbulent, nonisothermal flows. *Journal of Heat Transfer*, 114 :331–337.
- Ndoye, M., Dorignac, E., Delville, J., and Arroyo, G. (2010). Physical analysis of velocity and temperature cross-correlations in a plane mixing layer using variable temperature hot wire anemometry. *Comptes Rendus - Mécanique*, 338(12) :688–697.

- Ogura, Y. (1958). Temperature fluctuations in an isotropic turbulent flow. *Journal of Meteorology*, 15(6) :539–546.
- Palmer, T. and Northcutt, L. (1971). A High Temperature Water-Cooled Anemometer. *Fire Technology*, pages 201–203.
- Petit, C., Gajan, P., Lecordier, J. C., and Paranthoen, P. (1982). Frequency response of fine wire thermocouple. *Journal of Physics E : Scientific Instruments*, 15(7) :760–764.
- Praul, S. H. and Hmurcik, L. V. (1973). Instantaneous Temperature Measurement Instantaneous Temperature Measurement. *Review of Scientific Instruments*, 44 :1363–1364.
- projet EUREKA, R. (1995). *Fires in transport tunnels : Report on Full-scale Tests ; Eureka-Project EU 499 : FIRETUN*. Forschung für die Praxis : Studiengesellschaft Stahlanwendung. Verlag u. Vertriebsges. mbH.
- Rockwell, S. (2009). An investigation into the use of Cross Correlation Velocimetry. Technical report, Worcester Polytechnic Institute.
- Rockwell, S. R. and Rangwala, A. S. (2016). Determination of thermal plume thickness using thermocouple cross correlation coefficient decay. *Flow Measurement and Instrumentation*, 52(August) :144–147.
- Santoni, P., Marcelli, T., and Leoni, E. (2002). Measurement of fluctuating temperatures in a continuous flame spreading across a fuel bed using a double thermocouple probe. *Combustion and Flame*, 131(02) :47–58.
- Sodjavi, K. (2013). *Étude expérimentale de la turbulence dans une couche de mélange anisotherme*. PhD thesis.
- Sumer, B. M. and Fredsoe, J. (2006). *Hydrodynamics Around Cylindricalstructures*, volume 26.
- Tagawa, M. and Ohta, Y. (1997). Two-thermocouple probe for fluctuating temperature measurement in combustion - Rational estimation of mean and fluctuating time constants. *Combustion and Flame*, 109(4) :549–560.
- Thomas, P. H., Morgan, H. P., and Marshall, N. (1998). The spill plume in smoke control design. *Fire Safety Journal*, 30(30) :21–46.
- Tsuji, T., Nagano, Y., and Tagawa, M. (1992). Experiment on spatio-temporal turbulent structures of a natural convection boundary layer. *Journal of Heat Transfer*, 114 :901–908.
- Yeh, Y. and Cummins, H. Z. (1964). Localized fluid flow measurements with an HeNe laser spectrometer. *Applied Physics Letters*, 4(10) :176–178.
- Zukoski, E., Kubota, T., and Cetegen, B. (1980). Entrainment in Fire Plumes. *Fire Safety Journal*, 3 :107–121.

Annexe A

Calcul du coefficient d'intercorrélation

Cette annexe est consacrée à la description du calcul de corrélation à la base de la technique CCV. Nous y présentons les étapes du calcul et nous comparons deux techniques de codages afin d'en déduire la plus efficace pour notre application.

A.1 Introduction

Comme énoncé au chapitre 1, la vitesse d'un fluide peut être obtenue par intercorrélation de deux capteurs disposés à une certaine distance l'un de l'autre dans l'écoulement, sous certaines conditions détaillées dans le manuscrit.

Le calcul de corrélation de deux séries permet d'établir si il existe un lien entre les données. Les travaux présentés dans ce manuscrit sont basés sur le calcul et l'analyse de corrélation entre deux enregistrements de données de thermocouples. L'intercorrélation d'un enregistrement de température x_i avec un autre enregistrement x_j est calculée par l'équation suivante :

$$R_{ij}(\epsilon, \tau) = \int_0^T x'_i(t) \cdot x'_j(t - \tau) dt \quad (\text{A.1})$$

L'intercorrélation est calculée sur les valeurs fluctuantes comme indiqué au chapitre 2 ce qui permet d'identifier plus sereinement les pics maximums de corrélations. Dans un soucis de représentativité des résultats et pour faciliter l'analyse, l'intercorrélation est adimensionnée par l'écart type des séries de données. Cette adimensionnement est courant en statistique où ce type de coefficient de corrélation est appelé coefficient de corrélation de Bravais-Pearson définie par la covariance des séries x et y divisé par la multiplication des écarts types : $r_{x,y} = \frac{Cov_{x,y}}{\sigma_x \cdot \sigma_y}$.

$$\rho_{ij}(\epsilon, \tau) = \frac{R_{ij}(\epsilon, \tau)}{\sqrt{x'_i(t)^2} \sqrt{x'_j(t)^2}} \quad (\text{A.2})$$

A.2 Méthode de calcul de coefficient de corrélation

A.2.1 Présentation

Numériquement, calculer un produit de corrélation est facile à implémenter dans un algorithme. Nous avons choisi pour cela de créer notre propre algorithme de calcul d'intercorrélation à l'aide du logiciel Matlab. Le calcul d'intercorrélation suivant l'équation 1.4 est réalisé pour tout

les retards par pas de $\frac{1}{f_e}$. Au fur et à mesure de l'avancement du calcul, le décalage des deux séries l'une par rapport à l'autre est de plus en plus important. Plusieurs méthodes de décalage entre les séries existent et il semble important d'en connaître les différences.

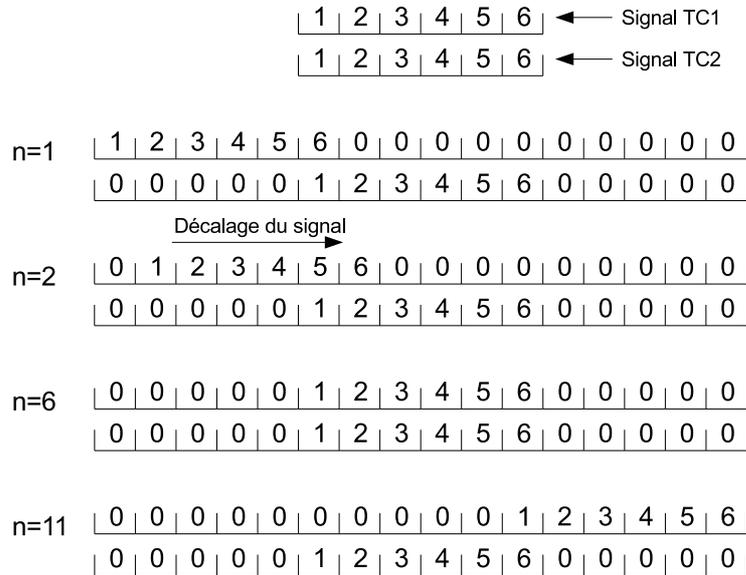


FIGURE A.1 – Méthode d'intercorrélacion zero padding, avec ajout de zéros en bout de séries.

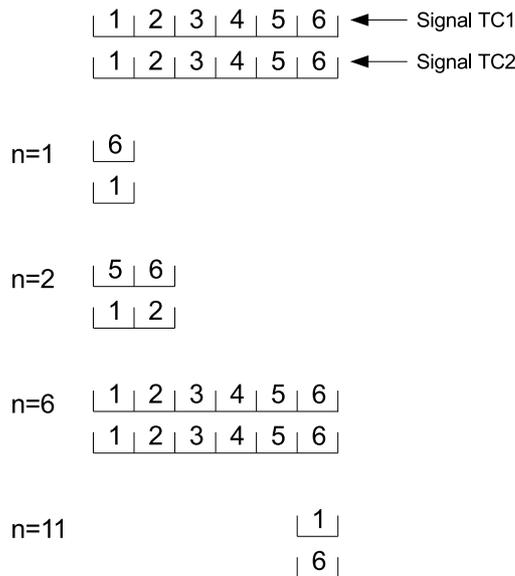
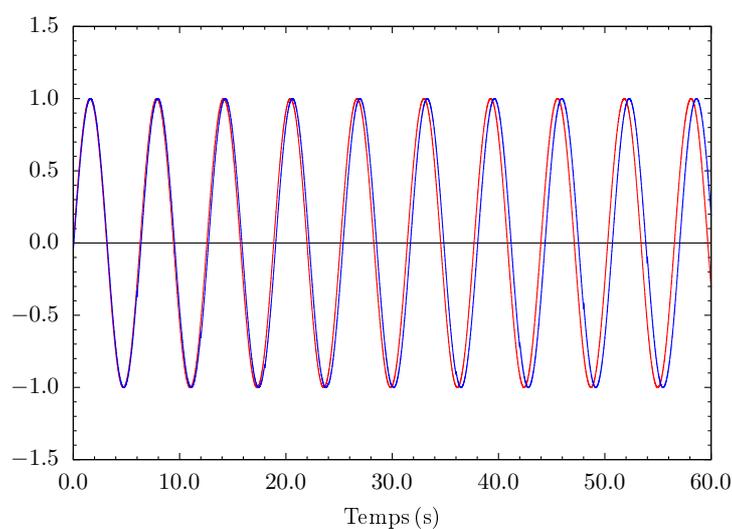


FIGURE A.2 – Méthode d'intercorrélacion avec suppression des valeurs en bout de séries.

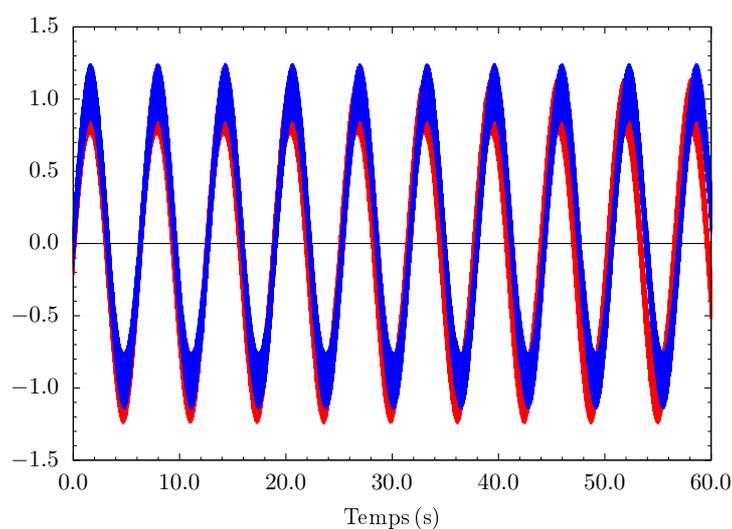
Les figures A.1 et A.2 nous permettent de différencier les deux méthodes. La première méthode, dite du « zero padding » dans la bibliographie, permet d'ajouter des zéros de part et

d'autre des signaux TC1 et TC2. L'ajout de zéros est évolutif au fur et à mesure des itérations ce qui permet de travailler sur un support constant. La seconde méthode ne procède pas à l'ajout de zéros dans la calcul de l'intercorrélation et au fur et à mesure des itérations le support de calcul d'intercorrélation diminue, à raison de 2 valeurs en moins par itération. La différence fondamentale vient donc principalement du nombre constant d'échantillon dans le calcul avec la première méthode par rapport à la seconde. À première vue nous pouvons penser que c'est la première méthode qui semblerait la plus propice pour des calculs de coefficient de corrélation comparable.

A.2.2 Tests sur un cas simple



(a)



(b)

FIGURE A.3 – (a) Signaux sans bruit. (b) Signaux avec bruit.

Dans le but de quantifier les différences entre les deux méthodes de décalage, nous choisissons de créer deux signaux sinusoïdaux de période 6 s avec un retard variable au cours du temps (cf. figure A.3 entre les deux signaux). Le retard évolue ensuite de 50 ms à chaque période, retard

comparable à nos expérimentations,. Le retard du deuxième signal sur le premier est de 50 ms sur la première période de 6 s.

Dans un premier cas idéal, les signaux ne sont pas bruités, figure A.3 (a). Dans un second cas, un bruit blanc Gaussien, similaire au bruit rencontré sur les signaux de température obtenus avec la CCV, est ajouté, figure A.3 (b). Les intercorrélacions sont calculées suivant les deux méthodes et pour les signaux avec et sans bruit. Notons que dans le cas de l'intercorrélacion effectuée sur les signaux sans bruit, le retard moyen $\overline{\tau^*}$ devrait, théoriquement, être égal à 275 ms sur la totalité des 60 secondes de signal. Les résultats moyen sont regroupé dans le tableau suivant A.1.

| | | Méthode zéro padding | | Méthode suppression des valeurs | |
|---------------------|------------|--------------------------|-----------------------|------------------------------------|-----------------------|
| | | Signaux sans bruit | Signaux avec bruit | Signaux sans bruit | Signaux avec bruit |
| Nombre de retard | f_s (Hz) | $\overline{\tau^*}$ (ms) | | | |
| 1 | 1/60=0,016 | 276,0 | 273,5 | 276,9 | 279,4 |
| 2 | 1/30=0,033 | 242,5 | 236,8 | 275,5 | 278,3 |
| 6 | 1/10=0,100 | 177,5 | 176,4 | 275,9 | 277,7 |
| 10 | 1/6=0,166 | 115,5 | 117,0 | 275,0 | 272,6 |
| 20 | 1/3=0,333 | 75,4 | 76,7 | 275,0 | 275,8 |
| 60 | 1/1=1,0 | 3,2 | 6,7 | 275,0 | 291,8 |

TABLE A.1 – Tableau résumé des retards moyens par les deux techniques de corrélation.

Nous pouvons remarquer dans le tableau A.1, que les deux méthodes aboutissent à des résultats très différents. Avec la méthode dite zero padding, les retards moyens calculés sont de plus en plus faibles, que ce soit avec ou sans bruit ajouté. La méthode de suppression des valeurs permet d'obtenir des retards moyens oscillant autour de la valeur théorique de 275 ms.

Les retards moyens calculés avec les signaux sans bruits aux fréquences de sortie les plus faibles, censés être les plus « fiables », sont différents du retard théorique moyen. Ces différences sont explicables par les discontinuités créées entre chaque période du signal 2 visant à augmenter le retard de 50 ms. Cette discontinuité est observé sur la figure A.4 et est intrinsèque au désir d'augmenter le retard pour chaque période. Artificiellement, cette discontinuité « pèse » dans le calcul d'intercorrélacion et modifie la position du maximum de corrélation ρ^* qui influe donc sur τ^* . Les discontinuités sont présentes toutes les 6 s du signal 2, c'est pourquoi lorsque $f_s < \frac{1}{6}$, ces problèmes de décalages de retards disparaissent, pour la méthode de suppression des valeurs. La discontinuité est « effacée » par le découpage des signaux imposés par le fréquence de sortie voulue.

Afin de mieux comprendre d'où proviennent les différences relevées dans le tableau A.1, nous traçons l'évolution temporel des retards à la fréquence de sortie voulue, graphiques A.5 et A.6. Les retards sont calculés sur des fenêtres de corrélations, correspondant à des instants données des signaux, de taille de $\frac{1}{f_s}$. Par exemple, pour le graphique A.5 (a), la fréquence de sortie est de 0,016 Hz ce qui veut dire que la fenêtre d'intercorrélacion est de 60 s, le retard sur cette période du signal est de 276,9 ms ; pour le graphique A.5 (b) le retard est de 153,6 ms sur la première fenêtre d'intercorrélacion, les 30 premières secondes du signal et de 397,8 ms sur les 30 secondes

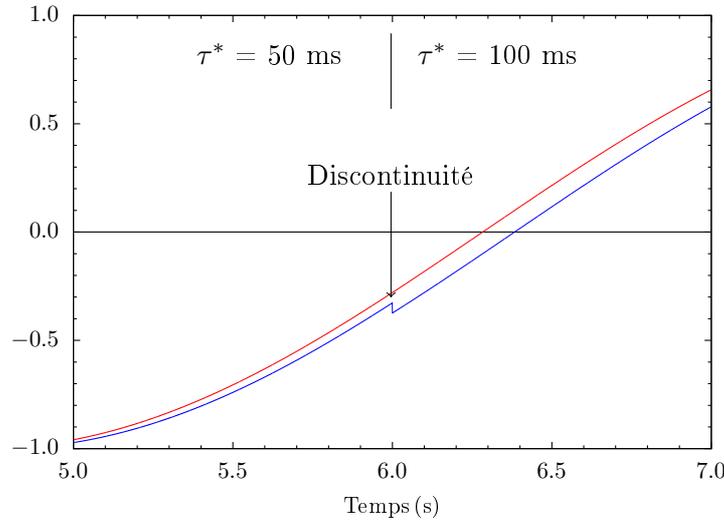


FIGURE A.4 – Zoom sur une discontinuité du signal 2 entre deux périodes de 6 s des signaux sans bruit.

suivantes ; et ainsi de suite. Chaque graphique permet donc d’appréhender l’évolution du retard au fil du temps et des fenêtres d’acquisition, à plusieurs fréquences de sortie f_s .

L’analyse des graphiques des figures A.5 et A.6 permet d’avancer que plus les fréquences de sorties augmentent, plus les différences entre les retards obtenus avec une méthode ou l’autre sont flagrantes, ce qui vient confirmer par ailleurs les données présentées dans le tableau A.1. Par rapport aux résultats attendus, la meilleur méthode est l’intercorrélation par suppression de valeur. En effet, nous retrouvons la tendance d’évolution des retard par palier de 50 ms lorsque nous augmentons la fréquence de sortie, que ce soit avec ou sans bruit.

La principale explication de ces différences vient de l’itération de départ, celle qui prépare les signaux à l’intercorrélation. Dans le cas de la méthode zero padding, des zéros sont ajoutés avant et après le signal. Le problème qui émerge alors sont la création de deux discontinuités aux bords des signaux. Nous pouvons observer cela sur la figure A.7. Ces discontinuités persistent lors du calcul de l’évolution du coefficient de corrélation et jouent, là aussi, un rôle perturbateur sur le temps d’apparition τ^* du pic maximum de corrélation ρ^* .

Remarque : A la place d’ajouter des zéros, nous aurions pu faire le choix de fixer les valeurs en bords de signal à la valeur moyenne sur la fenêtre d’intercorrélation. Les résultats auraient été similaires puisque nous travaillons uniquement avec la partie fluctuante des signaux, en retranchant la moyenne du signal total.

A.3 Conclusion

Les calculs précédents permettent de trancher en faveur de l’utilisation de la méthode dite de suppression des valeurs.

Les résultats présentés dans ce manuscrit ont tous été obtenues à l’aide de cette méthode.

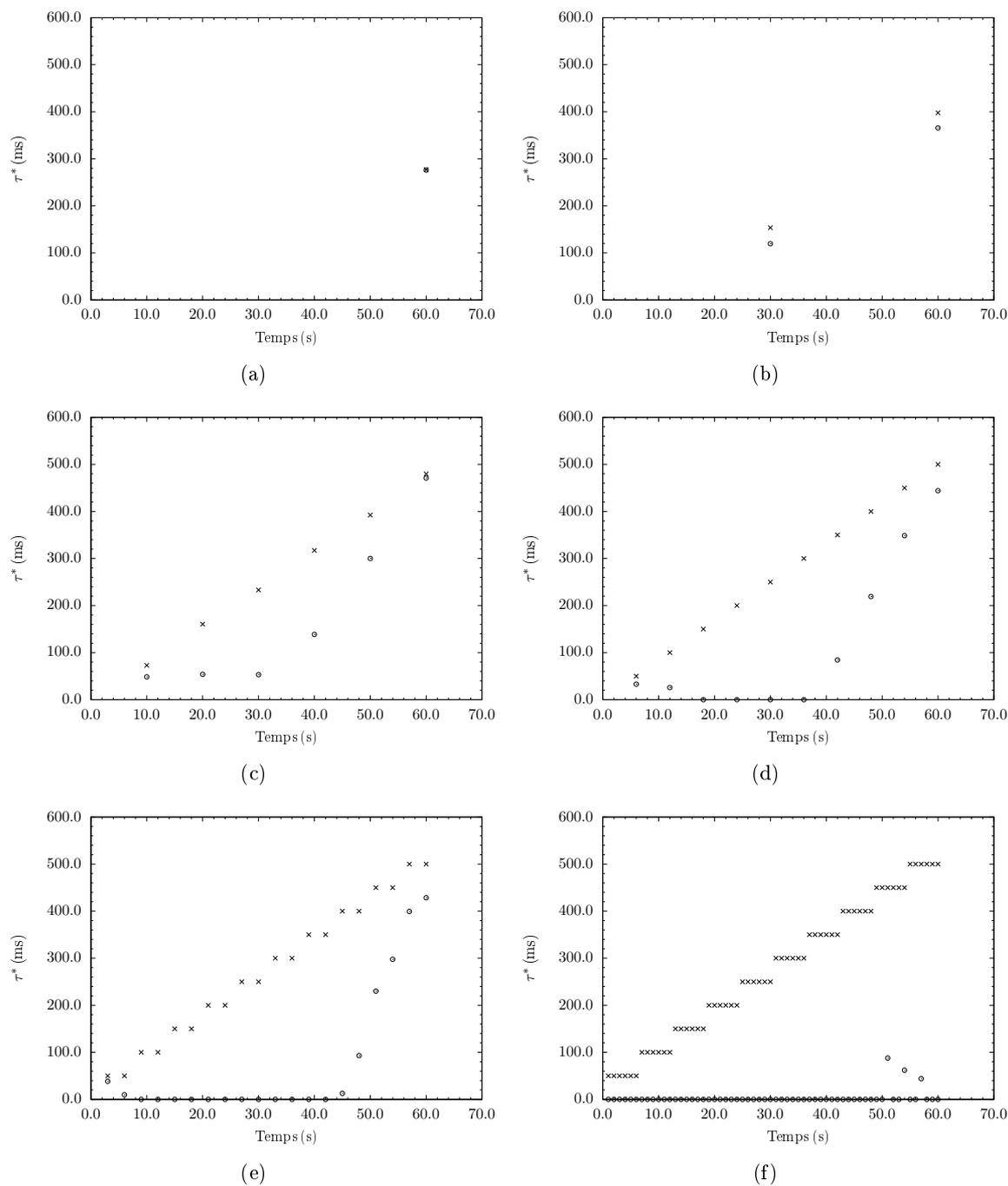


FIGURE A.5 – Évolution des retards après intercorrélacion des signaux sans bruit. (⊙) méthode zero padding. (×) méthode de suppression. (a) $f_s = 0,016$ Hz. (b) $f_s = 0,033$ Hz. (c) $f_s = 0,100$ Hz. (d) $f_s = 0,166$ Hz. (e) $f_s = 0,333$ Hz. (f) $f_s = 1,0$ Hz.

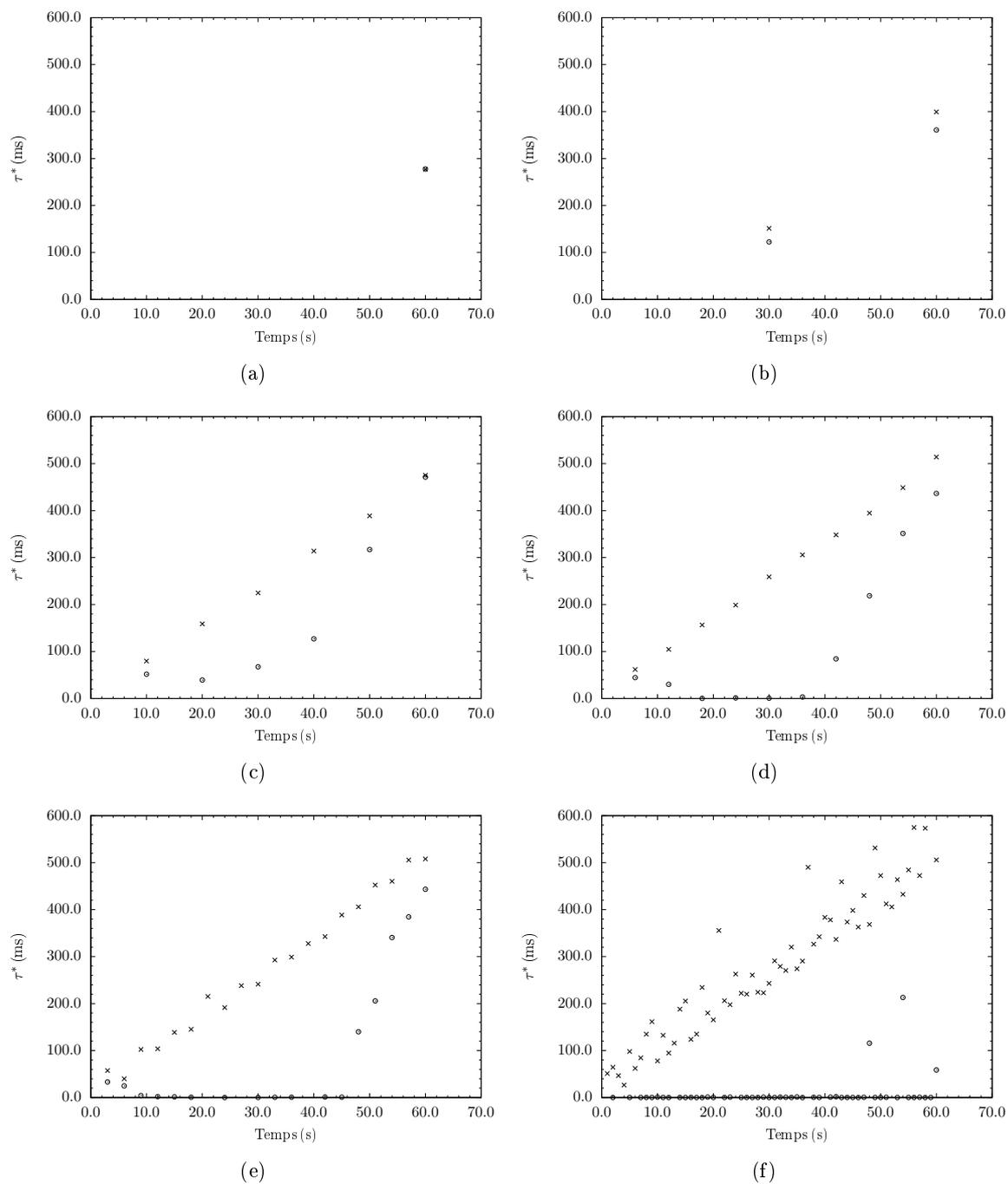


FIGURE A.6 – Évolution des retards après intercorrélacion des signaux avec bruit. (⊙) méthode zero padding. (×) méthode de suppression. (a) $f_s = 0,016$ Hz. (b) $f_s = 0,033$ Hz. (c) $f_s = 0,100$ Hz. (d) $f_s = 0,166$ Hz. (e) $f_s = 0,333$ Hz. (f) $f_s = 1,0$ Hz.

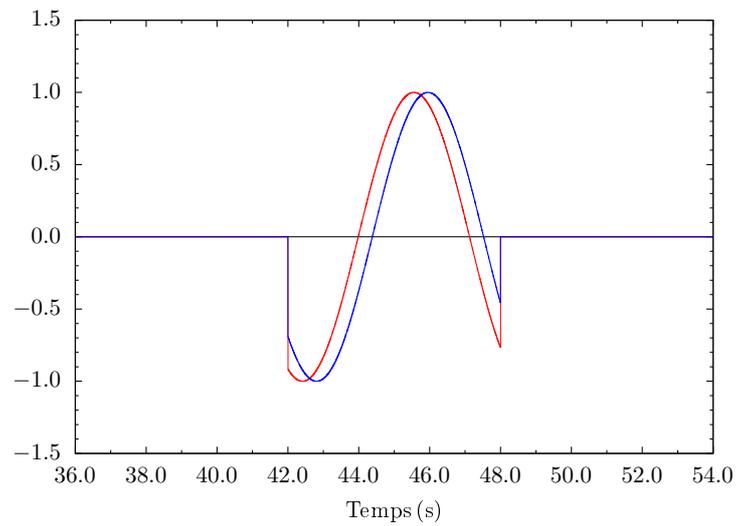


FIGURE A.7 – Fenêtre d'intercorrélation sur une partie des signaux avec $f_s = 0,1$ Hz.