

Thèse de l'Université de Lyon

délivré par

L'ÉCOLE CENTRALE DE LYON

Spécialité : Mécanique

Soutenue publiquement le 10 Février 2015

par

Hervé Gamel

préparé au Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique

Caractérisation expérimentale de l'écoulement et de la dispersion autour d'un obstacle bidimensionnel

École Doctorale : Mécanique Énergétique Génie-civil et Acoustique

Composition du jury :

M. Fabien Anselmet	Rapporteur
M. Christian Seigneur	Rapporteur
M. Lionel Soulhac	Directeur de thèse
M. Pietro Salizzoni	Co-Directeur de thèse
M. Bertrand Carissimo	Examineur
M. Laurent Perret	Examineur
M. Serge Simoëns	Président

À mes parents et mes grands-parents

« Si vous pensez que vous êtes trop petit pour changer quoique ce soit, essayez donc de dormir avec un moustique dans votre chambre »

Betty Reese

Résumé

Depuis une dizaine d'années, l'évolution de la puissance des ordinateurs a permis de développer l'utilisation, dans les études d'ingénierie, des simulations 3D CFD (Computational Fluid Dynamics) pour l'étude de l'atmosphère à petite échelle, en particulier pour la dispersion de polluants sur des sites industriels et urbains complexes. Compte tenu de la complexité des domaines à étudier et des ressources de calcul généralement disponibles, ces études sont la plupart du temps réalisées à l'aide des modèles RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes), et particulièrement avec le modèle de fermeture $k - \varepsilon$. Différents travaux de validation de l'approche RANS $k - \varepsilon$ ont mis en évidence quelques limitations à reproduire la dynamique de l'écoulement et de la dispersion dans des configurations géométriques complexes. Le travail de recherche réalisé dans le cadre de cette thèse a pour objectif une caractérisation expérimentale fine de l'écoulement et de la dispersion turbulente autour d'un obstacle bidimensionnel placé dans une couche limite de surface, afin d'évaluer la validité des modèles RANS en vue de leur application pour l'étude de la dispersion atmosphérique.

Dans un premier temps, nous avons utilisé des techniques d'anémométrie à fil chaud, d'anémométrie laser Doppler et d'anémométrie par image de particules, pour déterminer le champ de vitesse dans une couche limite de surface rugueuse et autour d'un obstacle bidimensionnel de section carrée. Une attention particulière a été portée sur l'analyse des termes de l'équation évolutive de l'énergie cinétique turbulente (ECT) et sur la détermination de la viscosité turbulente ν_t . Différentes approches ont également été utilisées pour estimer le taux de dissipation ε de l'énergie cinétique turbulente. Nous avons mis en évidence que ces différentes approches fournissent des résultats comparables dans le cas de la couche limite, tandis que seule la technique estimant ε comme le résidu de l'ECT est applicable dans le sillage de l'obstacle. De plus, nos mesures ont permis d'évaluer les paramétrisations du modèle $k - \varepsilon$ et de montrer que la valeur du coefficient $C_\mu = 0.09$ ne semble pas adaptée dans le cas de la couche limite, conduisant à une surestimation de ν_t , alors que cette valeur apparaît plus adaptée dans le cas de l'obstacle. Une étude de sensibilité, portant sur la détermination de la constante σ_k du modèle $k - \varepsilon$, indique une contribution non négligeable des termes de corrélation entre la vitesse et la pression dans le sillage de l'obstacle.

Dans un deuxième temps, nous avons étudié la dispersion d'un scalaire passif, en mesurant les différents moments statistiques de la concentration, au moyen d'un détecteur à ionisation de flamme. Nous avons également déterminé les flux turbulents de masse, par un couplage entre les mesures de vitesse et de concentration, en prenant soin de contrôler les influences réciproques des deux techniques de mesure. Ces mesures nous ont permis de tester la validité de différents modèles de fermeture de l'équation d'advection-diffusion pour estimer les flux dans le sens vertical et dans le sens longitudinal. Nous avons également pu déterminer expérimentalement le coefficient de diffusivité turbulente D_t , nous permettant d'évaluer un nombre de Schmidt turbulent Sc_t , afin de mettre en évidence que la valeur $Sc_t = 0.7$ est adaptée à la majorité des zones étudiées, excepté dans la zone de recirculation

induite par l'obstacle. Enfin, nous nous sommes intéressés aux différents termes de l'équation de la variance de la concentration et plus particulièrement à son taux de dissipation. À nouveau, les mesures nous ont permis de tester un modèle de fermeture disponible dans la littérature et de montrer la bonne cohérence entre le modèle et l'expérience.

Mots clés : Mesures expérimentales, Dispersion atmosphérique, Couche limite turbulente, Obstacle 2D, Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente, Flux turbulent de masse, Modèle $k - \varepsilon$.

Abstract

In the last decades, there has been an increasing use of Computational Fluid Dynamics (CFD) simulations to evaluate the impact of atmospheric pollutants dispersion in within industrial and urban sites. Given the high geometrical complexity of these sites, these simulations are mainly performed adopting a Reynolds Averaged Navier-Stokes (RANS) approach and using $k - \varepsilon$ closure models. As is well known from previous studies, RANS $k - \varepsilon$ simulations are affected by some limitations that prevent them correctly reproducing the dynamics of the flow and the pollutant dispersion in complex geometrical configurations.

The aim of the PhD is to provide a detailed experimental characterization of the flow and the turbulent dispersion around an idealized two-dimensional obstacle placed within a boundary layer flow. This is subsequently used to analyse the reliability of RANS closure models as predictive tools for the atmospheric dispersion of airborne pollutants.

Initially we focus on the flow dynamics of a boundary layer flow developing over a rough wall and in the wake of a 2D obstacle. The velocity field is investigated experimentally by means of different measurement techniques, namely Hot Wire Anemometry (HWA), Laser Doppler Anemometry (LDA) and Stereo-Particle Imagery Velocimetry (PIV). A particular attention was devoted to the estimate of the turbulent viscosity ν_t as well as of the terms composing the turbulent kinetic energy budget (TKE), including its rate of dissipation ε which was determined adopting different approaches. These measurements allowed us to analyse the accuracy of the parameterizations included in a standard $k - \varepsilon$ closure model. Our analysis show that a value of the coefficient $C_\mu = 0.09$ leads to significant overestimation of ν_t in a boundary layer flow. Conversely, adopting $C_\mu = 0.09$ provides a good agreement between modeled and direct estimates of ν_t in the wake of the obstacle.

As a second step, we studied the dispersion of a passive scalar emitted by a ground level line source. To that purpose we measured the first four order moments of the concentration probability density function by mean of a flame ionization detector (FID). Furthermore, the coupling of the FID system with the LDA or HWA system allowed us to directly measure the turbulent mass transfer, i.e. the correlation between velocity and concentration fluctuations. The combination of these two techniques was carefully analyzed, in order to quantify eventual mutual disturbances of one measurement technique on the other.

The measurements of the velocity/concentration correlations allowed us to determine experimentally the turbulent diffusivity D_t and the turbulent Schmidt number Sc_t , and therefore to test the accuracy of different closure models of the advection-distribution equation. Our results show that the value of the turbulent Schmidt number is approximately equal to 0.7 in most of the domain, except in the recirculation zone on the wake of the obstacle. Experimental data provide also a complete des-

cription of the spatial distribution of the concentration variance, and of the term composing its budget (with a focus on its dissipation). As for the velocity field, we test the reliability of different closure model proposed in the literature of the turbulent mass transfer terms, enlightening the shortcomings of simple gradient-law closer models.

Keywords : Experimental measure, Atmospheric dispersion, Turbulent boundary layer, 2D obstacle, Turbulent kinetic energy dissipation rate, Flow mass, $k - \varepsilon$ model.

Table des matières

Liste des symboles	15
Introduction générale	19
I Notions fondamentales et moyens de simulations	23
1 Notions fondamentales sur les écoulements turbulents	25
1.1 Équations de Navier-Stokes moyennées (RANS)	26
1.2 Statistiques dans l'espace de Fourier	28
1.3 Équation de transport d'un scalaire passif	31
1.4 Problème de fermeture des équations	32
1.5 Détermination expérimentale de ε	40
2 Moyens de simulations	45
2.1 Campagne expérimentale	45
2.2 Méthodes numériques	54
II Analyse de la couche limite incidente	59
3 Dynamique de la Couche Limite incidente	61
3.1 Caractérisation de la couche limite	61
3.2 Bilan d'énergie cinétique turbulente	65
3.3 Viscosité turbulente	67
3.4 Échelles spatiales de turbulence	69
4 Dispersion d'un scalaire passif en Couche Limite rugueuse	73
4.1 Mesure de corrélation vitesse-concentration	73
4.2 Résultats	92
III Analyse autour d'un obstacle bidimensionnel	103
5 Champ de vitesse autour d'un obstacle bidimensionnel	105
5.1 Résultats expérimentaux	105
5.2 Analyse des constantes C_μ et σ_k du modèle $k - \varepsilon$	124
5.3 Comparaisons avec les résultats issus d'une simulation $k - \varepsilon$ complète.	129

6 Dispersion en aval de l'obstacle bidimensionnel	135
6.1 Étude des principales statistiques sur la concentration	135
6.2 Évaluation des flux de masse	145
6.3 Modèles de fermeture	148
6.4 Étude de l'équation évolutive de la variance de concentration	164
Conclusion générale et perspectives	171
Annexes	177
Bibliographie	189

Liste des symboles

Lettres latines

Adv	: terme d'advection de l'énergie cinétique turbulente dans l'équation sur k
Adv_{c^2}	: terme d'advection de la variance de concentration
D	: spectre de dissipation
d	: hauteur de déplacement
$d_{interfrange}$: distance entre les franges d'interférence (LDA)
$D_{t,i}$: Diffusion turbulente suivant i
D_m	: Coefficient de diffusion moléculaire
E	: spectre d'énergie
f	: fréquence
H	: hauteur de l'obstacle
k	: énergie cinétique turbulente (ECT)
l_r	: hauteur des rugosités au sol
$L_{ii}(\mathbf{r})$: échelle Intégrale
L_{iso}	: estimation de l'échelle Intégrale en se basant sur l'hypothèse d'isotropie de la turbulence
Ma	: nombre de Mach
P	: production de l'énergie cinétique
P_{c^2}	: production de la variance de concentration
p	: pression
Pr_t	: nombre de Prandtl turbulent
R_{ij}	: corrélation double en deux points
Re	: nombre de Reynolds
Sc_t	: nombre de Schmidt turbulent
t	: temps
t_t	: échelle de temps turbulent
T	: terme de transport turbulent de k
T_{c^2}	: terme de la variance de concentration
T_c	: échelle de temps de dissipation

\mathbf{u}	: vecteur vitesse
u_i	: vitesse suivant i
\bar{u}_i	: vitesse moyenne suivant i
u'_i	: vitesse fluctuante suivant i
u	: vitesse suivant x
u_*	: vitesse de frottement à la paroi
v	: vitesse suivant y
w	: vitesse suivant z
z_0	: hauteur de rugosité
z_{rug}	: hauteur de la sous-couche rugueuse

Lettres grecques

δ	: hauteur de la couche limite
δ_{ij}	: Symbole de Kronecker
Δt	: Décalage temporel entre les signaux LDA et FID
ε	: taux de dissipation moyen de l'énergie cinétique turbulente (TDEC)
ε_{iso}	: TDEC issue de la relation isotropique
ε_R	: TDEC par la méthode du résidu de l'équation de l'ECT
ε_R	: TDEC par la méthode des spectres
ε_{c^2}	: taux de dissipation moyen de la variance de concentration
$\theta_{faisceaux}$: angle entre les deux faisceaux lumineux (principe du LDA)
κ_o	: vecteur d'onde
κ_o	: nombre d'onde
κ	: constante de Von Karman = 0.4
λ_{laser}	: longueur d'onde du faisceau laser (LDA)
λ	: échelle de Taylor
$\lambda_{ }$: échelle de Taylor longitudinale
λ_{\perp}	: échelle de Taylor transversale
μ	: viscosité dynamique
ν	: viscosité cinématique
ν_t^{def}	: viscosité cinématique turbulente issue de la définition (équation 1.29)
ν_t^{mod}	: viscosité cinématique turbulente avec la définition du modèle $k - \varepsilon$, mais à partir de nos données expérimentales (équation 1.31)
$\nu_t^{k-\varepsilon}$: viscosité cinématique turbulente issue du modèle $k - \varepsilon$
ρ	: masse volumique
Ψ	: terme de corrélation entre la vitesse et la pression

Symbologie

$\bar{\phi}$	Valeur moyenne de la variable ϕ
ϕ'	Valeur fluctuante de la variable ϕ
ϕ^*	Valeur adimensionnée de ϕ

Abréviations

CFD	Computational Fluid Dynamics
CL	Couche Limite
DNS	Direct Numerical Simulation
ECT	Énergie Cinétique Turbulente
GGDH	Generalized-Gradient Diffusion Hypothesis
HO-GGDH	High-Order Generalized-Gradient Diffusion Hypothesis
HWA	Hot Wire Anemometry
LDA	Laser Doppler Anemometry
LES	Large Eddy Simulation
PIV	Particle Image Velocimetry
RANS	Reynolds Averaged Navier-Stokes
SGDH	Standard Gradient-Diffusion Hypothesis

Introduction générale

L'augmentation continue des performances de calcul dans le domaine de la dynamique des fluides (CFD : Computational Fluids Dynamics), permet aujourd'hui de mettre en œuvre les simulations du type Large Eddy Simulations (LES) pour une grande variété d'écoulement appliquée à l'étude de l'environnement. Cependant, la majorité des études CFD concernant la dispersion de polluants sur des sites industriels et urbains, est encore réalisée à l'aide des modèles Reynolds Averaged Navier-Stokes (RANS), et plus particulièrement avec le modèle $k - \varepsilon$. Durant les dernières années, plusieurs études (Tominaga and Stathopoulos, 2013; Moonen et al., 2011; Mochida et al., 2002; Rodi, 1997; Xie and Castro, 2006; Rossi and Iaccarino, 2009a) ont mis en lumière la limitation des modèles RANS, à prédire la dynamique de l'écoulement et de la dispersion dans des régions caractérisées par un fort déséquilibre entre la production et la dissipation de l'énergie cinétique turbulente k . L'exemple classique est l'étude du sillage d'un corps immergé dans un écoulement de couche limite.

Les analyses des performances des modèles RANS sont très souvent basées sur les capacités à prévoir les champs des vitesses moyennes et de l'énergie cinétique turbulente. À notre connaissance, très peu s'intéressent aux différents termes de l'équation sur k ou aux différences portant sur le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente ε , ce qui est probablement dû à la difficulté de mesurer cette grandeur (Baldi et al., 2004; Baldi and Yianneski, 2004; Michelet et al., 1998). Or les erreurs commises dans la prédiction de ces différents termes ont un impact direct sur l'estimation de la viscosité turbulente ν_t et, par conséquent, sur le coefficient de diffusivité turbulente D_t d'un scalaire passif. Certains travaux ont tout de même mis en avant l'importance de ε . Nous pouvons citer à titre d'exemple l'étude de Poggi et al. (2006) étudiant numériquement l'influence de ε sur le champ de dispersion en canopée végétale, modélisée par des petits cylindres, et qui a montré une forte dépendance des résultats à la manière dont on estime ε .

La modélisation de la dispersion dans les modèles RANS est basée sur une valeur constante pour le nombre de Schmidt turbulent Sc_t . Or, plusieurs études, dont celles de Koeltzsch (1999) portant sur l'estimation du nombre de Schmidt dans une couche limite et de Snijders et al. (1983) portant sur la détermination expérimentale du nombre de Prandtl turbulent à l'intérieur de la couche limite pour un écoulement d'air sur une plaque plane, ont montré une évolution spatiale de Sc_t lorsque l'on s'éloigne

de la paroi. De plus, de nombreux travaux étudiant numériquement l'influence de ce paramètre sur la modélisation des flux de masse (ou de chaleur pour Pr_t) ont mis en évidence la limitation de ce modèle dans le fait d'imposer un nombre de Schmidt constant. Nous pouvons citer par exemple les travaux de Sabatino et al. (2007, 2008), étudiant la dispersion à travers un groupe d'obstacles, où le nombre Sc_t peut varier de 0.04 à 0.4 suivant les cas d'études.

Notons qu'il est fréquent que les fluctuations de concentration soient du même ordre de grandeur que la valeur moyenne. Or, certaines applications telles que l'étude du risque industriel, de la dispersion de polluants toxiques, inflammables ou odorants, qui sont des phénomènes caractérisés par des échelles de temps et de longueurs très petites, nécessitent d'avoir accès aux informations concernant ces fluctuations de concentration. Dans ces cas, leurs effets ne pouvant pas être négligés, il est impératif de les prendre en compte dans les modélisations, en s'intéressant par exemple à l'équation évolutive de la variance de concentration, couramment fermée par la modélisation de son taux de dissipation ε_{c^2} (Csanady, 1967; Weil et al., 1992; Milliez and Carissimo, 2008). Afin de pouvoir examiner les différents termes composant cette équation, il est impératif d'avoir accès à une évaluation expérimentale des corrélations vitesse-concentration. Ce type de mesures a déjà été réalisé par différentes techniques, dans des configurations d'écoulement simple du type couche limite (Raupach and Legg, 1983; Stapountzis et al., 1986; Koeltzsch, 1999; Fackrell and Robins, 1982a), ou plus complexe comme l'intersection de rues-canyons et le sillage d'un obstacle (Carpentieri and Robins, 2010; Carpentieri et al., 2012; Nosek et al., 2012; Vinçont et al., 2000).

Ce travail de thèse porte sur l'étude expérimentale et numérique de la dynamique de l'écoulement et de la dispersion d'un scalaire passif dans deux configurations géométriques différentes (couche limite rugueuse et sillage d'un obstacle bidimensionnel). L'analyse de l'écoulement de couche limite rugueuse, nous permet en particulier de valider diverses techniques de mesures et d'analyses qui, dans un second temps, sont appliquées à un écoulement autour d'un obstacle bidimensionnel.

Le premier objectif de cette thèse est donc de réaliser des mesures fines des différents moments statistiques de la vitesse, afin de pouvoir analyser les termes de l'équation évolutive de l'énergie cinétique turbulente et de la viscosité turbulente. Une attention particulière est portée sur l'estimation du taux de dissipation de k à l'aide de différentes techniques. La comparaison de ces mesures avec les modèles RANS nous permettra de discuter de la validité de ces derniers.

Le second objectif est de mesurer les différents moments statistiques de la concentration ainsi que les flux turbulents de masse, obtenus à l'aide d'un couplage entre deux techniques de mesures différentes (vitesse et concentration), afin d'étudier la validité de différents modèles de fermeture de l'équation d'advection-diffusion. Ces mêmes données, nous donnant accès à l'évolution du nombre de Schmidt turbulent, nous permettront d'examiner l'influence de ce paramètre sur les résultats des simulations RANS.

Le dernier objectif est de réaliser une analyse des différents termes de l'équation de la variance de concentration, dont le taux de dissipation ε_{c^2} , afin de tester différents modèles de fermetures disponibles dans la littérature (Weil et al., 1992; Milliez and Carissimo, 2008).

Dans la première partie de ce rapport, nous effectuerons un rappel des notions fondamentales sur la description des écoulements turbulents avant de présenter les différents moyens de simulations (expérimentales et numériques) que nous avons mis en œuvre afin de réaliser nos objectifs. La deuxième partie de ce rapport porte sur l'étude de la configuration de couche limite rugueuse, avec la présentation de nos résultats sur la dynamique de l'écoulement et sur la dispersion d'un polluant, émit à partir d'une source linéique placée au sol. La dernière partie est consacrée aux mêmes études, mais dans la configuration de l'écoulement de couche limite venant impacter un obstacle bidimensionnel.

Première partie

Notions fondamentales et moyens de simulations

***Introduction** : Nous consacrerons cette partie au rappel des notions fondamentales régissant la dynamique d'un écoulement turbulent, ainsi que la dispersion d'un polluant, considéré comme un scalaire passif. Nous poursuivrons en présentant les moyens d'études (expérimentaux et numériques) que nous mettrons en œuvre afin d'atteindre nos objectifs.*

1 Notions fondamentales sur les écoulements turbulents

Un écoulement turbulent est un système physique dont la dynamique est caractérisée par un état d'instabilité continue. On peut y observer des fluctuations de pression p et de vitesse u_i , l'indice i représentant la direction (x : longitudinale ; y : transversale ; z : verticale), qui montrent un comportement chaotique et imprévisible, rendant la description instantanée difficile (figure 1.1). Il est cependant possible d'identifier différentes structures tourbillonnaires de tailles différentes, dont les fluctuations temporelles varient dans le temps et l'espace. Ces dernières peuvent être caractérisées par une approche statistique en considérant u_i et p comme 2 variables statistiques dont la fonction de densité de probabilité (PDF) et les différents moments sont prévisibles et reproductibles. L'étude d'un champ turbulent, considéré comme stationnaire, vise donc à la caractérisation spatiale des lois de probabilité Υ_p pour p , et Υ_{u_i} pour u_i .

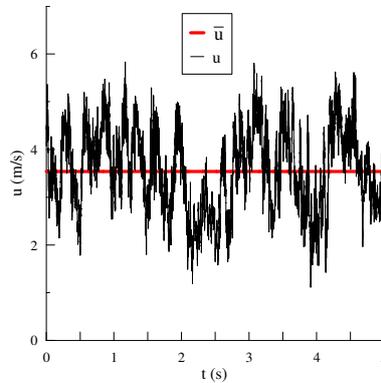


FIGURE 1.1 – Signal instantané d'une mesure de vitesse

Dans cette approche statistique, nous pouvons décomposer les variables comme la somme de leurs valeurs moyennes U_i et P (également représentées sous la forme \bar{u}_i et \bar{p}) et de leurs fluctuations u'_i et p' autour de cette dernière (décomposition de Reynolds), tel que :

$$u_i = U_i + u'_i \quad p = P + p' \quad (1.1)$$

Prenons l'exemple de la vitesse u_i , cette variable peut donc être décrite par sa valeur moyenne U_i ainsi que par tous les moments $\overline{u_i'^n}$, qui peuvent être déterminés à partir de la PDF $\Upsilon_{u_i}(u_i; x_j)$, à l'aide des relations :

$$U_i(x_j) = \int_{-\infty}^{+\infty} u_i \Upsilon_{u_i}(u_i; x_j) du_i \quad (1.2)$$

$$\overline{(u_i - U_i)^n} = \overline{u_i'^n} = \int_{-\infty}^{+\infty} [(u_i - U_i)^n] \Upsilon_{u_i}(u_i; x_j) du_i \quad (1.3)$$

Pour chaque moment il est possible d'écrire une équation évolutive. Nous commencerons par présenter celle de la grandeur moyenne dans la section 1.1.

1.1 Équations de Navier-Stokes moyennées (RANS)

La dynamique des écoulements incompressibles et homogènes est gouvernée par les équations de bilan de la masse et de la quantité de mouvement (forme locale du principe fondamental de la dynamique) :

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1.4)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (1.5)$$

avec ν la viscosité cinématique et ρ la masse volumique du fluide.

En intégrant l'équation 1.1 dans l'équation 1.5 et en moyennant le résultat, on obtient les équations du mouvement moyen statistiquement stationnaire :

$$\bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j} \quad (1.6)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1.7)$$

On voit apparaître dans l'équation 1.6 le terme $\overline{u'_i u'_j}$, appelé "tension de Reynolds", traduisant la contrainte de la turbulence sur le mouvement moyen. L'ajout de cette inconnue rend le système ouvert, qui ne peut donc plus être résolu directement. Il est par conséquent nécessaire d'utiliser des modèles de fermeture qui seront détaillés dans la section 1.4.

1.1.1 Équation évolutive de l'énergie cinétique turbulente

Afin de caractériser l'intensité des fluctuations turbulentes, il est usuel de faire référence à l'énergie cinétique turbulente par unité de masse, qui s'exprime comme :

$$k = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad (1.8)$$

Une combinaison des équations 1.6 et 1.5, nous permet d'obtenir son équation évolutive :

$$\underbrace{\bar{u}_j \frac{\partial k}{\partial x_j}}_{Adv} = \underbrace{-\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}}_P - \underbrace{\frac{1}{2} \frac{\partial \overline{u'_i u'_i u'_j}}{\partial x_j}}_T - \underbrace{\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p' u'_j}}{\partial x_j}}_\Psi + \underbrace{\nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\overline{u'_i \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)} \right]}_D - \underbrace{\frac{1}{2} \nu \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)^2}_\varepsilon \quad (1.9)$$

où les différents termes représentent :

- Adv : l'advection par le champ moyen,
- P : la production traduisant le transfert d'énergie entre le mouvement moyen et le mouvement fluctuant,
- T : le transport par la fluctuation de la vitesse,
- Ψ : le transport par la pression,
- D : le transport par la viscosité,
- ε : le taux de dissipation moyen de l'énergie cinétique turbulente.

Pour des conditions dynamiques d'écoulement tel que $Re = \frac{\bar{u}L}{\nu} \gg 1$ (avec L une échelle de longueur caractéristique de l'écoulement), excepté en proche paroi, certains de ces termes peuvent être négligés car leur intensité est très largement inférieure à celles des autres termes. C'est le cas du terme D dont la contribution peut raisonnablement être négligée. Dans cette hypothèse, l'équation 1.9 devient :

$$\underbrace{\bar{u}_j \frac{\partial k}{\partial x_j}}_{Adv} = \underbrace{-\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}}_P - \underbrace{\frac{1}{2} \overline{\frac{\partial u'_i u'_i u'_j}{\partial x_j}}}_T - \underbrace{\frac{1}{\rho} \overline{\frac{\partial p' u'_j}{\partial x_j}}}_{\Psi} - \underbrace{\frac{1}{2} \nu \overline{\left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)^2}}_{\varepsilon} \quad (1.10)$$

1.1.2 Équation évolutive du taux de dissipation moyen de l'énergie cinétique turbulente

Le terme ε représentant le taux de dissipation moyen de l'énergie cinétique turbulente. Il traduit la transformation de l'énergie cinétique liée au mouvement fluctuant en agitation à l'échelle moléculaire, c'est à dire en chaleur. Il agit donc aux plus petites échelles de la turbulence et s'exprime sous la forme :

$$\varepsilon = \frac{1}{2} \nu \overline{\left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)^2} = \nu \left[\overline{\left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \right)} + \frac{\partial^2 \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_i \partial x_j} \right] \quad (1.11)$$

Par analyse d'ordre de grandeur, nous pouvons dire que si l'écoulement est homogène ou si le nombre de Reynolds est très grand dans le cas d'un écoulement inhomogène (Comte-Bellot and Bailly, 2003), on peut approcher cette expression par :

$$\varepsilon' \simeq \nu \overline{\left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \right)} \quad (1.12)$$

Comme pour l'énergie cinétique turbulente k , nous pouvons écrire l'équation d'évolution de ε :

$$\begin{aligned}
 \overline{u_j} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = & \underbrace{-2\nu \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \overline{u'_k} \partial \overline{u'_k}}{\partial x_i \partial x_j} + \frac{\partial \overline{u'_i} \partial \overline{u'_j}}{\partial x_k \partial x_k} \right)}_{A_1} \underbrace{-2\nu \left(\overline{u'_j} \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_k} \frac{\partial^2 \overline{u_i}}{\partial x_k \partial x_j} \right)}_{A_2} \underbrace{-2\nu \frac{\partial \overline{u'_i} \partial \overline{u'_j} \partial \overline{u'_i}}{\partial x_k \partial x_k \partial x_j}}_B \\
 & \underbrace{-\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\overline{u'_j} \frac{\partial \overline{u'_i} \partial \overline{u'_i}}{\partial x_k \partial x_k} \right)}_C \underbrace{-2\nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \overline{u'_j} \partial \overline{p'}}{\partial x_i \partial x_i} \right)}_F \\
 & \underbrace{+\nu \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial x_j \partial x_j}}_G \underbrace{-2\nu^2 \left(\frac{\partial^2 \overline{u'_i}}{\partial x_j \partial x_k} \right)^2}_H
 \end{aligned} \tag{1.13}$$

où les différents termes représentent :

- A_1 et A_2 : le couplage avec le mouvement moyen,
- B : l'interaction interne avec le mouvement turbulent,
- C : la diffusion turbulente,
- F : l'interaction par la fluctuation de pression,
- G : la diffusion moléculaire,
- H : la destruction visqueuse.

Comme nous le verrons dans la section 1.4, le modèle numérique $k - \varepsilon$ est basé sur la résolution des équations 1.9 et 1.13 modélisées.

1.2 Statistiques dans l'espace de Fourier

L'étude statistique dans l'espace de Fourier va maintenant nous permettre de scruter les diverses échelles du mouvement turbulent. L'analyse spectrale est un moyen de connaître la répartition d'énergie suivant le nombre d'onde κ (ou la fréquence f). Nous nous concentrerons ici uniquement sur l'étude d'une notion importante : le spectre d'énergie. C'est l'outil qui sera employé pour décrire la cascade d'échelles de la théorie de Richardson-Kolmogorov, qui donne en particulier des informations sur la manière avec laquelle la turbulence dissipe l'énergie, ainsi que sur les différentes échelles caractéristiques de longueurs et de temps qui caractérisent la turbulence.

1.2.1 Tenseur des corrélations doubles

Considérant la turbulence statistiquement stationnaire et homogène, le tenseur de corrélation double des vitesses s'exprime :

$$R_{ij}(\mathbf{r}) = \overline{u'_i(\mathbf{x})u'_j(\mathbf{x} + \mathbf{r})} \tag{1.14}$$

Sa transformée dans l'espace de Fourier s'écrit sous la forme :

$$\phi_{ij}(\boldsymbol{\kappa}) = TF \left((R_{ij}(\mathbf{r})) \right) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{\mathbb{R}^3} R_{ij}(\mathbf{r}) e^{-i\boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{r}} d^3 \mathbf{r} \quad (1.15)$$

La fonction $\phi_{ij}(\boldsymbol{\kappa})$ définit le tenseur spectral des corrélations doubles de vitesse. Expérimentalement, il est plus pratique et usuel de privilégier l'utilisation des spectres unidimensionnels.

À partir de ces considérations, on peut facilement déterminer les spectres d'énergie cinétique turbulente et de son taux de dissipation moyen.

1.2.2 Spectre d'énergie cinétique turbulente et de son taux de dissipation moyen

Comme pour $R_{ij}(\mathbf{r})$ dans l'espace physique, le tenseur spectral des corrélations doubles des vitesses dans l'espace de Fourier contient toutes les informations relatives à la structure statistique d'ordre deux en deux points du champ fluctuant. En annulant \mathbf{r} dans l'équation 1.14 on retrouve le tenseur de Reynolds, que l'on peut notamment faire évoluer vers l'énergie cinétique k en ajoutant la condition $i = j$. On obtient alors la relation :

$$k = \frac{1}{2} R_{ii}(\mathbf{0}) = \int_{\mathbb{R}^3} \frac{1}{2} \phi_{ii}(\boldsymbol{\kappa}) d^3 \boldsymbol{\kappa} \quad (1.16)$$

$\phi_{ii}(\boldsymbol{\kappa})$ définit donc l'énergie moyenne de l'onde $\boldsymbol{\kappa}$. À travers cette relation, k apparaît donc sous la forme de l'intégrale de l'énergie de l'ensemble des perturbations déployées dans l'espace de Fourier. Cette énergie peut être assimilée à l'intégrale de $\frac{1}{2} \text{tr} \{ \phi_{ij}(\boldsymbol{\kappa}) \}$ sur toutes les directions possibles de $\boldsymbol{\kappa}$ pour un module $\|\boldsymbol{\kappa}\|$ fixé. On définit ainsi le spectre d'énergie :

$$k = \int_0^\infty E(\boldsymbol{\kappa}) d\boldsymbol{\kappa} \quad (1.17)$$

Les équations 1.16 et 1.17, nous permettent d'écrire :

$$E(\boldsymbol{\kappa}) = \int_{S(\|\boldsymbol{a}\|=\boldsymbol{\kappa})} \frac{1}{2} \phi_{ii}(\boldsymbol{a}) d\boldsymbol{a}$$

Par analogie avec ce qui précède, on introduit le spectre de la dissipation $D(\boldsymbol{\kappa})$ à travers la relation :

$$\varepsilon = \int_{\mathbb{R}^3} D(\boldsymbol{\kappa}) d^3 \boldsymbol{\kappa}$$

avec :

$$D(\boldsymbol{\kappa}) = 2\nu \boldsymbol{\kappa}^2 E(\boldsymbol{\kappa}) \quad (1.18)$$

Nous pouvons observer que $D(\boldsymbol{\kappa})$ donne une forte importance à la contribution de l'énergie des grands nombres d'ondes, c'est-à-dire aux petites échelles du mouvement, à travers la présence du facteur $\boldsymbol{\kappa}^2$. Cette relation indique également que la dissipation atteint son maximum pour un nombre d'onde plus

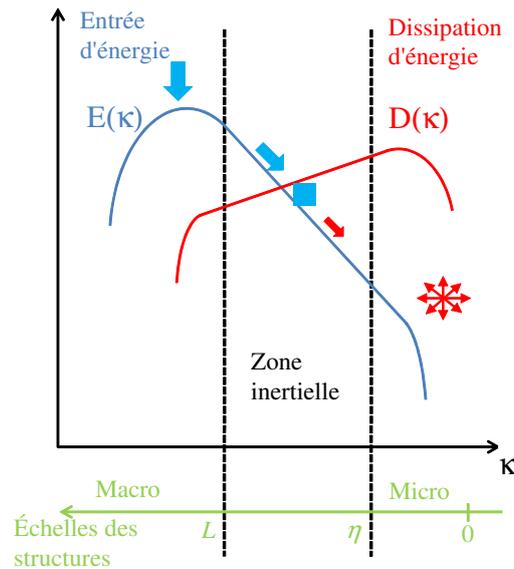


FIGURE 1.2 – Spectre d’énergie, en turbulence homogène isotrope, et échelles de turbulence en fonction du nombre d’onde κ .

grand que celui du maximum d’énergie $E(\kappa)$, impliquant que les structures qui portent l’énergie sont de plus grande taille que celles qui la dissipent.

1.2.3 Cascade de Kolmogorov

Sur la base des considérations précédentes, Kolmogorov émet les hypothèses suivantes :

- l’énergie k est portée par les grandes structures dont la dynamique n’est pas directement liée à la viscosité du fluide,
- la dissipation ε est caractérisée par les petites structures, qui sont détruites par l’effet de la viscosité du fluide,
- si l’écart entre l’échelle des grandes structures et celle des petites structures dissipant l’énergie est assez grand, il existe un domaine appelé « zone inertielle » où les structures turbulentes les plus grosses se cassent en plus petites de manière indépendante à la dissipation et à la production de l’énergie (voir la figure 1.2).

D’après ce que nous venons de présenter, l’énergie se transfère des grands tourbillons vers les plus petits avant de se dissiper sous l’effet de la viscosité (figure 1.2). Il est donc possible de définir différentes échelles de turbulence, caractérisant les grandes structures et les plus petites. La taille des plus gros tourbillons est définie par l’échelle intégrale :

$$L_{ii} = \int_0^\infty \frac{\overline{u'_i(\mathbf{x}) u'_i(\mathbf{x} + \mathbf{r})}}{\overline{u'_i u'_i}} d\mathbf{r} \quad (1.19)$$

Si l'on considère que la totalité du flux d'énergie transporté par les grandes structures est dissipé, par une analyse dimensionnelle nous pouvons donner l'estimation suivante :

$$\varepsilon \sim \frac{k^{\frac{3}{2}}}{L_{iso}} \quad (1.20)$$

où L_{iso} représente une approximation de l'échelle intégrale. La dissipation de l'énergie cinétique turbulente se déroule principalement aux échelles les plus petites de la turbulence, là où la viscosité du fluide transforme l'énergie cinétique des micro-structures en mouvement lié à l'échelle moléculaire (chaleur). Cette échelle se nomme l'échelle de Kolmogorov. Par analyse dimensionnelle, on la définit par :

$$\eta_{iso} \sim \left(\frac{v^3}{\varepsilon} \right)^{1/4} \quad (1.21)$$

Ces deux échelles peuvent être reliées entre elles par la relation :

$$\begin{aligned} \frac{L_{iso}}{\eta_{iso}} &\sim \left(\frac{k^{\frac{1}{2}} L}{v} \right)^{\frac{3}{4}} \\ &\sim Re_t^{\frac{3}{4}} \end{aligned} \quad (1.22)$$

Le nombre de Reynolds impose donc l'étendue de la zone inertielle. En effet, pour des écoulements turbulents à grand nombre de Reynolds, les deux échelles extrêmes sont séparées par une succession de structures par lesquelles transite l'énergie jusqu'à la dissipation. Cette zone est donc indépendante de v mais gouvernée par ε . La densité spectrale d'énergie $E(\kappa)$ peut donc s'exprimer comme $E(\kappa) \sim \varepsilon^\alpha \kappa^\beta$. L'analyse dimensionnelle nous permet d'obtenir $\alpha = 2/3$ et $\beta = -5/3$ d'où :

$$E(\kappa) = C \varepsilon^{\frac{2}{3}} \kappa^{-\frac{5}{3}} \quad (1.23)$$

avec C un coefficient de l'ordre de 1.5.

1.3 Équation de transport d'un scalaire passif

Comme pour la vitesse et la pression, la concentration c peut être considérée comme une variable statistique, composée de la somme d'une valeur moyenne C (ou \bar{c}) et d'une composante fluctuante c' . Les différents moments $\overline{c'^n}$ peuvent être décrits à l'aide de sa fonction de densité de probabilité (PDF), par les relations :

$$C(x_i) = \int_{-\infty}^{+\infty} c \Upsilon_c(c; x_i) dc \quad (1.24)$$

$$\overline{(c - C)^n} = \overline{c'^n} = \int_{-\infty}^{+\infty} (c - C)^n \Upsilon_c(c; x_i) dc \quad (1.25)$$

La dispersion d'un scalaire passif dans un écoulement, dont la présence au sein de l'écoulement n'en modifie pas les caractéristiques dynamiques, est gouvernée par l'équation d'advection-diffusion

(équation 1.26) :

$$\frac{\partial c}{\partial t} + u_j \frac{\partial c}{\partial x_j} = D_m \frac{\partial^2 c}{\partial x_j \partial x_j} \quad (1.26)$$

avec D_m le coefficient de diffusion moléculaire. En appliquant la décomposition de Reynolds à l'équation 1.26, nous obtenons une équation pour la concentration moyenne en situation statistiquement stationnaire :

$$\bar{u}_j \frac{\partial \bar{c}}{\partial x_j} = D_m \frac{\partial^2 \bar{c}}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \overline{u'_j c'}}{\partial x_j} \quad (1.27)$$

Le dernier terme du membre de droite de l'équation 1.27 représente un flux turbulent de masse.

Notons que pour des écoulements caractérisés par un grand nombre de Peclet ($Pe = \frac{\bar{u}L}{D_m}$), le terme de

flux de diffusion moléculaire $D_m \frac{\partial^2 \bar{c}}{\partial x_j^2}$ peut être négligé par rapport au flux turbulent, excepté très près

des parois. De plus, comme pour l'équation 1.6, le terme $\overline{u'_j c'}$ est inconnu, il est donc nécessaire de fermer le système d'équations avec des modèles de fermeture (voir section 1.4.4).

La plupart des études nécessitent uniquement de connaître des informations sur les valeurs moyennes.

Cependant comme nous l'avons évoqué dans l'introduction de ces travaux, l'étude des risques industriels ou de l'impact de la dispersion d'odeur nécessite d'avoir des informations sur les fluctuations et donc sur la variance de concentration $\overline{c'^2}$. Tout comme pour l'énergie cinétique turbulente, nous nous intéresserons donc à l'équation de la variance de concentration $\overline{c'^2}$ que nous obtenons en combinant les équations 1.27 et 1.26. Le résultat est donné par la relation 1.28.

$$\underbrace{\frac{1}{2} \bar{u}_j \frac{\partial \overline{c'^2}}{\partial x_j}}_{Adv_{c'^2}} = \underbrace{-\overline{u'_j c'} \frac{\partial \bar{c}}{\partial x_j}}_{P_{c'^2}} - \underbrace{\frac{1}{2} \frac{\partial \overline{c' c' u'_j}}{\partial x_j}}_{-\frac{1}{2} \nabla \cdot T_{c'^2}} - \underbrace{D_m \frac{\partial \overline{c'}}{\partial x_j} \frac{\partial \overline{c'}}{\partial x_j}}_{\epsilon_{c'^2}} \quad (1.28)$$

Nous verrons dans la section 1.4.5 comment sont modélisés les différents termes de l'équation 1.28.

1.4 Problème de fermeture des équations

En présentant les équations de Navier-Stokes moyennées (équations 1.6) dans la section 1.1, il apparaissait que le système d'équations était ouvert par les différents termes de tensions de Reynolds. Afin de fermer le système, il est impératif de connaître $\overline{u'_i u'_j}$. Or, si on cherche à résoudre les équations portant sur ces termes, des termes de corrélation triple apparaissent, et ainsi de suite. Ce problème est communément appelé "problème de fermeture". Une solution est donc de modéliser certains termes, à l'aide de variables connues.

Joseph Boussinesq est le premier à avoir proposé un modèle de turbulence en 1877 (Boussinesq, 1877; Schmitt, 2007). Il introduit le concept de viscosité turbulente ν_t , qui relie les tensions de Reynolds aux gradients de la vitesse moyenne :

$$\overline{u'_i u'_j} = -\nu_t \left(\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i} \right) + \frac{2k}{3} \delta_{ij} \quad (1.29)$$

Ce type de fermeture à l'aide de simples gradients sera appelé par la suite "Standard Gradient-Diffusion Hypothesis" (SGDH). Si ν_t est une constante, le système devient fermé et peut être résolu. Cependant dans la majorité des cas elle apparaît être dépendante de l'écoulement et donc de x_i . Le problème de fermeture est donc reporté sur la détermination de cette nouvelle variable et il devient nécessaire de modéliser ν_t .

Aujourd'hui, il existe différents types de modèles pour modéliser $\overline{u'_i u'_j}$, que l'on peut classer suivant leur complexité :

- Modélisation du 1^{er} ordre : basée sur l'hypothèse de Boussinesq. On peut alors modéliser ν_t comme une simple constante (longueur de mélange), ou en fonction d'une (modèle k) ou deux variables (modèles $k - \varepsilon$, $k - \omega$), impliquant la résolution d'une ou deux équations supplémentaires, portant sur les variables introduites.
- Modélisation du 2^{ème} ordre : basée sur la résolution d'équations de transport pour les différents termes du tenseur de Reynolds $\overline{u'_i u'_j}$ (modèle $R_{ij} - \varepsilon$).

Dans le cadre de ces travaux, nous travaillerons principalement sur le modèle $k - \varepsilon$, mais dans le but de pouvoir bien positionner ce dernier par rapport aux autres, nous allons en présenter plusieurs allant des plus simples aux plus complexes.

1.4.1 Modèle de longueur de mélange

Prandtl (1945), introduit le concept de longueur de mélange l_m reliant la viscosité turbulente aux gradients de vitesse moyenne, qui s'exprime, dans le cas simplifié d'un écoulement dit de couche mince, par :

$$\nu_t = l_m^2 \left| \frac{\partial \overline{u}}{\partial x_\perp} \right| \quad (1.30)$$

où $\frac{\partial \overline{u}}{\partial x_\perp}$ représente le cisaillement moyen, c'est-à-dire la dérivée (dans la direction normale à l'écoulement) de la vitesse moyenne. À nouveau, si la longueur de mélange n'est pas une constante, le problème de fermeture est reporté sur la détermination de cette nouvelle variable.

1.4.2 Modèle $k - \varepsilon$

Parmi les modèles basés sur 2 équations aux dérivées partielles, le modèle $k - \varepsilon$, se basant sur la résolution d'une équation pour k et d'une pour ε , est le plus couramment utilisé dans l'industrie et l'ingénierie. Pour ce modèle, ν_t est dépendant de k et de ε , et est dimensionnellement défini par :

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (1.31)$$

où C_μ est une constante.

Examinons à présent la résolution des équations portant sur k et ε . Intéressons nous tout d'abord à l'équation évolutive de l'énergie cinétique turbulente k , que nous avons présentée dans la section 1.1.1 et qui dans le cas d'un écoulement à grand nombre de Re s'exprime :

$$\underbrace{\overline{u_j} \frac{\partial k}{\partial x_j}}_{Adv} = \underbrace{-\overline{u_i' u_j'} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j}}_P - \underbrace{\frac{1}{2} \frac{\partial \overline{u_i' u_i' u_j'}}{\partial x_j}}_T - \underbrace{\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p' u_j'}}{\partial x_j}}_\Psi - \underbrace{\frac{1}{2} \overline{v \left(\frac{\partial u_i'}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j'}{\partial x_i} \right)^2}}_\varepsilon$$

Dans cette équation, le terme Adv dépend uniquement du champ de vitesse moyen et de la variable k que l'on cherche à déterminer. La deuxième équation portant sur la variable ε , il nous reste à modéliser les termes P , T et Ψ qui ne dépendent pas de grandeurs connues. En appliquant l'équation 1.29 au terme de production P , ce dernier devient :

$$P = \nu_t \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) = \frac{\nu_t}{2} \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right)^2 \quad (1.32)$$

Ainsi P est modélisé par une expression qui est toujours positive. Le terme T est modélisé à l'aide d'un modèle de diffusion suivant la relation :

$$\frac{1}{2} \overline{u_i' u_i' u_j'} = -\nu_t \frac{\partial k}{\partial x_j} \quad (1.33)$$

L'effet du terme Ψ est pris en compte en corrigeant l'équation 1.33 à l'aide d'un coefficient σ_k . Nous obtenons alors :

$$\frac{1}{2} \overline{u_i' u_i' u_j'} + \frac{1}{\rho} \overline{p' u_j'} = -\frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \quad (1.34)$$

Dans le modèle "standard" défini par Jones and Launder (1972), σ_k est égal à 1 ce qui signifie que le terme de corrélation pression-vitesse est négligé. La valeur de σ_k sera débattue, pour notre configuration expérimentale la plus complexe, dans la section 5.2. Notons également que T et Ψ sont donc modélisés de telle sorte que k soit transporté des régions à forte turbulence vers les régions où celle-ci est plus faible. L'équation évolutive de k est donc modélisée par :

$$\overline{u_j} \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + P - \varepsilon \quad (1.35)$$

De même, l'équation 1.13 portant sur l'évolution du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente ε , que nous avons introduite dans la section 1.1.2, s'exprime par :

$$\begin{aligned}
\overline{u_j} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = & \underbrace{-2\nu \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \overline{u'_k} \partial \overline{u'_k}}{\partial x_i \partial x_j} + \frac{\partial \overline{u'_i} \partial \overline{u'_j}}{\partial x_k \partial x_k} \right)}_{A_1} \underbrace{-2\nu \left(\overline{u'_j} \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_k} \frac{\partial^2 \overline{u_i}}{\partial x_k \partial x_j} \right)}_{A_2} \underbrace{-2\nu \frac{\partial \overline{u'_i} \partial \overline{u'_j} \partial \overline{u'_i}}{\partial x_k \partial x_k \partial x_j}}_B \\
& \underbrace{-\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\overline{u'_j} \frac{\partial \overline{u'_i} \partial \overline{u'_i}}{\partial x_k \partial x_k} \right)}_C \underbrace{-2\nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \overline{u'_j} \partial \overline{p'}}{\partial x_i \partial x_i} \right)}_F \\
& \underbrace{+ \nu \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial x_j \partial x_j}}_G \underbrace{-2\nu^2 \left(\frac{\partial^2 \overline{u'_i}}{\partial x_j \partial x_k} \right)^2}_H
\end{aligned}$$

Modéliser ces différents termes est très complexe, étant donné que leur détermination expérimentale reste un challenge. Par analyse d'ordre de grandeur et pour $Re \gg 1$, on observe que le terme A_2 est négligeable. Le terme A_1 est modélisé par :

$$-2\nu \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \overline{u'_k} \partial \overline{u'_k}}{\partial x_i \partial x_j} + \frac{\partial \overline{u'_i} \partial \overline{u'_j}}{\partial x_k \partial x_k} \right) = \frac{\varepsilon}{k} C_{\varepsilon 1} P$$

Les termes B et H sont estimés communément à l'aide de la relation :

$$-2\nu \frac{\partial \overline{u'_i} \partial \overline{u'_j} \partial \overline{u'_i}}{\partial x_k \partial x_k \partial x_j} - 2\nu^2 \left(\frac{\partial^2 \overline{u'_i}}{\partial x_j \partial x_k} \right)^2 = -C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k}$$

Le terme de pression F est regroupé avec les termes de transport C et G , et sont évalués comme :

$$-\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\overline{u'_j} \frac{\partial \overline{u'_i} \partial \overline{u'_i}}{\partial x_k \partial x_k} \right) + \nu \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial x_j \partial x_j} - 2\nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \overline{u'_j} \partial \overline{p'}}{\partial x_i \partial x_i} \right) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right]$$

où σ_ε est une constante dont la fonction est identique à celle de σ_k dans l'équation 1.34, c'est à dire de prendre en compte ou non l'effet du terme F . L'équation évolutive de ε est donc modélisée par :

$$\overline{u_j} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \frac{\varepsilon}{k} \left(\frac{C_{\varepsilon 1} P}{\rho} - C_{\varepsilon 2} \varepsilon \right) \quad (1.36)$$

où $C_{\varepsilon 1}$, $C_{\varepsilon 2}$ et σ_ε sont des constantes dont leurs valeurs, plus celles de C_μ et σ_k , sont données dans le tableau 1.1. Toutes ces dernières ont été déterminées par des développements théoriques et à partir de données expérimentales (Launder and Spalding, 1974).

C_μ	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	σ_ε	σ_k
0.09	1.44	1.92	1.3	1

TABLE 1.1 – Valeurs des constantes du modèle $k - \varepsilon$ Standard

Dans ces travaux, nous nous intéresserons uniquement à l'étude de l'équation évolutive de k avec la détermination des différents termes de cette équation afin d'évaluer en particulier le taux de dissipation ε ainsi que les valeurs des constantes C_μ et σ_k dans notre configuration la plus complexe (section 5.2).

1.4.3 Modèle $R_{ij} - \varepsilon$

Le modèle $R_{ij} - \varepsilon$ constitue un modèle de fermeture de second ordre. Il nécessite la résolution d'équations de transport pour tous les termes du tenseur de Reynolds $\overline{u'_i u'_j}$. Ce tenseur est symétrique, et s'écrit :

$$\begin{pmatrix} \overline{u'u'} & \overline{u'v'} & \overline{u'w'} \\ \overline{u'v'} & \overline{v'v'} & \overline{v'w'} \\ \overline{u'w'} & \overline{v'w'} & \overline{w'w'} \end{pmatrix} \quad (1.37)$$

En plus de l'équation portant sur ε , il faut donc écrire 6 équations de transports supplémentaires qui s'expriment par :

$$\underbrace{\overline{u'_k} \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_k}}_{C_{ij}} = \underbrace{-\left(\overline{u'_i u'_k} \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_k} + \overline{u'_j u'_k} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_k}\right)}_{P_{ij}} \underbrace{-\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{u'_i u'_j u'_k}}{\partial x_k}}_{T_{ij}} \underbrace{-\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial}{\partial x_k} \overline{p' (\delta_{kj} u'_i + \delta_{ik} u'_j)}\right)}_{\Psi_{ij}} \\ + \underbrace{\frac{1}{\rho} \overline{p' \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i}\right)}}_{\Phi_{ij}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} \left[\overline{v \frac{\partial u'_i u'_j}{\partial x_k}} \right]}_{D_{ij}} \underbrace{-2\nu \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_j}{\partial x_k}\right)}_{\varepsilon_{ij}} \quad (1.38)$$

Parmi ces 7 termes, il reste à modéliser : T_{ij} et Ψ_{ij} (qui sont modélisés par un seul terme comme dans le modèle $k - \varepsilon$), Φ_{ij} et ε_{ij} . En ce qui concerne le terme de diffusion turbulente $T_{ij} + \Psi_{ij}$, la modélisation de Daly and Harlow (1970) donne :

$$T_{ij} + \Psi_{ij} = C_S \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{k}{\varepsilon} \overline{u'_k u'_p} \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_p} \right) \quad (1.39)$$

Cependant, cette modélisation donne lieu à des instabilités numériques (ANSYS, 2011). Par conséquent, il est fréquent d'utiliser la modélisation de Lien and Leschziner (1994), qui est adoptée dans les codes CFD Fluent et OpenFOAM :

$$T_{ij} + \Psi_{ij} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_k} \right) \quad (1.40)$$

où le terme ν_t représente la viscosité cinématique turbulente qui est calculée comme dans le modèle $k - \varepsilon$ (équation 1.31), avec $C_\mu = 0.09$. De plus, Lien and Leschziner (1994) ont déterminé à partir d'expériences en écoulement cisailé que $\sigma_k = 0.82$.

Le terme ε_{ij} est modélisé de la manière suivante :

$$\varepsilon_{ij} = \frac{2}{3} \delta_{ij} \varepsilon \quad (1.41)$$

avec ε déterminé à partir de la même équation que pour le modèle $k - \varepsilon$ (équation (1.36)).

Le terme Φ_{ij} , représente la corrélation entre les fluctuations de pression et les gradients des vitesses instantanées. Ce terme est très important afin d'obtenir une bonne représentation d'un écoulement turbulent. Il existe différentes modélisations de ce terme, de type linéaire, quadratique ou dans le cas d'un écoulement à faible nombre de Reynolds. Par la suite, nous nous intéresserons uniquement au type linéaire. Dans ce cas, diverses modélisations sont proposées par plusieurs auteurs tels que Rotta (1951), Lumley and Khajeh-Nouri (1974), et Launder et al. (1975). On présente ici la modélisation de Gibson and Launder (1978), qui est la plus commune modélisation linéaire adoptée dans les codes CFD commerciaux, tels que Fluent. D'après cette modélisation, on a :

$$\Phi_{ij} = \Phi_{ij,1} + \Phi_{ij,2} + \Phi_{ij,w} \quad (1.42)$$

- $\Phi_{ij,1}$ représente la partie lente de la corrélation pression-déformation qui agit pour un retour à l'isotropie du champ de pression :

$$\Phi_{ij,1} = -C_1 \frac{\varepsilon}{k} \left(\overline{u'_i u'_j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \right) \quad (1.43)$$

avec $C_1 = 1.8$.

- $\Phi_{ij,2}$ représente la partie rapide de la corrélation pression-déformation, qui modélise les fluctuations de pressions dues au champ moyen :

$$\Phi_{ij,2} = -C_2 \left[(P_{ij} - C_{ij}) - \frac{2}{3} \delta_{ij} (P - C) \right] \quad (1.44)$$

avec $P = \frac{1}{2} P_{kk}$, $C = \frac{1}{2} C_{kk}$ et $C_2 = 0.6$.

- $\Phi_{ij,w}$ représente la création d'anisotropie due à la présence d'une paroi, qui n'est pas présent dans le modèle de base de Launder et al. (1975) :

$$\begin{aligned} \Phi_{ij,w} = & C'_1 \frac{\varepsilon}{k} \left(\overline{u'_k u'_m n_k n_m} \delta_{ij} - \frac{3}{2} \overline{u'_i u'_k n_j n_k} - \frac{3}{2} \overline{u'_j u'_k n_i n_k} \right) \frac{C_l k^{3/2}}{\varepsilon d} \\ & + C'_2 \left(\Phi_{km} n_k n_m \delta_{ij} - \frac{3}{2} \Phi_{ik,2} n_j n_k - \frac{3}{2} \Phi_{jk,2} n_i n_k \right) \frac{C_l k^{3/2}}{\varepsilon d} \end{aligned} \quad (1.45)$$

avec $C'_1 = 0.5$, $C'_2 = 0.3$, n_k est la composante normale à la paroi de x_k , d est la distance normale

à la paroi et $C_l = \frac{C_\mu^{3/4}}{\kappa}$ où $C_\mu = 0.09$ et $\kappa = 0.4187$ (constante de von Karman).

Les valeurs de toutes les constantes sont récapitulées dans le tableau 1.2.

C_μ	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	σ_ε	σ_k	C_1	C_2	C'_1	C'_2	C_L
0.09	1.44	1.92	1	0.82	1.8	0.6	0.5	0.3	0.39

TABLE 1.2 – Valeurs des constantes du modèle $R_{ij} - \varepsilon$ Standard

1.4.4 Fermeture de l'équation d'advection-diffusion

La fermeture de l'équation d'advection-diffusion (1.27), la plus simple et la plus couramment utilisée dans les codes de calcul CFD, est de relier directement les flux de masse $\overline{u'_j c'}$ au gradient de concentration moyenne à l'aide d'une relation de type SGDH :

$$\overline{u'_j c'} = -D_t \frac{\partial C}{\partial x_j} \quad (1.46)$$

avec D_t représentant un coefficient de diffusion turbulente. Notons que cette expression est une représentation simplifiée de la physique, puisqu'en considérant une valeur unique de D_t pour toute les directions de l'espace, cela revient à considérer que la dispersion s'effectue de manière isotrope. Or, cette condition d'isotropie est rarement vérifiée dans la réalité, et plus particulièrement dans les écoulements atmosphériques.

Comme pour la viscosité turbulente, si D_t n'est pas une constante, le problème de fermeture est reporté sur la détermination de cette grandeur. Dans la plupart des codes de calcul, elle est estimée à l'aide de la relation :

$$D_t = \frac{\nu_t}{Sc_t} \quad (1.47)$$

où ν_t est la viscosité turbulente et Sc_t est le nombre de Schmidt turbulent, qui par défaut est défini comme une constante et vaut $Sc_t = 0.7$ (voir Annexe pour avoir une explication de cette valeur). Cependant l'utilisation d'une constante pour caractériser le nombre de Schmidt fait débat (cette discussion sera détaillée dans la section 6.3). On observe qu'à travers ν_t , la grandeur D_t présente une dépendance spatiale.

En se basant sur les travaux de Taylor (1921) et de Batchelor (1949), Rogers et al. (1989) proposent une évolution de ce modèle en introduisant un tenseur $D_{t,ij}$ à la place du coefficient de diffusion D_t . L'équation 1.46 devient alors :

$$\overline{u'_j c'} = -D_{t,ij} \frac{\partial C}{\partial x_j} \quad (1.48)$$

À partir de cette formulation, Daly and Harlow (1970) proposent le modèle Generalized-Gradient Diffusion Hypothesis (GGDH) qui prend en compte l'anisotropie du phénomène. Il exprime donc les flux de masse à l'aide de la relation :

$$\overline{u'_j c'} = -\alpha_c \tau_c \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial C}{\partial x_j} \quad (1.49)$$

où α_c est une constante et où τ_c représente un temps caractéristique qui peut s'exprimer comme

$$\tau_c = \frac{k}{\varepsilon}$$

Afin d'augmenter encore la précision du modèle, Abe and Suga (2001) proposent une fermeture d'ordre supérieur (High-Order GGDH : HO-GGDH) en utilisant un produit de corrélations doubles des vitesses afin d'exprimer le coefficient de diffusion $D_{t,ij}$. Cette fermeture est décrite par la relation 1.50 :

$$\overline{u'_i c'} = -\alpha_c \tau_c \frac{\overline{u'_i u'_k u'_k u'_j}}{k} \frac{\partial C}{\partial x_j} \quad (1.50)$$

Nous constatons donc, comme nous l'avons fait pour les modèles portant sur la simulation dynamique de l'écoulement, que le problème de fermeture de l'équation d'advection-diffusion 1.27 se reporte sur la relation 1.46 et donc sur un modèle pour le coefficient de diffusion turbulent D_t . De même que pour v_t il existe plusieurs niveaux de complexité dans l'expression de D_t . Il est donc intéressant de connaître les forces et les faiblesses de chacun de ces modèles. La confrontation de ces modèles à nos mesures expérimentales sera réalisée dans la section 6.3.

1.4.5 Modèle de fermeture pour l'équation de la variance de concentration

Dans la section 1.3, nous avons présenté l'équation portant sur la variance de la concentration $\overline{c'^2}$, qui s'exprime comme :

$$\underbrace{\frac{1}{2} \overline{u_j} \frac{\partial \overline{c'^2}}{\partial x_j}}_{Adv_{\overline{c'^2}}} = \underbrace{-\overline{u'_j c'}}_{P_{\overline{c'^2}}} \frac{\partial \overline{c}}{\partial x_j} \underbrace{-\frac{1}{2} \frac{\partial \overline{c' c' u'_j}}{\partial x_j}}_{-\frac{1}{2} \nabla \cdot T_{\overline{c'^2}}} - \underbrace{D_m \frac{\partial c'}{\partial x_j} \frac{\partial c'}{\partial x_j}}_{\varepsilon_{\overline{c'^2}}}$$

le terme $Adv_{\overline{c'^2}}$ représente l'advection de $\overline{c'^2}$ par le champ moyen de vitesse. Les termes $P_{\overline{c'^2}}$, qui représente la production de la variance de concentration, et $T_{\overline{c'^2}}$ la diffusion due au transport turbulent sont tous les deux modélisés en utilisant les équations 1.46 et 1.47. Nous obtenons donc les équations 1.51 et 1.52 :

$$-\overline{u'_j c'} \frac{\partial \overline{c}}{\partial x_j} = \frac{v_t}{Sc_t} \frac{\partial \overline{c}}{\partial x_j} \frac{\partial \overline{c}}{\partial x_j} \quad (1.51)$$

$$-\overline{u'_j c'^2} = \frac{v_t}{Sc_t} \frac{\partial \overline{c'^2}}{\partial x_j} \quad (1.52)$$

Le terme $\varepsilon_{\overline{c'^2}}$ correspond à la dissipation de $\overline{c'^2}$. Tout comme pour la dissipation de l'énergie cinétique, il existe plusieurs moyens d'accès à ce terme. Contrairement à ε qui est déterminé par une équation différentielle, comme dans le modèle $k - \varepsilon$, il est plus courant d'utiliser des modélisations plus simples. Csanady (1967) propose de modéliser $\varepsilon_{\overline{c'^2}}$ comme le ratio entre la variance de concentration $\overline{c'^2}$ et une échelle de temps de dissipation T_c .

$$\varepsilon_{\overline{c'^2}} = \frac{\overline{c'^2}}{T_c} \quad (1.53)$$

Fackrell and Robins (1982a) et Andronopoulos et al. (2002) ont exprimé T_c par la relation :

$$T_c = \frac{L_c}{k^{1/2}} \quad (1.54)$$

$k^{1/2}$ représente une échelle de vitesse et L_c est une échelle de longueur de la fluctuation de concentration dans le panache de dispersion. Il existe de nombreux travaux portant sur la détermination et l'expression de L_c , dont ceux de Fackrell and Robins (1982a), Sykes et al. (1984) et Hsieh et al. (2007). Pour nos travaux, nous exprimerons ε_{c^2} par la formulation utilisée par le logiciel Code_Saturne (CE-REA, 2011; Milliez and Carissimo, 2008) qui s'exprime comme :

$$\varepsilon_{c^2} = \frac{1}{R_f} \frac{\varepsilon}{k} c^2 \quad (1.55)$$

où R_f est une constante. Cependant la valeur de R_f est sujette à discussion. Par défaut elle est égale à 0.8 en accord avec les travaux de Sato and Sada (2002), alors que dans son étude, Hsieh et al. (2007) utilise $R_f = 0.5$. Il sera donc intéressant de réaliser une étude de sensibilité sur la valeur de cette constante (voir section 6).

1.5 Détermination expérimentale de ε

Nous avons vu dans la section 1.4 l'importance du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulent ε . En effet, ce dernier apparaît dans tous les modèles de fermeture, aussi bien pour la dynamique de l'écoulement, directement à travers l'expression de v_t , ainsi que dans les équations de dispersion d'un scalaire passif dans l'expression de τ_c ou de ε_{c^2} . Il est donc crucial de pouvoir estimer le plus précisément possible cette grandeur.

Nous avons vu dans la section 1.1.1, que ε peut s'approximer par la relation :

$$\varepsilon = \nu \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \right)$$

Cependant, il est très difficile de faire des mesures directes de cette grandeur, car il faut mesurer des gradients instantanés de vitesse à l'échelle de Kolmogorov η , ce qui reste aujourd'hui un vrai challenge. Plusieurs études expérimentales ont tout de même tenté de réaliser une mesure directe de ε , dont celle de Baldi et al. (2004), Baldi and Yianneski (2004) réalisée dans une cuve de mélange en déterminant ces gradients à l'aide d'une discrétisation spatiale d'environ 5.8η , et celle de Michelet et al. (1998) réalisée dans une turbulence de grille à des échelles d'environ 10η .

Cette mesure directe restant très difficile, il est nécessaire de pouvoir estimer expérimentalement ε avec d'autres méthodes. C'est pourquoi nous allons recenser les différentes techniques existantes.

1.5.1 Méthode basée sur l'isotropie de la turbulence

Dans la configuration d'une turbulence isotrope, nous avons la relation suivante :

$$\overline{u'^2} = \overline{v'^2} = \overline{w'^2} \quad (1.56)$$

À partir des simplifications associées à cette hypothèse, il est possible d'estimer plus facilement ε à l'aide des deux méthodes que nous allons présenter.

1.5.1.1 Relation de dissipation isotropique et hypothèse de Taylor

Dans le cas d'une turbulence isotrope, le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente peut s'exprimer comme (voir la démonstration en Annexe 6.4) :

$$\varepsilon = 15\nu \overline{\left(\frac{\partial u'_1}{\partial x_1}\right)^2} \quad (1.57)$$

En pratique, pour les mêmes raisons énoncées précédemment, il est difficile de mesurer directement le gradient spatial $\frac{\partial u'_1}{\partial x_1}$. Pour contourner cette difficulté, on considère que les particules du fluide qui passent à l'instant t au point de mesure seront à l'instant $t + \tau$ à une distance $\bar{u} \cdot \tau$ en aval du capteur. Lors de ce déplacement, si le champ de vitesse n'a pas beaucoup évolué, on peut alors transcrire une série spatiale en série temporelle. C'est ce que l'on appelle l'hypothèse de Taylor (1938), ou l'hypothèse de champ de vitesse "gelé". Il nous faut alors mesurer les gradients temporels $\frac{\partial u'_1}{\partial t}$ qui sont plus simples à déterminer car on possède aujourd'hui des appareils de mesures ayant un temps de réponse très court (temps équivalent à l'échelle de Kolmogorov transcrit dans le domaine temporel), ce qui est notamment le cas de la technique utilisant un anémomètre à fil-chaud (section 2.1.2.1). On considère généralement que c'est une bonne approximation, si les fluctuations de vitesse sont très inférieures à la vitesse moyenne (Hinze, 1959; Lumley, 1965; Tennekes and Lumley, 1972) :

$$\overline{u'^2} \ll \bar{u}^2$$

En appliquant l'hypothèse de Taylor à l'équation 1.57, on obtient :

$$\varepsilon_{iso} = \frac{15\nu}{\bar{u}_r^2} \overline{\left(\frac{\partial u'_r}{\partial t}\right)^2} \quad (1.58)$$

L'indice r indiquant ici la direction longitudinale de l'écoulement. Notons que cette technique est largement utilisée et validée dans des écoulements simples. (Bradbury, 1965; E.Gutmark and Wygnanski, 1976; Liu and Thomas, 2004; Kawata et al., 2014)

1.5.1.2 La méthode des spectres

À partir de l'équation 1.17, l'allure du spectre d'énergie en turbulence isotrope doit être conforme à la théorie de la cascade de Richardson-Kolmogorov, et doit en particulier montrer l'existence d'un

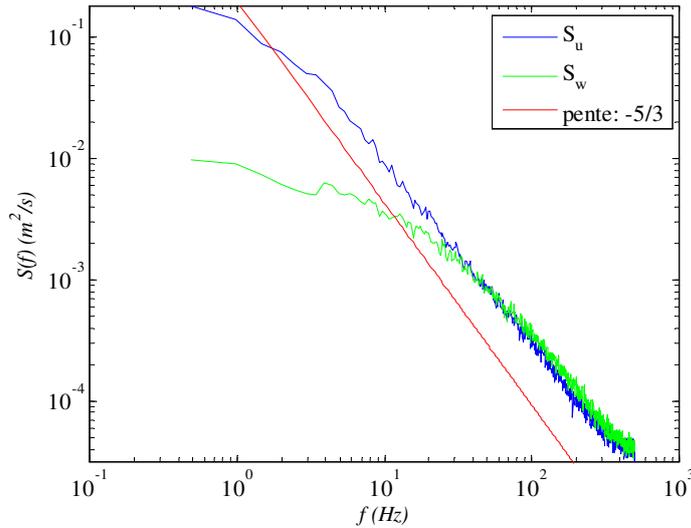


FIGURE 1.3 – Illustration des spectres des vitesses u et w dans un écoulement de couche limite turbulente (HWA).

régime inertiel dans lequel nous avons montré (équation 1.23) la relation suivante :

$$E(\kappa) = C\varepsilon^{2/3} \kappa^{-5/3} \quad (1.59)$$

où le nombre d'onde κ est relié à la fréquence à travers : $\kappa = 2\pi \frac{f}{\bar{u}}$. Notons que la conversion entre le domaine fréquentiel et celui du nombre d'onde est donnée par :

$$\kappa E(\kappa) = f S(f) \quad (1.60)$$

La présence de la zone inertielle, et donc de la relation 1.59, est vérifiée à l'aide de la loi de Kolmogorov, sur le tracé des spectres d'énergie des différentes composantes de la vitesse (figure 1.3), où l'on observe bien une pente en $-5/3$.

Dans cette gamme de turbulence, il existe une condition d'isotropie locale de la turbulence, ce qui implique la relation suivante entre les spectres de vitesse u , v et w (Kaimal et al., 1994) :

$$S_v(f) = S_w(f) = \frac{4}{3} S_u(f) \quad (1.61)$$

Cette condition est vérifiée à travers la figure 1.4 qui représente le ratio entre les spectres des composantes longitudinales et verticales de la vitesse. Malgré une certaine dispersion des valeurs, nous sommes en mesure d'observer le plateau des $4/3$ induit par la condition d'isotropie.

À partir des relations 1.59 et 1.60 on déduit que dans la partie inertielle on a :

$$\varepsilon = \frac{2\pi}{\bar{u}} \left(\frac{S_u(f) \cdot f^{5/3}}{C} \right)^{3/2} \quad (1.62)$$

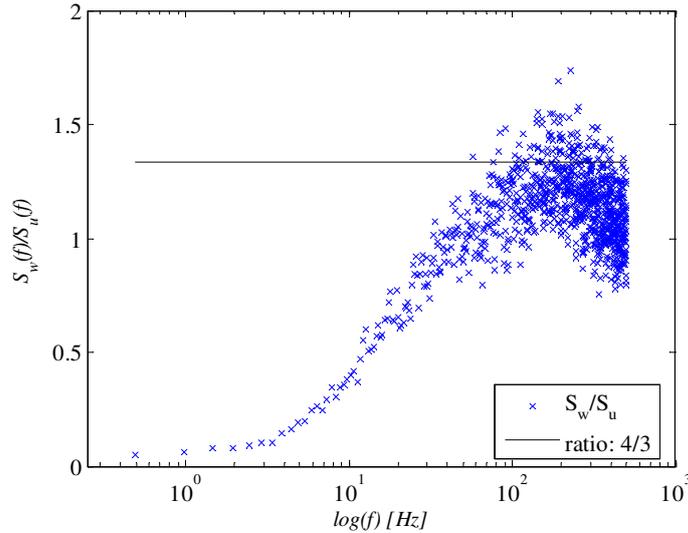


FIGURE 1.4 – Ratio entre les spectres des composantes longitudinale et verticale dans un écoulement de couche limite (HWA)

Nous venons donc de voir que dans le cas d'une turbulence isotrope, il est possible d'estimer ε à l'aide des équations 1.58 et 1.62. Cependant l'hypothèse d'isotropie est forte et donc la détermination du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente par ces techniques reste limitée à des configurations simples. Cependant, la majorité des écoulements étant complexes, il est important de pouvoir estimer ε dans tout type de configuration. Mise à part la mesure directe, il est possible d'approximer cette grandeur comme le résidu de l'équation sur l'énergie cinétique turbulente k .

1.5.2 Résidu de l'équation sur l'énergie cinétique turbulente k

Comme nous l'avons vu dans la section 1.1.1, à grand nombre de Reynolds, l'équation évolutive de l'énergie cinétique turbulente k est :

$$\underbrace{\bar{u}_j \frac{\partial k}{\partial x_j}}_{Adv} = \underbrace{-\bar{u}_i' u_j' \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}}_P \underbrace{-\frac{1}{2} \frac{\partial \bar{u}_i' u_i' u_j'}{\partial x_j}}_T \underbrace{-\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}' u_j'}{\partial x_j}}_\Psi \underbrace{-\frac{1}{2} \overline{v \left(\frac{\partial u_i'}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j'}{\partial x_i} \right)^2}}_\varepsilon$$

où le dernier terme du membre de droite représente le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente. Comme nous l'avons dit en introduction de la section 1.5, ce terme est très difficile à mesurer alors que la plupart des autres membres de cette équation, sont plus facilement accessibles par la mesure. Seul le terme Ψ reste délicat à mesurer car il nécessite la mesure locale de corrélations pression-vitesse. Pour nos travaux, nous avons en première approximation choisi de négliger le terme Ψ . Ce choix et ses conséquences seront discutés dans la section 5.2. Donc si l'on considère que l'écoulement est statistiquement stationnaire, 2D, incompressible et que les termes de pression sont

négligeables devant les autres, l'équation devient :

$$\bar{u}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = -\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \frac{1}{2} \frac{\partial \overline{u'_i u'_i u'_j}}{\partial x_j} - \varepsilon \quad (1.63)$$

Nous pouvons alors estimer ε par la relation :

$$\varepsilon_R = \left(-\overline{u' u'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} - \overline{u' w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \overline{w' u'} \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} - \overline{w' w'} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \right) - \left(\bar{u} \frac{\partial k}{\partial x} + \bar{w} \frac{\partial k}{\partial z} \right) - \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \overline{u' u' u'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{u' u' w'}}{\partial z} + \frac{\partial \overline{v' v' u'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v' v' w'}}{\partial z} + \frac{\partial \overline{w' w' u'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{w' w' w'}}{\partial z} \right)$$

Pour déduire ε_R à partir de cette équation, nous avons besoin de connaître les 3 composantes de la vitesse (u , v et w) et leurs gradients spatiaux, ainsi que ceux des corrélations doubles et triples des fluctuations de la vitesse, à travers $\frac{\partial k}{\partial x_j}$ et $\frac{\partial \overline{u'_i u'_i u'_j}}{\partial x_j}$, dans les directions x et z . Or, la détermination des corrélations triples $\overline{u'_i u'_i u'_j}$ nécessite d'effectuer nos calculs sur un grand nombre d'échantillons et l'évaluation des gradients demande d'avoir des points de mesures assez rapprochés pour limiter les erreurs. L'estimation du taux de dissipation de k par cette technique est donc très couteuse en moyens techniques (temps de mesure) et demande une résolution spatiale très fine afin de déterminer convenablement les gradients spatiaux. C'est pourquoi cette méthode sera tout d'abord validée dans un écoulement de couche limite (voir chapitre 3) avant d'être appliquée à la configuration plus complexe d'un obstacle (voir chapitre 6).

2 Moyens de simulations

Pour atteindre nos objectifs, nous allons réaliser des mesures expérimentales en soufflerie ainsi que des simulations numériques basées sur le modèle $k - \varepsilon$ à l'aide des logiciels Code_Saturne et Fluent.

2.1 Campagne expérimentale

Afin d'atteindre les objectifs expérimentaux cités dans l'introduction générale, nous avons effectué nos différentes mesures en soufflerie. Nous allons tout d'abord présenter l'installation de la veine d'essai puis nous présenterons les différentes techniques expérimentales mises en œuvre.

2.1.1 Installation expérimentale

Les études expérimentales ont été réalisées dans une des souffleries à recirculation du Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique (LMFA) basé à l'École Centrale de Lyon (figures 2.1 et 2.2a). Les dimensions de la veine d'essai sont : 1m de haut, 9m de long et 0.7m de large. Les études précédentes, en particulier celles de Salizzoni (2006), ont montré que cette soufflerie est bien adaptée à reproduire un écoulement 2D.

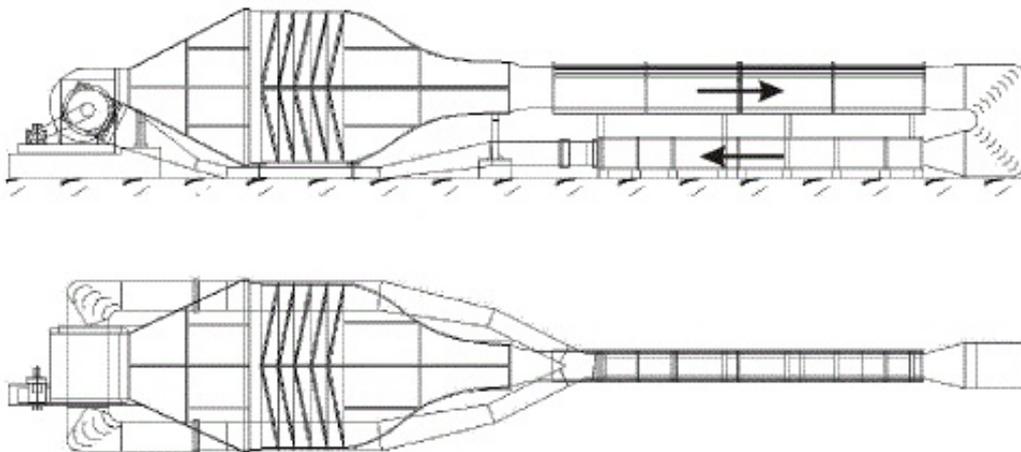


FIGURE 2.1 – Schéma de la soufflerie du LMFA.

Les parois latérales en verre et un chariot de déplacement externe (figure 2.2b) permettent de faire des mesures avec des instruments non intrusifs tels que le LDA et la PIV (section 2.1.2). La soufflerie est également équipée d'un chariot de déplacement interne (figure 2.2c) qui permet de faire des mesures de vitesse par fils chauds et de concentration par FID (section 2.1.2). Elle possède un moteur, un variateur et un ventilateur nous permettant de faire varier la vitesse de l'écoulement jusqu'à $15m.s^{-1}$.

Il est très difficile de reproduire les phénomènes atmosphériques en soufflerie en respectant le principe de similitude qui consiste à modifier les échelles caractéristiques tout en conservant les phénomènes physiques qui gouvernent la dynamique de l'écoulement. Cependant, en s'affranchissant des

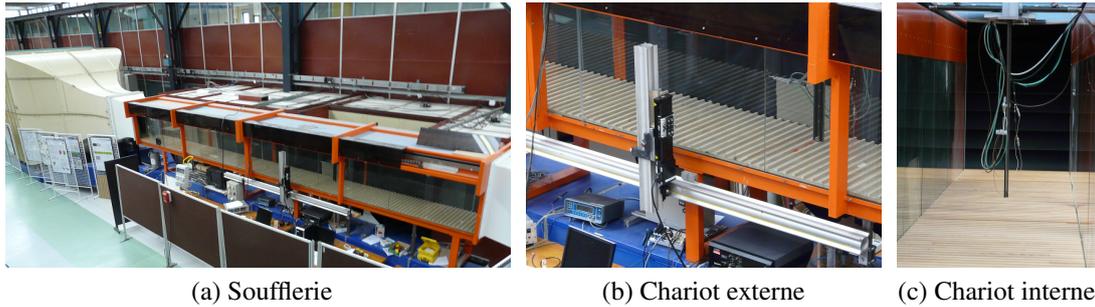


FIGURE 2.2 – Soufflerie du LMFA et chariots de déplacement interne et externe

effets thermiques, en se limitant à une couche limite à stratification neutre, il est possible d'avoir une similitude partielle. Pour générer la dynamique d'un écoulement de couche limite, il est important de reproduire toute la composition spectrale du champ de vitesse et notamment la taille des grosses structures tourbillonnaires qui dominent les phénomènes de transport de masse, d'énergie et de quantité de mouvement. Pour produire cette dernière, nous nous sommes basés sur les travaux d'Irwin (1981). C'est pourquoi nous utilisons trois ailerons mesurant 500 mm de hauteur, disposés à l'entrée de la veine permettant d'accélérer son développement en imposant directement la hauteur de celle-ci. Nous associons à ce dispositif une rugosité au sol composée de baguettes de bois ayant une section carrée de côté $l_r = 14\text{mm}$, espacées de $3l_r = 45\text{mm}$ et disposées perpendiculairement à l'écoulement. Ces dispositifs sont illustrés et schématisés sur les figures 2.3a et 2.3b. La couche limite ainsi créée est d'une hauteur $\delta = 0.55\text{m}$ (voir section 2.1.1 pour les détails de sa détermination).

Dans ces conditions, et en imposant à l'écoulement une vitesse maximale de $U_\infty = 6.33\text{m/s}$, nous avons un nombre de Reynolds basé sur δ égal à :

$$Re_\delta = \frac{U_\infty \delta}{\nu} \sim 10^5$$

ce qui nous place largement dans un régime turbulent. De plus, l'échelle de Kolmogorov est estimée à $\eta \sim 10^{-5}\text{m}$ (voir section 3.4). Comme nous l'avons dit dans la section 1.2.3, ces deux paramètres nous permettent de dire que nous reproduisons bien une séparation d'échelles entre les petites et les grandes structures turbulentes.

Après avoir imposé notre écoulement, nous allons étudier l'effet d'un obstacle (représentant un bâtiment) sur l'écoulement. Pour nos expériences, nous avons choisi une configuration de bâtiment représenté par un barreau de section carrée de côté $H = 0.1\text{m}$ et occupant toute la largeur de la soufflerie afin de rester dans des conditions géométriques bidimensionnelles (figure 2.4b). Pour cette configuration, nous avons enlevé la rugosité au sol à partir de $5H$ en amont de l'obstacle. Notre choix se justifie par le fait que la hauteur de l'obstacle H n'est que sept fois plus grande que la taille des éléments de rugosité au sol. Or dans ce cas, ces derniers ne peuvent plus être considérés comme une rugosité de parois mais doivent être vus comme des obstacles individuels ayant un impact trop important sur les zones de recirculation que nous voulons étudier.

Pour l'étude de la dispersion d'un scalaire passif, nous avons choisi comme gaz traceur l'éthane

(C_2H_6) qui possède approximativement la même densité que l'air, soit $1.2kg/m^3$ à 20° et à la pression atmosphérique. De plus, l'éthane ne présente aucune réactivité avec l'air ce qui fait de lui un scalaire passif. Ce dernier est émis à partir d'une source linéique de polluant placée en $x = 1.5H$ au sol et en aval de l'obstacle (représenté dans les graphiques par un point rouge). Comme le montre la figure 2.5, cette source est composée d'un tube en inox percé d'aiguilles émettant le polluant dans une cavité de dimension $1cm \times 1cm$. On considèrera que celui-ci est émis de manière homogène sur la largeur de la source ($1cm$ suivant x) et sur toute la largeur de la soufflerie. Quelle que soit la configuration étudiée, le débit de fluide de la source sera toujours de $Q_{injection} = 600L/h$, soit $1.67 \cdot 10^{-4} m^3/s$, imposant une vitesse d'injection du polluant de :

$$\begin{aligned} U_{injection} &= \frac{Q_{injection}}{S_{injection}} \\ &= \frac{1.67 \cdot 10^{-4}}{0.01 * 0.7} \sim 0.024 m/s \end{aligned}$$

avec $S_{injection}$ représentant la surface d'injection de la source, soit $1cm$ de longueur sur la largeur de la soufflerie ($0.7m$). Afin de ne pas saturer le dispositif de mesure de concentration, nous n'injectons jamais de l'éthane pur, mais un mélange d'éthane et d'air. Le rapport Q_{eth}/Q_{total} est de 1.6% (pour les mesures proches de la source) ou de 10% (pour les mesures plus éloignées).

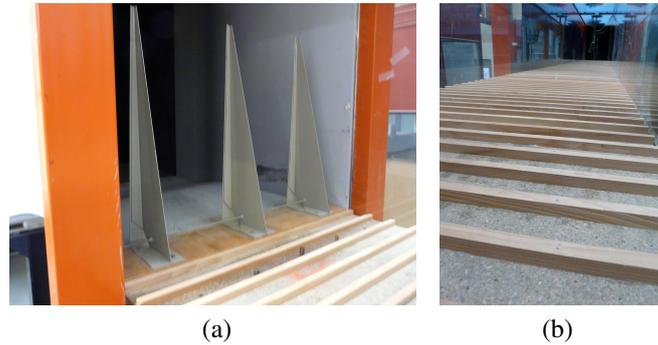


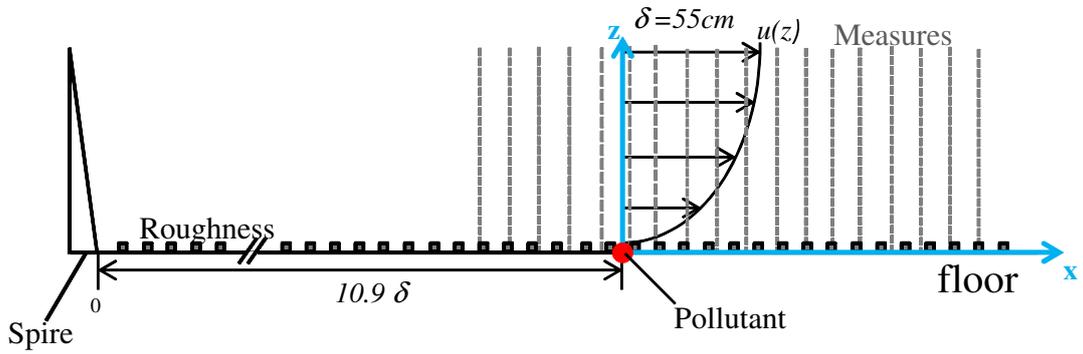
FIGURE 2.3 – Ailerons d'Irwin (a) et rugosité au sol (b), soufflerie LMFA

2.1.2 Techniques de mesures

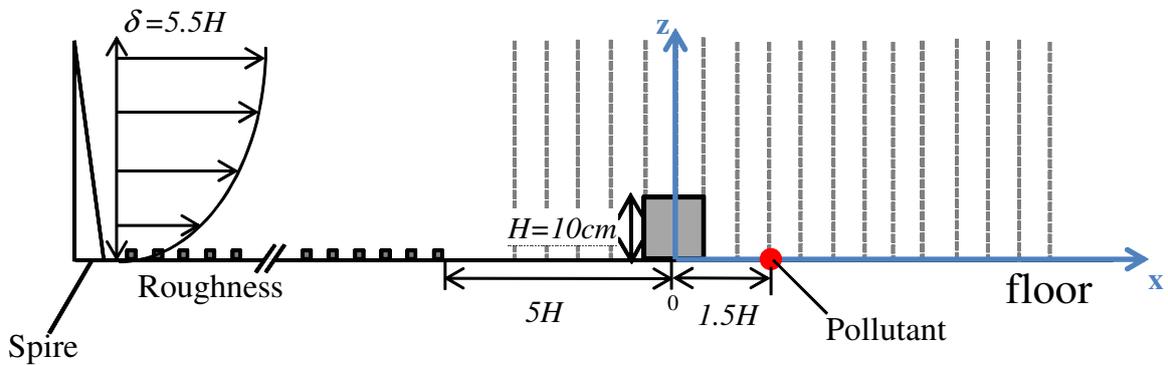
Pour plusieurs raisons, nous avons choisi de mettre en œuvre 3 techniques différentes de mesures de vitesse :

- Anémomètre à Fils Chauds croisés (HWA pour Hot Wire Anemometry),
- Anémométrie Laser Doppler (LDA pour Laser Doppler Anemometry),
- Vélocimétrie par Images de Particules (PIV pour Particle Image Velocimetry).

Premièrement, comme cela sera dit par la suite, la méthode HWA n'est pas adaptée dans notre configuration la plus complexe. Deuxièmement chaque appareil ne permet pas d'accéder au même type d'informations (par exemple la composante de vitesse transverse de l'écoulement). Finalement, par souci de contrôle et de validation de nos mesures, il est toujours judicieux de comparer les résultats obtenus par différents procédés.



(a) Schéma de notre configuration en CL



(b) Schéma de notre configuration avec l'obstacle

FIGURE 2.4 – Schémas représentatifs de nos configurations

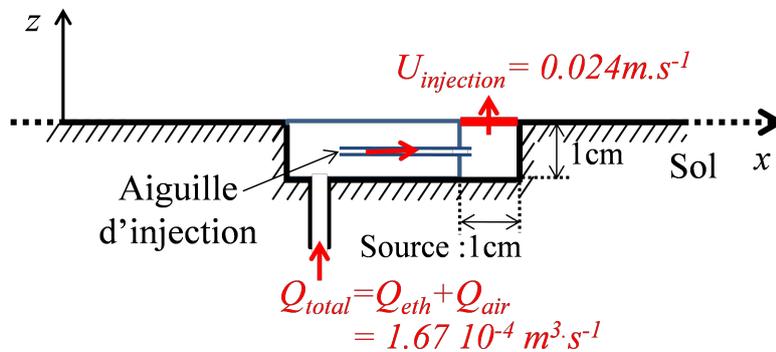


FIGURE 2.5 – Schéma de la source du polluant

Pour les mesures de concentration, nous utiliserons un détecteur par ionisation de flamme (FID pour Flame Ionization Detector) qui est un des domaines d'expertise de notre équipe (Soulhac et al., 2001; Salizzoni, 2006; Garbero et al., 2010; Nironi, 2013). Toutes ces techniques de mesures vont maintenant être détaillées.

2.1.2.1 Anémomètre à fil chaud

Le champ de vitesse dans la couche limite est étudié à l'aide d'un anémomètre à fil-chaud, équipé d'une sonde croisée (HWA) ayant une tolérance d'angle entre les vecteurs vitesse et la direction de la sonde égale à $\pm 45^\circ$. L'un des avantages de cette sonde, est de pouvoir mesurer simultanément les composantes longitudinale et transversale. Plusieurs profils verticaux et transversaux de la vitesse sont mesurés afin de pouvoir définir pleinement les caractéristiques de la couche limite. Chaque point de mesure est réalisé sur une durée de 300 s avec un échantillonnage fréquentiel de 7000 Hz.

Les fils chauds sont des fils de platine (ou tungstène) très fins, chauffés par un courant électrique (effet Joule). Ils sont refroidis principalement par convection forcée de l'air incident (Comte-Bellot, 1976). En maintenant la température des fils constante par variation de la tension, on remonte directement à la vitesse du fluide par la théorie de la convection forcée. Dans cette configuration, l'anémomètre comporte un pont de Wheatstone. Le déséquilibre de tension est amplifié et renvoyé par le pont afin de supprimer les changements de résistance (et donc de température) du fil chaud. C'est ce signal de retour qui dépend des variations de l'écoulement.

Avant l'utilisation de la sonde, il faut au préalable l'étalonner. Pour cela, on se positionne dans un écoulement unidirectionnel et non perturbé, où on fait varier la vitesse de l'écoulement tout en notant les tensions de chaque fil. Puis contrairement à la méthode classique, utilisant la loi de King pour relier la vitesse d'écoulement à la tension, nous utilisons un polynôme d'ordre 4 afin de relier les deux grandeurs.

Le principal avantage de cette technique réside dans la rapide compensation des variations de température, induites par les changements des vitesses de l'écoulement (Bruun, 1995), ce qui fait de cet anémomètre un outil approprié pour l'étude des écoulements turbulents simples. Néanmoins, cette technique reste limitée car elle nous donne uniquement accès à deux composantes de la vitesse et surtout, elle n'est pas utilisable dans les zones d'écoulement à recirculation, comme c'est le cas en aval d'un obstacle. De plus, c'est une technique intrusive, puisqu'elle doit être placée dans l'écoulement, ce qui peut entraîner une déviation des lignes de courant. Il a également été montré que l'usage de telles sondes peut entraîner des erreurs de mesures en proche paroi, ou juste au-dessus de la rugosité de paroi, qui sont dues à l'augmentation de l'intensité turbulente (Castro and Dianat, 1990). On peut particulièrement bien observer cette limitation sur les profils verticaux des tensions de Reynolds $\overline{u'w'}$ (figure 3.2), où l'influence du sol est détectable jusqu'à une distance de l'ordre de grandeur de la taille des éléments de rugosité (Raupach et al., 1991). Parmi les analyses des erreurs sur les sondes à fils chauds croisés, nous pouvons citer celles réalisées par Perry et al. (1987) et Legg et al. (1984). Le principal problème mis en évidence par ces études est la tolérance de l'angle de $\pm 45^\circ$ avec une sonde conventionnelle. Perry et al. (1987) a montré que des mesures acceptables des tensions de Reynolds peuvent être obtenues en utilisant une sonde avec une haute tolérance en angle ($\pm 60^\circ$) ou une sonde

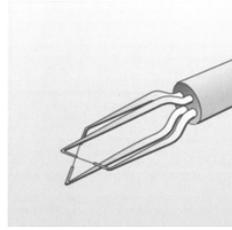


FIGURE 2.6 – Fils Chauds croisés

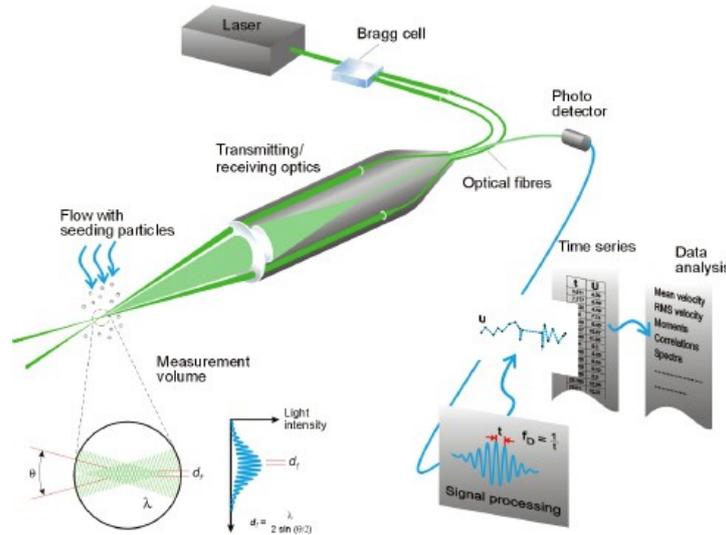


FIGURE 2.7 – Principe de fonctionnement du LDA (source Dantec)

pouvant suivre la direction de l'écoulement afin de réduire l'intensité de turbulence $i_u = \frac{\sigma_u}{U}$. Smalley et al. (2001) et Legg et al. (1984) ont suggéré qu'il est possible de mesurer des fluctuations de vitesse en utilisant une sonde traditionnelle (avec une tolérance de $\pm 45^\circ$), lorsque l'intensité des fluctuations i_u est plus petite que 0.35 et de mesurer les tensions de Reynolds lorsque $i_u \leq 0.25$.

2.1.2.2 Anémomètre laser à effet Doppler

L'Anémomètre laser à effet Doppler (LDA) est une technique de mesure largement validée dans l'étude de la dynamique des fluides. Elle est non-intrusive et peu sensible à la direction de l'écoulement, ce qui fait d'elle une technique appropriée à l'étude des écoulements avec des zones de recirculation. Cependant, elle requiert un ensemencement homogène de l'écoulement avec de très petites particules, dont le temps de réponse est très faible, qui sont entraînées à la même vitesse que ce dernier.

Le principe de fonctionnement repose sur l'intersection des deux faisceaux laser faisant apparaître un réseau de franges (dû au phénomène d'interférence). Cette intersection définit le volume de mesure qui est de l'ordre du millimètre. La distance entre 2 franges $d_{interfrange}$ est reliée à la longueur d'onde du laser λ_{laser} et à l'angle $\theta_{faisceaux}$ entre les deux faisceaux, par la relation :

$$d_{interfrange} = \frac{\lambda_{laser}}{2 \sin(\theta_{faisceaux}/2)}$$

Propriétés	Voie 1	Voie 2
Longueur d'onde (nm)	514.5	488
Volume de mesure dx (mm)	0.1194	0.1132
Volume de mesure dy (mm)	0.1193	0.1131
Volume de mesure dz (mm)	2.45	2.314

TABLE 2.1 – Propriétés du volume de mesure et des longueurs d'ondes des faisceaux (LDA)

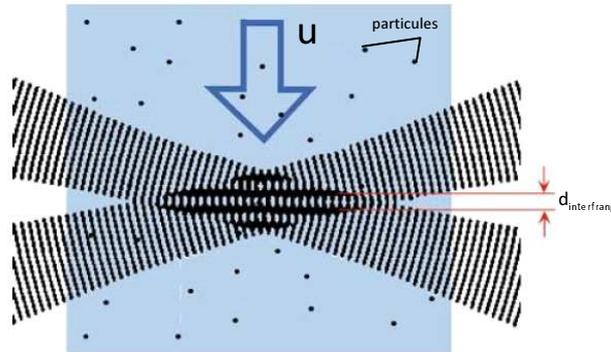


FIGURE 2.8 – Réseau de franges lors du croisement des deux faisceaux LDA

Chaque particule passant dans le volume de mesure, et donc par le réseau d'interfranges, émet une intensité lumineuse qui varie en fonction de la distance entre les franges. L'amplitude du signal varie donc à la fréquence $f_d = \frac{u}{d_{interfrange}}$, avec u la composante de l'écoulement perpendiculaire au réseau de franges (figure 2.8). Le signal est ensuite récupéré par un photo-multiplicateur qui convertit les fluctuations lumineuses en signal électrique. Ce signal est filtré, amplifié et finalement traité par analyse spectrale afin de déterminer f_d , et donc la vitesse u , pour chaque particule.

Il est possible de mesurer des composantes supplémentaires en ajoutant des paires de faisceaux ayant le même volume de mesure mais de longueurs d'ondes différentes.

Notre équipement est composé d'un laser à fluorescence d'argon d'une puissance de 5W et d'une sonde optique à deux composantes. Les faisceaux ont un diamètre de 0.1 mm et sont écartés d'environ 39 mm. La lentille frontale utilisée présente une distance focale de 400 mm. Le tableau 2.1 présente les longueurs d'ondes des faisceaux et les dimensions des volumes de mesures.

Son côté non-intrusif (l'ensemble du système laser-récepteur est placé à l'extérieur de la veine d'essai) et son accessibilité aux zones à recirculation, en font un candidat adapté à l'étude d'un écoulement complexe. Cependant, notre équipement ne nous permet pas d'avoir accès aux trois composantes de vitesse, mais uniquement à u et w . Or nous avons vu précédemment (section 1.5.2) que la composante transverse est nécessaire pour calculer le terme de transport de k . C'est pourquoi nous avons mis en œuvre une campagne de mesures à l'aide de la PIV-Stéréo.

2.1.2.3 Vélocimétrie par Images de Particules

Une seconde série de mesures est réalisée avec un système de Vélocimétrie par Images de Particules (PIV), illustré sur la figure 2.9. Cette technique permet une haute résolution spatiale des champs des 3 composantes de la vitesse. Ce système expérimental, est une technique non intrusive permettant

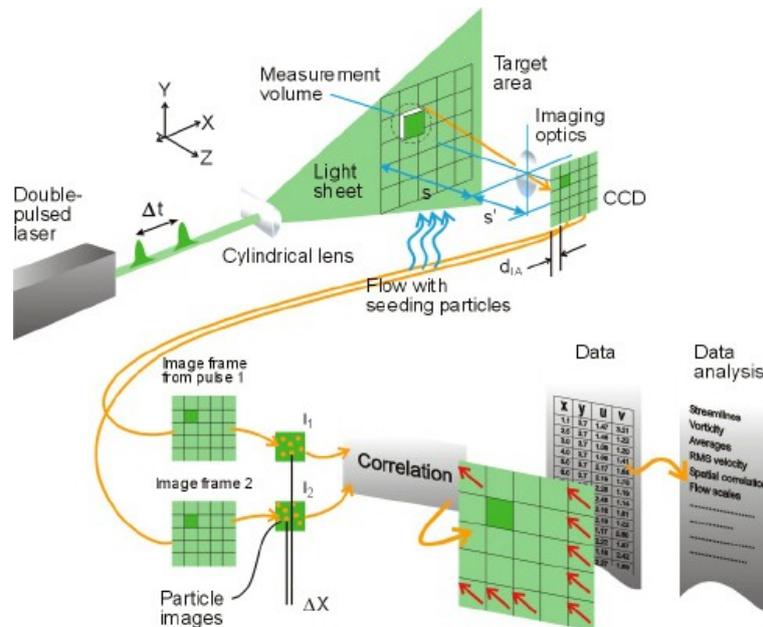


FIGURE 2.9 – Principe de la PIV stéréo (source Dantec)

de réaliser des mesures de vitesse, dans une région de l'écoulement éclairée à l'aide d'un laser pulsé, produisant une nappe laser épaisse (ce qui nous permet d'avoir également les mouvements suivant la composante transverse), et de 2 caméras CCD. De plus, comme pour la technique LDA, ces données sont obtenues en mesurant la vitesse d'un traceur (particules d'huile, fumée de spectacle) introduit dans l'écoulement (Raffel et al., 1998 et Westerweel, 1997). Le volume de mesure est une petite région dans le fluide où l'écoulement est considéré comme suffisamment uniforme.

La mesure PIV requiert de déterminer le déplacement des particules du traceur entre deux images successives séparées par un intervalle de temps qui est typiquement de l'ordre de la micro-seconde. En utilisant l'approche d'auto-corrélation, les images sont découpées en petites zones d'interrogation. Ensuite, les déplacements des particules sont détectés par localisation des pics de corrélation. Une fois que le déplacement des particules est déterminé, il est divisé par l'intervalle de temps entre les deux images consécutives afin de remonter à la vitesse (Lourenco and Krothapalli, 1995). Comme pour le LDA, le fluide doit êtreensemencé de manière homogène avec de très petites particules, ce qui nous permet de relier directement les mesures de vitesse des particules avec la vitesse du fluide.

Des mesures Stéréo-PIV ont été réalisées autour de l'obstacle bidimensionnel dans le plan $x-z$. La résolution de l'image est 1280×1024 pixels et les champs observés font environ $200\text{mm} \times 200\text{mm}$. La figure 5.2 présente tous les plans de mesure PIV réalisés autour de l'obstacle 2D. La fenêtre d'interrogation, de forme carrée, est fixée à 32×32 pixels, avec une superposition de 50%. Chaque plan est constitué de l'acquisition de 50 000 paires d'images (nécessaires pour la mesure de corrélation triple) à une fréquence de 4Hz, impliquant un temps d'acquisition très long.

Son coté non-intrusif (l'ensemble du système laser et caméras est placé à l'extérieur de la veine d'essai), son accessibilité aux zones à recirculation et à la troisième composante de vitesse, nécessaires dans la détermination de ε par technique du résidu de l'équation sur k (section 5), en font une technique adaptée à l'étude de la dynamique d'un écoulement complexe. Cependant, pour différentes

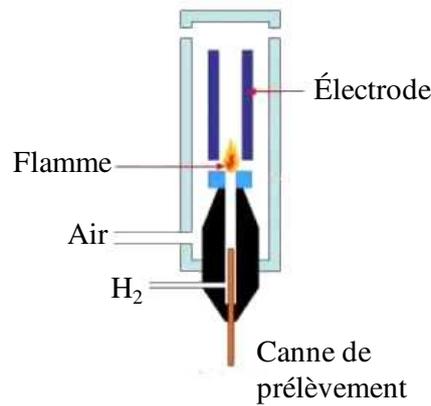


FIGURE 2.10 – Système FID

raisons, il est difficile de coupler cette technique avec celle que nous avons choisie pour la mesure de concentration (FID). Tout d'abord la PIV est une mesure plane, alors que celle du FID est ponctuelle, et deuxièmement les fréquences d'acquisitions ne sont pas du même ordre.

2.1.2.4 Détecteur par ionisation de flamme

Les mesures de concentration sont réalisées à l'aide d'un détecteur à ionisation de flamme (FID) qui détecte de manière continue un gaz traceur émanant d'une source (figure 2.10). Ce système permet de mesurer la concentration d'hydrocarbure contenue dans l'air. Le mélange d'air- C_2H_6 est aspiré à travers une fine canne de prélèvement (pour perturber le moins possible l'écoulement), puis injecté dans une flamme d'hydrogène. L'ionisation des atomes de carbone dans la flamme forme alors des ions qui sont collectés par une électrode. Le courant induit par le déplacement de ces ions est directement proportionnel à la concentration d'éthane (Fackrell, 1980). La longueur de la canne de prélèvement détermine la fréquence de réponse du système, car la diffusion moléculaire dans le tube filtre les fluctuations les plus rapides.

Avant l'utilisation de cette technique, il est nécessaire d'étalonner l'instrument. Pour cela on utilise des bouteilles étalons ayant des concentrations d'éthane connues. Pour chaque étalon, on relève la tension associée, ce qui nous fournit une courbe d'étalonnage afin de convertir une tension en concentration.

L'instrument utilisé lors des expériences est un FID HFR400 Fast FID, produit par "Combustion LTD" associé à une canne de 0.3m de longueur et $D = 0.01in = 2.5 \cdot 10^{-4}m$ de diamètre, impliquant une réponse en fréquence d'environ 400Hz.

Les limitations de cette technique résident premièrement dans son caractère intrusif (la canne de prélèvement et le brûleur doivent être présents dans l'écoulement) et dans le fait qu'il ne doit pas y avoir d'autres hydrocarbures présents dans notre écoulement (du type aérosol), au risque de perturber notre mesure. Cette question se posera par la suite lorsque nous couplerons cette technique avec celle du LDA, impliquant la présence d'huile végétale dans l'écoulement (voir section 4.1).

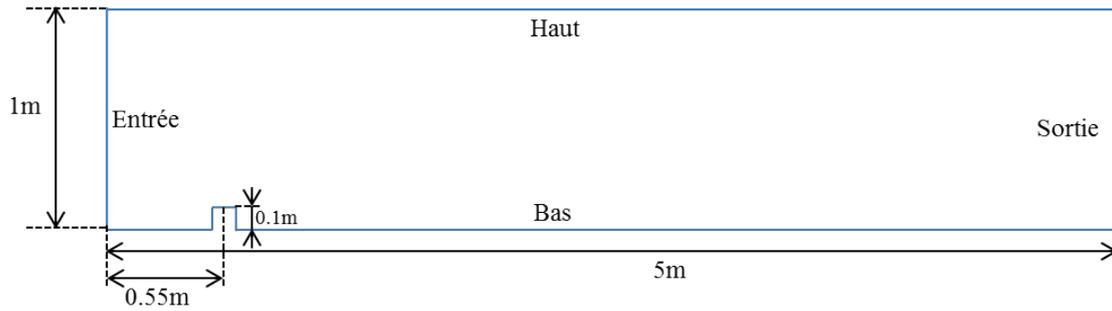


FIGURE 2.11 – Dimensions du domaine numérique

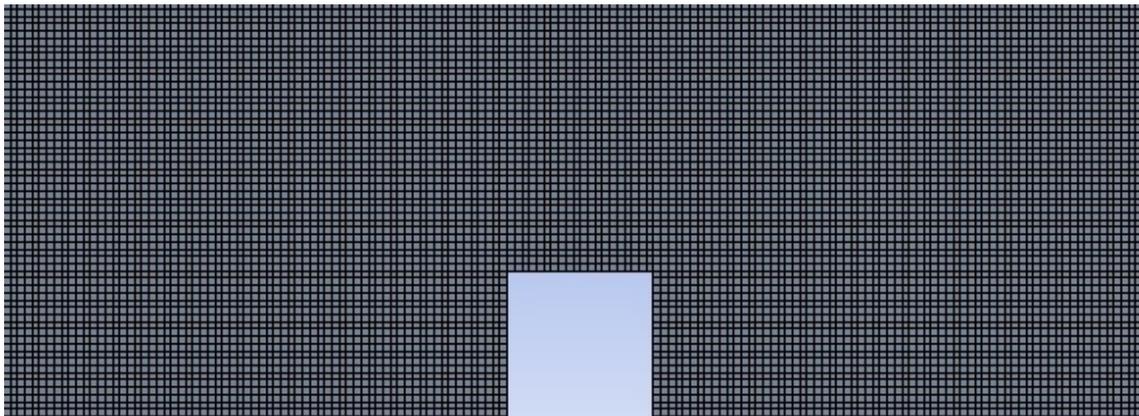


FIGURE 2.12 – Maillage numérique

2.2 Méthodes numériques

De même que pour la campagne expérimentale, nous allons présenter la mise en œuvre des simulations numériques que nous utiliserons dans notre analyse. Nous commencerons par présenter le domaine d'étude, puis nous expliquerons les conditions aux limites que l'on impose afin de reproduire numériquement les propriétés de l'écoulement. Enfin, nous finirons en énumérant les schémas de résolution que nous avons utilisés pour nos calculs. Toutes nos simulations sont réalisées à l'aide des logiciels Code_Saturne et ANSYS.

2.2.1 Géométrie et maillage

Le domaine de simulation est construit afin de reproduire, à l'échelle 1 : 1, la zone étudiée en soufflerie, tout en respectant les préconisations de Franke et al. (2004) sur les distances à imposer entre la zone d'étude et les frontières du domaine (soit $5H$ en amont, $15H$ en aval et $6H$ au dessus de l'obstacle). La figure 2.11 présente les dimensions du domaine avec la présence de l'obstacle. Le maillage structuré uniforme que nous avons utilisé, présenté à la figure 2.12, est composé de 199 600 mailles carrées de 5 mm de côté, ce qui correspond à un vingtième de la hauteur de l'obstacle H . Une étude de sensibilité au maillage a été réalisée avec un maillage contenant 800 000 mailles de 2.5 mm de côté. Les résultats n'ont montré aucune différence avec les premiers, nous pouvons donc en conclure que les simulations réalisées sont indépendantes du maillage.

Pour l'étude de la dispersion, comme le montre la figure 2.13, notre source linéique est représentée

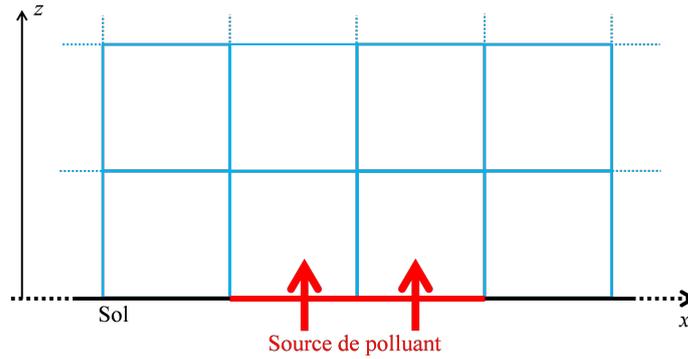


FIGURE 2.13 – Représentation géométrique de la source linéique de polluant

au sol par deux arêtes successives d'éléments de maillage (soit 1 cm de large, comme dans la réalité). Cette représentation est insuffisante pour reproduire précisément la dynamique de l'injection à proximité de la source, mais largement acceptable pour les observations plus éloignées que l'on souhaite effectuer. En effet, on peut considérer qu'après quelques mailles, la dynamique de l'écoulement ambiant prend le dessus sur l'effet de jet de l'injection.

2.2.2 Conditions limites

Maintenant que le domaine et le maillage sont définis, il est nécessaire d'imposer des conditions limites aux frontières afin d'apporter des informations sur l'écoulement et sur les caractéristiques des parois (rugosité au sol). Pour ces raisons, nous imposons les conditions dynamiques suivantes :

- Sol : utilisation d'une loi de paroi standard,
- Haut : condition de symétrie, c'est à dire $\frac{\partial G}{\partial z} = 0$ et $\vec{G} \cdot \vec{n} = 0$ (G représentant n'importe quelle grandeur et \vec{n} le vecteur normal à la paroi),
- Sortie : pression atmosphérique uniforme imposée,
- Entrée : Afin de reproduire le plus fidèlement la dynamique de l'écoulement de notre soufflerie, les conditions d'entrée sur U , k et ε (présentées à la figure 2.14), sont déterminées à partir de régressions polynomiales appliquées à nos mesures expérimentales issues des données LDA.

Pour les caractéristiques du sol, nous avons expliqué, dans la section 2.1.1, que pour la configuration avec l'obstacle (figure 2.4b), nous enlevons la rugosité, ce qui revient à avoir un sol aérodynamiquement lisse.

Pour l'étude de la dispersion d'un scalaire passif, le polluant sera introduit dans le domaine, par la source au sol définie à la figure 2.13, à l'aide d'une vitesse d'entrée égale à $U_{injection} = 0.024\text{ m/s}$ (section 2.1.1). Contrairement à la réalité, la réalisation des calculs numériques s'effectue avec le rapport $Q_{eth}/Q_{total} = 100\%$.

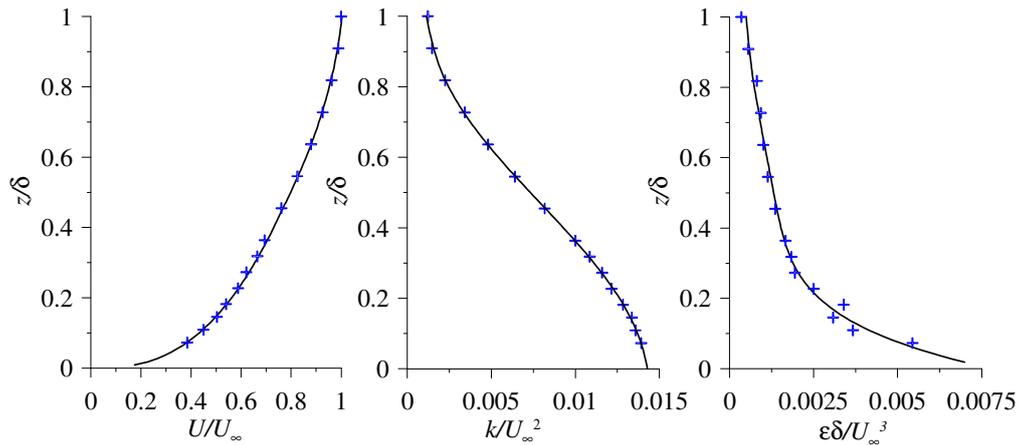


FIGURE 2.14 – Conditions d’entrées. Profils de U , k et ε . Les symboles (+) représentent les mesures LDA et les courbes (-) représentent les conditions limites imposées à l’entrée du domaine.

2.2.3 Équations résolues et schémas de résolution

Dans cette partie, nous nous contenterons d’indiquer les équations résolues (que nous avons présentées dans la section 1.4.2) et les schémas de résolution employés pour le calcul numérique sans apporter plus de détails sur leur fonctionnement, qu’il est par exemple possible de trouver dans la documentation des logiciels Fluent et Code_Saturne (ANSYS, 2011; CEREAL, 2011).

Nos simulations sont effectuées dans le cadre d’un écoulement incompressible ainsi qu’en négligeant les effets thermiques. Nous utilisons le modèle de turbulence $k - \varepsilon$ (section 1.4.2), avec le jeu des constantes standard, rappelé dans le tableau 1.1.

Pour la méthode de résolution, nous avons utilisé ”SIMPLEC”. La discrétisation spatiale de la pression est calculée à l’aide du schéma ”PRESTO !” et celle de toutes les autres grandeurs à l’aide du schéma ”Second Order Upwind”.

Maintenant que nous avons décrit tous nos moyens de simulation, nous allons présenter nos résultats en commençant par la configuration de l’écoulement de couche limite.

Deuxième partie

Analyse de la couche limite incidente

Introduction : L'étude d'un écoulement en couche limite rugueuse n'est pas innovant en soi, car il existe de nombreux précédents dans la littérature (Perry et al., 1968; Raupach et al., 1980; Acharya et al., 1985; Perry et al., 1987; Rotach, 1993; Salizzoni, 2006). Cependant, cette étude préliminaire est utile à différents égards. Cela nous sert dans un premier temps à caractériser l'écoulement incident, qui par la suite viendra impacter l'obstacle bidimensionnel (Partie III). Dans un second temps cela nous permet de valider les différentes analyses (détermination des différents termes des équations portant sur k et $\overline{c'^2}$, etc) et techniques expérimentales (couplage LDA-FID) que l'on souhaite mettre en œuvre. À travers les chapitres 3 et 4, cette partie traitera donc de l'analyse des résultats dans notre configuration de couche limite (figure 2.15). Nous commencerons par présenter les phénomènes aérodynamiques qui caractérisent notre écoulement, puis nous étudierons les mécanismes de dispersion d'un scalaire passif émis à partir d'une source linéique positionnée au sol.

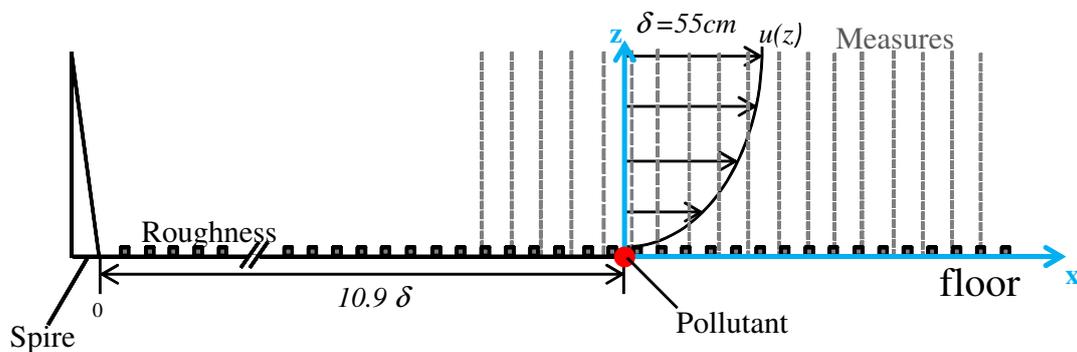


FIGURE 2.15 – Schéma de notre configuration en CL. Les barres verticales indiquent nos profils de mesures.

3 Dynamique de la Couche Limite incidente

Introduction : Ce chapitre sera consacré à la caractérisation de la dynamique de l'écoulement d'une couche limite turbulente se développant sur un sol rugueux, simulée en soufflerie. Pour cela, nous commencerons par déterminer les principales échelles caractéristiques de vitesse et de longueur imposées par notre configuration expérimentale. Nous poursuivrons notre analyse en réalisant un bilan de l'équation de l'énergie cinétique turbulente, afin d'obtenir principalement une estimation de son taux de dissipation. Ce résultat sera alors confronté à ceux d'autres méthodes d'estimation de la dissipation. Nous continuerons par une étude portant sur la viscosité cinématique turbulente, paramètre clé dans les modèles de fermeture RANS. Finalement nous calculerons les principales échelles spatiales caractérisant la turbulence qui se développe au sein de l'écoulement.

3.1 Caractérisation de la couche limite

Avant toute analyse, nous allons commencer par vérifier que la dynamique de l'écoulement est bien 2D du point de vue statistique (absence de composante moyenne transverse et homogénéité suivant y). Nous poursuivrons par définir la zone d'étude où la couche limite est établie (invariance spatiale des profils sur le plan xz) et en extraire les principales échelles caractéristiques imposées par notre configuration expérimentale, afin de présenter la similarité de nos résultats avec d'autres expériences. Toutes ces qualifications seront faites à partir de nos mesures HWA et LDA, avec une vitesse moyenne maximale $U_\infty = 6.33 \text{ m/s}$, que nous imposons au bord supérieur de la couche limite.

Sur la figure 3.1, représentant les profils transversaux de la vitesse moyenne U , des écarts types σ_u et σ_w , et des tensions de Reynolds $-\overline{u'w'}$, nous observons la présence d'une zone centrale comprise entre $y = \pm 0.2L$ (L représentant ici la largeur de la soufflerie), où ces différentes grandeurs statistiques sont constantes. De plus, nos mesures de la vitesse moyenne transverse V montrent des valeurs oscillant autour de 0 ayant une amplitude maximale égale à 10^{-2} m/s , soit deux ordres de grandeur de moins que la vitesse longitudinale. Ces observations nous permettent donc de dire que, dans une zone au centre de la veine d'essai, la dynamique de l'écoulement peut être considérée comme 2D.

Sur les figures 3.2 et 3.3, nous pouvons observer les profils verticaux des moments statistiques d'ordre 1 et 2 de la vitesse, réalisés à l'aide d'une sonde à fils chauds croisés entre deux éléments de rugosité (position D de la figure 3.4a). Au regard de l'évolution longitudinale de la vitesse moyenne, des écarts types et de la tension de Reynolds, représentés sur la figure 3.2, nous pouvons constater que les variations des profils deviennent très faibles, et donc que la couche limite a atteint un état de quasi-équilibre, à partir de $x = 7\delta$ de l'entrée de la veine d'essai.

La hauteur de la couche limite δ est ici définie comme la hauteur où les tensions de Reynolds deviennent inférieures à 1% des valeurs maximales. Cette méthode est souvent utilisée, comme dans les travaux de Nironi (2013). À partir du profil positionné à $6m$ de l'entrée de la veine d'essai, nous estimons $\delta = 550 \pm 10 \text{ mm}$ (notons tout de même que malgré l'état de quasi-équilibre de la couche

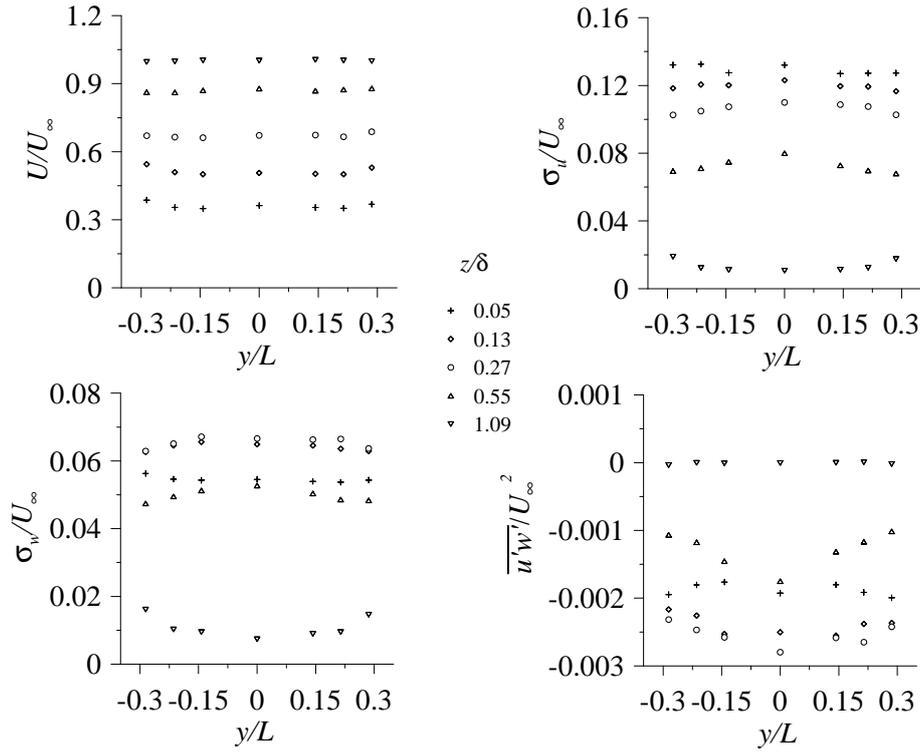


FIGURE 3.1 – Profils transversaux de U , σ_i et $\overline{u'w'}$, pour différentes altitudes z/δ . (L représentant la largeur de la soufflerie).

limite, celle-ci continue d'évoluer légèrement). La vitesse de frottement à la paroi u_* est également déterminée à partir des profils $-\overline{u'w'}$, selon la définition de Kaimal et al. (1994), Garratt (1992) et Panofsky and Dutton (1984) :

$$u_* = \sqrt{-\overline{u'w'}|_{z=z_0}} \quad (3.1)$$

où z_0 représente la rugosité aérodynamique de la paroi. Sur les profils de la figure 3.2, on observe une décroissance des tensions de Reynolds pour $z < 0.2\delta$, illustrant la mise en défaut des mesures HWA dans cette région, due entre autres à l'augmentation de l'intensité turbulente (Castro and Dianat, 1990). Il est donc usuel d'appliquer la relation de l'équation 3.1 dans la zone à tension de Reynolds constante, qui se situe sur notre profil, entre 0.1δ et 0.3δ . Pour déterminer notre vitesse de frottement nous utiliserons la moyenne des valeurs de $\overline{u'w'}$ dans cette partie du profil. Ce qui nous donne :

$$u_* = \sqrt{-\overline{u'w'}|_{0.1\delta \lesssim z \lesssim 0.3\delta}} = 0.34 \pm 0.04 \text{ m/s} \quad (3.2)$$

À partir de la vitesse de frottement nous pouvons calculer le critère $k^+ = \frac{l_f u_*}{\nu}$ qui est égale à 308 dans notre cas, ce qui nous permet de considérer que notre sol est rugueux puisque $k^+ > 70$ (Raupach et al., 1991).

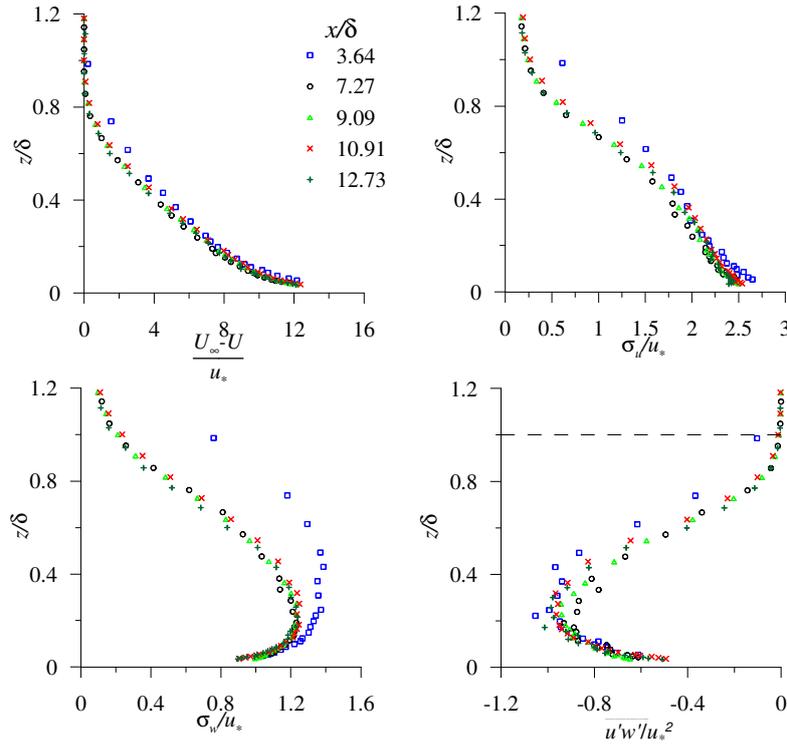


FIGURE 3.2 – Évolution longitudinale des profils du déficit de vitesse moyenne, des écarts types σ_u et σ_w , ainsi que des tensions de Reynolds $-\overline{u'w'}$ (HWA)

Les profils de la figure 3.3, ont été réalisés à une distance $x = 10.9\delta$ des ailerons d'Irwin, dans la zone où l'écoulement a atteint un état d'équilibre. Le développement d'un écoulement de couche limite sur un sol rugueux suggère qu'il existe une relation linéaire entre $\frac{\bar{u}}{u_*}$ et $\ln\left(\frac{z-d}{z_0}\right)$, ce qui est vérifié sur par la représentation logarithmique de la vitesse longitudinale (figure 3.3a) entre le sol et $z \sim 0.2\delta$. Dans cet intervalle, la vitesse peut être modélisée par la relation :

$$\frac{\bar{u}(z)}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{z-d}{z_0}\right) \quad (3.3)$$

où $\kappa = 0.4$ est la constante de Von Kàrmàn. À l'aide d'une régression linéaire de moindres carrés, nous pouvons déduire les paramètres $z_0 = 1.3 \pm 0.5 \text{ mm}$, et $d = 3.1 \pm 1 \text{ mm}$, où d est la hauteur de déplacement. La figure 3.3b présente une comparaison de σ_u , σ_v et σ_w adimensionnées par u_* , avec les mesures de Nironi (2013) et de Raupach et al. (1991). On constate une bonne correspondance générale entre les différents résultats. On notera tout de même une décroissance de nos valeurs σ_w sur le bas du profil, provenant de la mise en défaut des mesures HWA, ainsi que des valeurs de σ_u plus élevés que celles de Nironi (2013) et de Raupach et al. (1991), provenant sans doute des différences entre nos configurations géométriques.

Ces différences à proximité du sol peuvent s'expliquer par la mise en défaut de l'homogénéité horizontale de l'écoulement par les sillages des éléments de paroi, qui ne peuvent plus être considérés comme équivalents à une rugosité aérodynamique distribuée (région que l'on nomme sous-couche rugueuse). Afin de caractériser cette influence, nous avons mesuré des profils verticaux des tensions

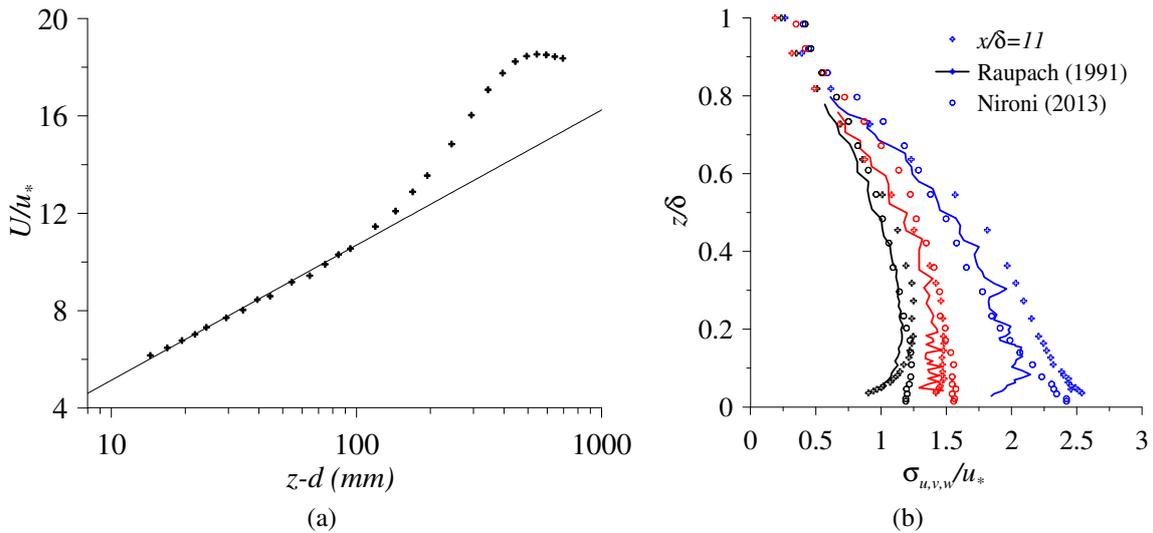


FIGURE 3.3 – Profils de référence de la vitesse moyenne en échelle semi-Log (a), et des écart type σ_u en bleu, σ_v en rouge et σ_w en noir (b) (HWA).

de Reynolds (LDA) pour 4 positionnements différents par rapport à ces derniers (positions A, B, C et D sur la figure 3.4). Les mesures montrent clairement que nos résultats présentent une forte inhomogénéité horizontale, et donc une dépendance au positionnement par rapport aux éléments de rugosité. La délimitation de la hauteur de la sous couche rugueuse z_{rug} , c'est à dire la distance à laquelle cette influence devient négligeable, est estimée à $z_{rug} = 60 \pm 5 \text{ mm}$, soit $z_{rug} = 0.11\delta \pm 0.01\delta$. Le rapport entre la hauteur de ces éléments \hat{H} , et leurs écartements \hat{W} , étant de $\hat{W} = 3\hat{H}$, implique que cette détermination est concordante avec la relation de Rotach (1993) l'estimant à $z_{rug} = 3\hat{W} = 0.22\delta$, et avec celle de Raupach et al. (1980) l'estimant à $z_{rug} = \hat{H} + 1.5\hat{W} = 0.14\delta$.

Le tableau 3.1 récapitule les principales échelles de vitesse et de longueur caractérisant notre écoulement de couche limite.

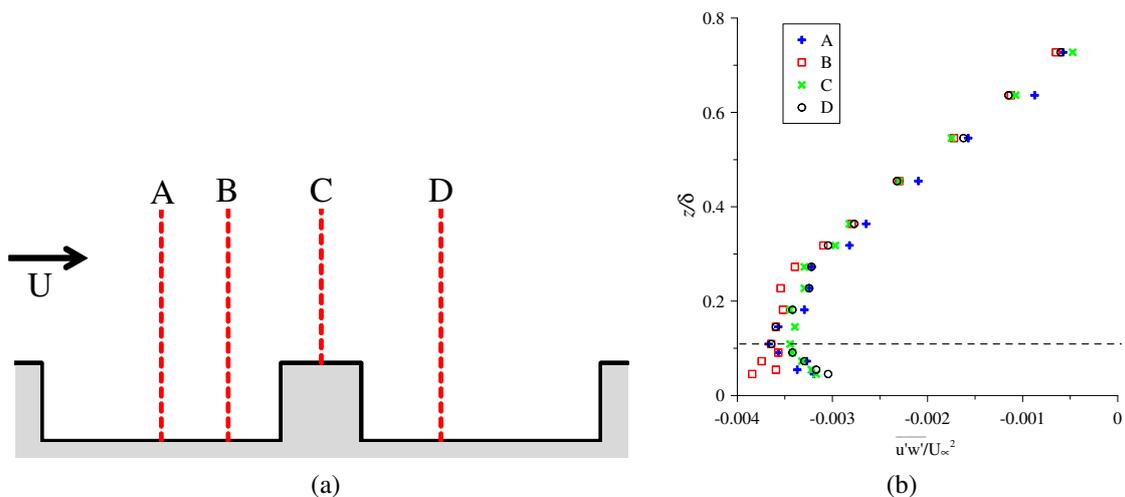


FIGURE 3.4 – Positionnement des profils verticaux par rapport aux rugosités du sol (a) ainsi que l'impact sur la tension de Reynolds (b). (LDA)

U_∞	6.33 m/s
δ	550 ± 10 mm
u_*	0.34 ± 0.04 m/s
z_0	1.3 ± 0.5 mm
d	3.1 ± 1 mm
z_{rug}	60 ± 5 mm

TABLE 3.1 – Tableau récapitulatif des échelles caractéristiques de vitesse et de longueur, induit par notre configuration expérimentale.

3.2 Bilan d'énergie cinétique turbulente

Nous allons maintenant réaliser une analyse des variations spatiales des différents termes composant l'équation évolutive de l'énergie cinétique turbulente (section 1.5.2) :

$$\underbrace{\overline{u_j} \frac{\partial k}{\partial x_j}}_{Adv} = \underbrace{-\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j}}_P - \underbrace{\frac{1}{2} \frac{\partial \overline{u'_i u'_i u'_j}}{\partial x_j}}_T - \underbrace{\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p' u'_j}}{\partial x_j}}_\Psi - \underbrace{\frac{1}{2} \overline{v \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)^2}}_\varepsilon \quad (3.4)$$

Nos appareils de mesures ne nous permettant pas de mesurer le terme de corrélation pression-vitesse Ψ , nous avons fait le choix en première approximation de le négliger. De plus, des études ont montré que, dans des écoulements simples (en conduite et en couche limite), nous pouvons aisément négliger ce terme (Pope, 2013). L'équation 3.4 devient donc :

$$\overline{u_j} \frac{\partial k}{\partial x_j} = -\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} - \frac{1}{2} \frac{\partial \overline{u'_i u'_i u'_j}}{\partial x_j} - \varepsilon \quad (3.5)$$

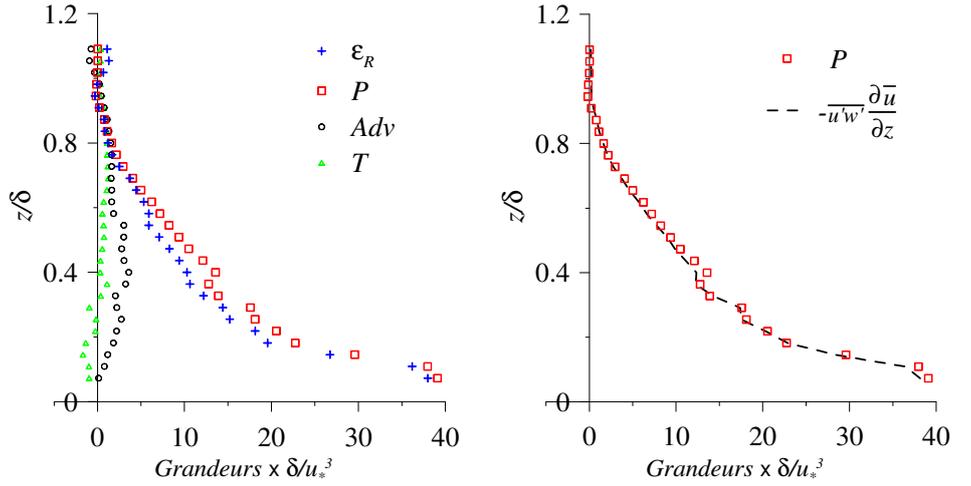
Nous commençons notre analyse par calculer les différents termes de l'équation à partir de nos données HWA et LDA, ce qui nous permet d'accéder à une estimation de ε , que l'on notera ε_R (section 1.5.2) :

$$\varepsilon_R = -\overline{u_j} \frac{\partial k}{\partial x_j} - \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} - \frac{1}{2} \frac{\partial \overline{u'_i u'_i u'_j}}{\partial x_j} \quad (3.6)$$

Comme attendu, nous observons sur la figure 3.5a, que les termes T et Adv sont négligeables devant P et ε_R et donc qu'il existe un état d'équilibre entre la production et la dissipation d'énergie cinétique turbulente. Cependant, le taux de dissipation présente des valeurs légèrement plus faibles que la production. Ceci provient du fait que le terme Adv n'est pas tout à fait nul, ce qui est sans doute une conséquence de la légère évolution longitudinale de la couche limite et donc des profils de k .

Une analyse du terme de production P met en évidence qu'il peut être principalement estimé par sa composante $-\overline{u'w'} \frac{\partial \overline{u}}{\partial z}$ (figure 3.5b).

Il est intéressant de comparer l'estimation du taux de dissipation ε_R , avec celles obtenues par d'autres méthodes. Nous pouvons commencer par utiliser la loi théorique caractérisant cette grandeur



(a) Profils verticaux des termes de production P , du taux de dissipation moyen ϵ_R , de l'advection moyenne Adv et du transport turbulent T de l'énergie cinétique turbulente.

(b) Dominance du membre $-\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$ dans le terme de production de l'énergie cinétique turbulente en couche limite.

FIGURE 3.5 – Bilan d'énergie cinétique turbulente en couche limite. Toutes les valeurs sont adimensionnées par δ/u_*^3 . (LDA)

dans un écoulement de couche limite, se fondant sur la théorie de similitude (Tennekes, 1982) qui implique un équilibre local entre la production et la dissipation de k . Nous pouvons donc écrire :

$$\epsilon_{th} = -\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad (3.7)$$

Or, dans la section 3.1, nous avons montré qu'entre 0.1δ et 0.2δ , les tensions de Reynolds peuvent être approximées par $-\overline{u'w'} = u_*^2$, et que le profil de vitesse est bien modélisé par une loi logarithmique du type de l'équation 3.3. Toutes ces relations nous permettent de donner la relation suivante :

$$\epsilon_{th} = \frac{u_*^3}{(z-d)\kappa} \quad (3.8)$$

Nous allons maintenant appliquer les différentes techniques d'estimation de ϵ (définies à la section 1.5) dans notre écoulement, afin d'en discuter la validité. La figure 3.6, présente l'estimation du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente à partir des données LDA en considérant :

- ϵ_{iso} : la relation isotropique (équation 1.58),
- ϵ_{spec} : la méthode des spectres (équation 1.62),
- ϵ_R : la méthode du résidu de l'équation sur k (équation 3.5).

Nous pouvons constater des différences avec la relation théorique dans le cœur du profil. Les raisons de cet écart proviennent en partie du calcul de ϵ_{th} , car l'utilisation d'une loi logarithmique n'est justifiée que jusqu'à $z \sim 0.2\delta$ alors que la relation $u_* = \sqrt{-\overline{u'w'}}$ n'est valable qu'entre 0.1δ et 0.3δ (section 3.1). Cependant, même en nous plaçant dans la zone de validité des deux relations, c'est à dire entre $z = 0.1\delta$ et $z = 0.2\delta$, la comparaison n'est pas bonne. Ceci peut s'expliquer par la non-vérification de l'hypothèse d'équilibre entre P et ϵ , qui se trouve être la base du raisonnement

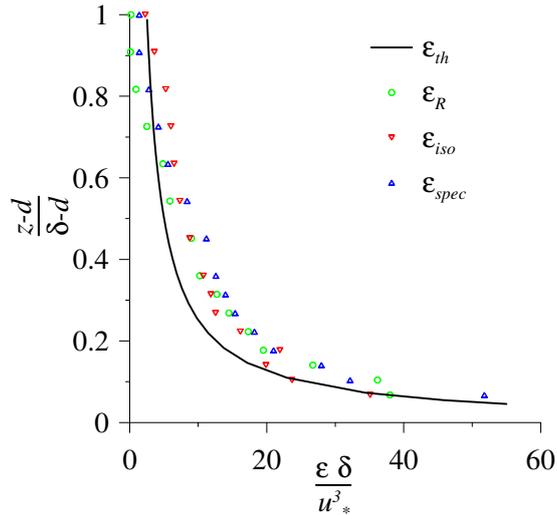


FIGURE 3.6 – Comparaison des différentes techniques d'estimation de ε (LDA)

dans l'expression de ε_{th} . En effet, nous avons observé que, dans notre cas, le terme Adv n'est pas tout à fait négligeable. Si l'on prenait en compte cette influence du terme Adv , cela aurait pour effet d'augmenter la valeur de ε_{th} . Malgré cela, nous observons tout de même une bonne correspondance entre les résultats obtenus à partir des différentes méthodes expérimentales. Notons que des études sur des écoulements cisailés ont abouti à la même correspondance entre les diverses techniques d'estimation. Nous pouvons citer à titre d'exemple les travaux de Poggi and Katul (2010) réalisant cette comparaison, à travers des mesures dans un canal à eau, à l'intérieur et au-dessus d'un modèle de canopée forestière.

De plus, l'estimation ε_R à partir de l'équation 3.5, reproduit bien la tendance et les valeurs obtenues à partir des autres techniques, ce qui concorde avec le fait que les termes des gradients $\frac{\partial \overline{p'u'_j}}{\partial x_i}$ sont négligeables devant les autres dans ce cas, comme le montrent les travaux de Pope (2013).

3.3 Viscosité turbulente

La viscosité turbulente, dont on avait introduit la notion dans la section 1.4, est une notion fondamentale sur laquelle se basent les modèles RANS. Son évaluation expérimentale est donc essentielle afin de pouvoir réaliser des travaux de validation des modèles numériques. Ce que nous appellerons par la suite une mesure de ν_t , est en fait sa détermination à l'aide de sa définition $\nu_t^{def} = -\frac{\overline{u'w'}}{\frac{\partial \overline{u}}{\partial z} + \frac{\partial \overline{w}}{\partial x}}$ (cas particulier d'un écoulement 2D : équation 1.29). La figure 3.7 représente la comparaison de cette grandeur entre nos mesures HWA et LDA et celles de Salizzoni (2006). Nous constatons un très bon accord entre les différents résultats sur la partie basse du profil ($z \leq 0.3\delta$), alors que nos mesures deviennent légèrement plus fortes pour $z > 0.3\delta$.

À partir de ces mesures, nous avons réalisé une étude de validation de la modélisation de ce terme dans les modèles RANS, qui s'exprime par $\nu_t^{mod} = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$ (équation 1.31). Pour cela, nous avons

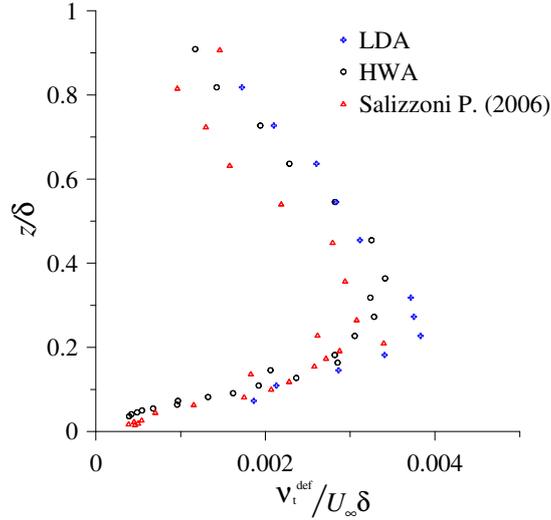


FIGURE 3.7 – Comparaison expérimentale de v_t^{def} entre les différentes techniques de mesures et les résultats de Salizzoni (2006)

tracé, sur la figure 3.8a, v_t^{def} en fonction de k^2/ε . La régression linéaire nous donne un coefficient $C_\mu = 0.04$, soit environ deux fois moins que la valeur dans le modèle $k - \varepsilon$ standard égale à $C_\mu = 0.09$. La figure 3.8b montre l'évolution de ce coefficient en fonction de son éloignement de la paroi. On observe que C_μ est constant jusqu'à une hauteur de $z/\delta = 0.4$ puis décroît sur le haut de la couche limite. La valeur de $C_\mu = 0.04$ est cohérente avec les mesures de σ_u , σ_v et σ_w présentées à la figure 3.3b. En effet, à l'aide des relations 1.29, 3.1, 3.3 et 3.8, dans un écoulement de couche limite nous avons la relations :

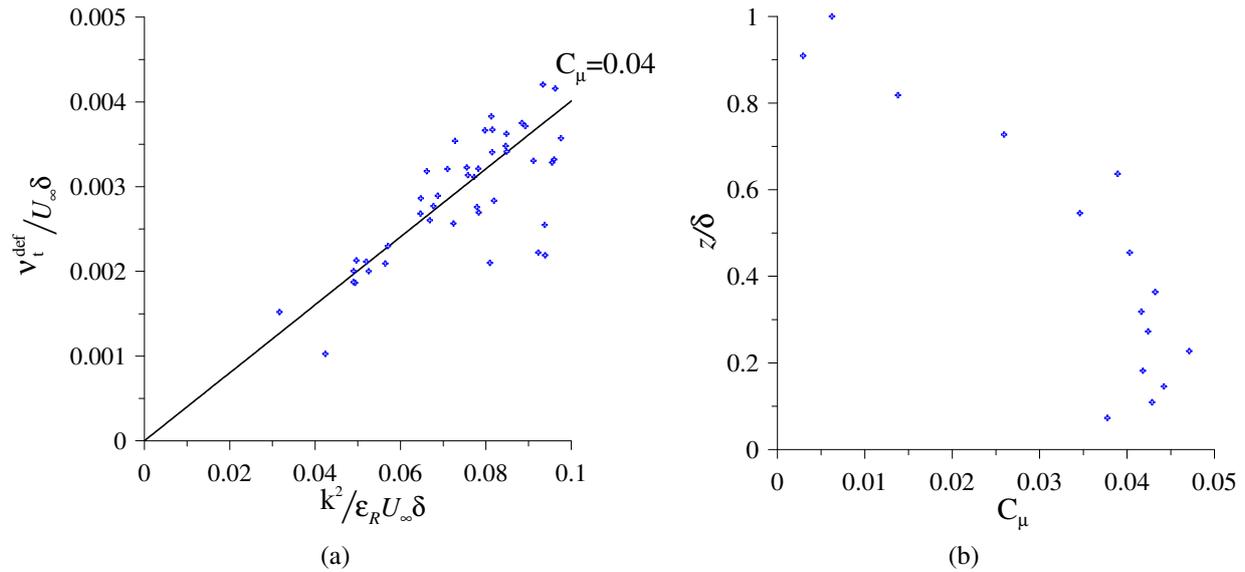
$$\frac{k}{u_*^2} = \frac{1}{\sqrt{C_\mu}}$$

Or, à partir de nos mesures (figure 3.3b), nous avons :

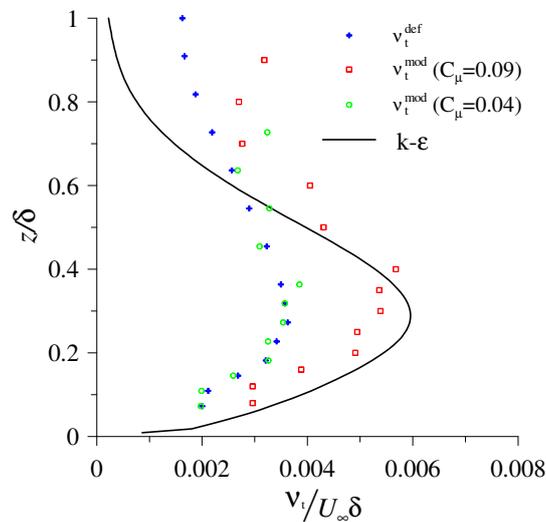
$$\begin{aligned} \frac{k}{u_*^2} &= \frac{1}{2}(\sigma_u^2 + \sigma_v^2 + \sigma_w^2) \\ &= \frac{1}{2}(2.3^2 + 1.6^2 + 1.25^2) \\ &= 4.7 \end{aligned}$$

Impliquant que $C_\mu \sim 0.04$.

À partir de cette évaluation, nous avons tracé sur la figure 3.9 différentes estimations de v_t obtenues à partir de sa définition v_t^{def} , ainsi qu'en appliquant la formulation issue du modèle numérique v_t^{mod} à nos mesures de k et ε_R , tout en faisant varier la valeur de C_μ (0.09 puis 0.04) et le résultat issu de la simulation $k - \varepsilon$. On constate que, par rapport à la définition, le modèle $k - \varepsilon$ surestime beaucoup cette grandeur pour $z < 0.6\delta$ et la sous estime pour $z > 0.6\delta$. Cependant, comme nous venons de le montrer, les deux courbes v_t^{mod} montrent que pour la partie basse du profil, cela provient d'une mauvaise calibration de la constante C_μ . On notera également que la détermination v_t^{mod} avec $C_\mu = 0.09$

FIGURE 3.8 – Détermination et évolution de C_μ suivant z , en couche limite

correspond bien au résultat de la simulation $k - \epsilon$, avec cependant de légers écarts localement qui peuvent provenir de différences dans les valeurs de k et ϵ , entre nos mesures et le calcul numérique. Ces observations nous serviront dans l'analyse des résultats portant sur le sillage d'un obstacle bidimensionnel (chapitre 5).

FIGURE 3.9 – Comparaison entre les différentes déterminations de v_t . Les données expérimentales sont issues de mesures LDA.

3.4 Échelles spatiales de turbulence

Le dernier élément d'analyse est la caractérisation des différentes échelles spatiales (intégrales et Kolmogorov) au sein de l'écoulement (section 1.2.3), nous permettant d'avoir une estimation de la

taille des structures turbulentes. Rappelons que l'échelle intégrale se définit comme :

$$L_{ii} = \int_0^\infty \frac{\overline{u'_i(\mathbf{x})u'_i(\mathbf{x}+\mathbf{r})}}{\overline{u'_iu'_i}} d\mathbf{r} \quad (3.9)$$

Or si l'on considère que la totalité du flux d'énergie transporté par les grandes structures est dissipée par l'effet de la viscosité moléculaire, une analyse dimensionnelle nous conduit à l'équation 1.20, et donc à donner l'estimation suivante :

$$L_{iso} = C \frac{k^{\frac{3}{2}}}{\varepsilon} \quad (3.10)$$

N'ayant pas de mesures permettant la détermination directe de L_{ii} par l'équation 3.9, nous avons choisi de la déterminer à l'aide des spectres des vitesses u et w . Pour cela, à partir de nos mesures HWA, nous avons tracé $\frac{f.S(f)}{u_*^2}$ en fonction de $n = 2\pi \frac{fz}{U}$, pour les composantes de vitesse u et w . La figure 3.10 ne représente que 4 points de mesures ayant des distances à la paroi différentes. Les pics, que nous observons pour les grandes valeurs de n , n'ont pas de caractère physique mais correspondent à un bruit électronique. La position du maximum $\frac{f.S(f)}{u_*^2}$ nous donne une estimation de L_{ii} . On constate que pour la composante u , il est impossible de repérer un maximum, cette analyse n'est donc pas adaptée dans le sens longitudinal de l'écoulement. Notons que la détermination de ce maximum n'est pas toujours évidente et devient de moins en moins précise avec l'augmentation de la distance à la paroi.

Le bilan de cette analyse, pour toutes les positions verticales, est représenté sur la figure 3.11a, accompagné de l'estimation par la relation isotropique ainsi que des données expérimentales de Grant (1958) et de Robins (1979). On observe que, pour $z < 0.25\delta$, l'évolution verticale est très proche de la relation linéaire $0.4 \frac{z}{\delta}$ provenant de l'approximation $L_{Prandtl} \sim \kappa z$, κ étant ici le coefficient de Von Kàrmàn (Schlichting, 1979). De plus, si l'on considère que $L_{iso} = L_{Prandtl}$, on obtient la relation $C = C_\mu^{3/4}$ (où C est le coefficient de l'équation 3.10), impliquant que C varie entre 0.089 et 0.164 si C_μ varie de 0.04 à 0.09. En pondérant L_{iso} par un coefficient 0.13, correspondant à $C_\mu = 0.06$, les deux résultats issus de nos mesures présentent le même ordre de grandeur et la même évolution verticale jusqu'en $z = 0.65\delta$. De plus, les données expérimentales de Grant (1958) et de Robins (1979) montrent la bonne cohérence de nos résultats.

L'évaluation de l'échelle de Kolmogorov η , traduisant la taille des plus petites structures tourbillonnaires, peut être réalisée à partir d'une analyse similaire à celle que nous venons d'effectuer. La figure 3.11b présente une comparaison de l'évolution verticale de cette échelle estimée à partir de la relation de l'équation 1.21 ($\eta_{iso} = v^{3/4}/\varepsilon^{1/4}$), ainsi que la comparaison avec les résultats de Squire et al. (2014). Ces derniers ont été obtenus à l'aide de mesures PIV haute résolution, dans un écoulement de couche limite rugueuse, à un Re_{u_*} équivalent au notre, soit $Re_{u_*} = 11600$. Nous observons que l'échelle de Kolmogorov est de l'ordre de 3 à $7.10^{-4}\delta$, et que nos résultats présentent une sous-estimation qui, a priori, ne provient pas d'une différence de régime d'écoulement.

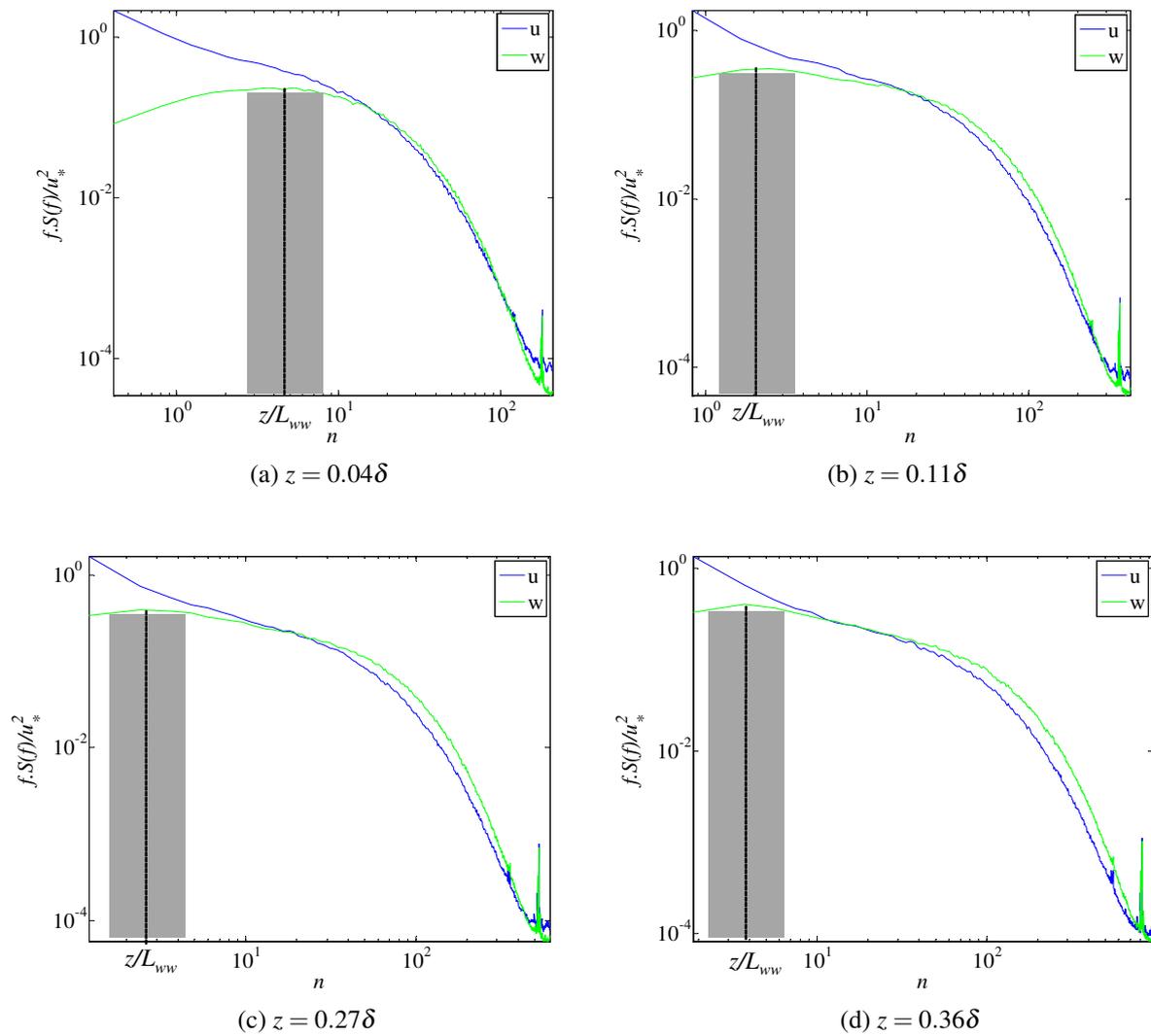


FIGURE 3.10 – Spectres des vitesses u et w pour différentes positions z . Les régions grises représentent l'incertitude de l'estimation de z/L_{ww} . (HWA)

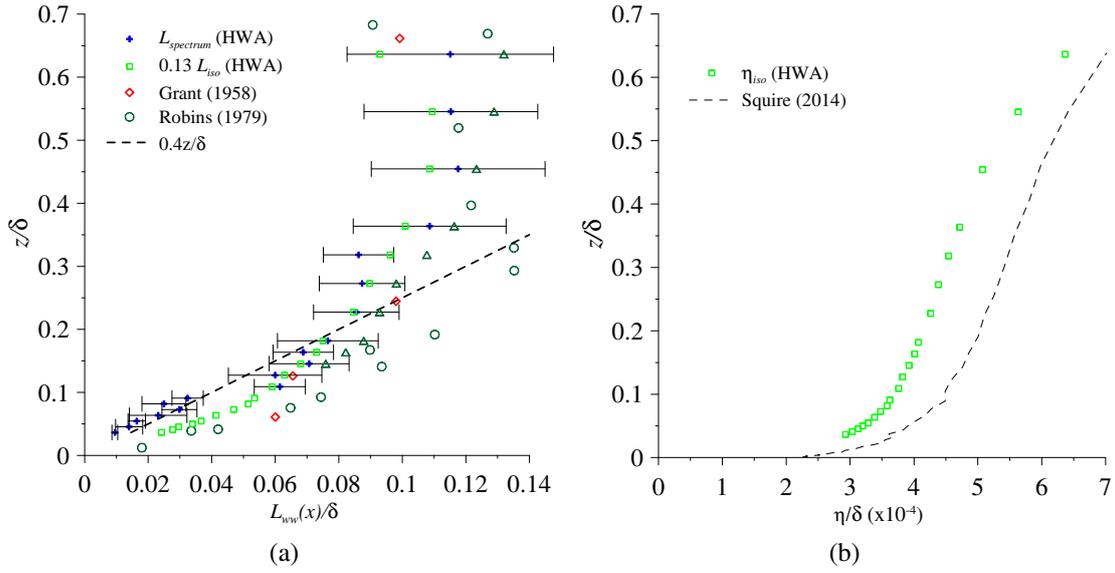


FIGURE 3.11 – Échelle intégrale L_{ww} (a) et de Kolmogorov η (b) en couche limite (HWA)

Conclusion : Dans ce chapitre, nous avons analysé la dynamique d'un écoulement de couche limite se développant sur une paroi rugueuse, en commençant par déterminer ses échelles caractéristiques de vitesse et de longueur, induites par notre configuration expérimentale. Nous avons poursuivi nos travaux en réalisant une étude sur les différents termes de l'équation évolutive de k , qui nous a permis de comparer la validité de différentes techniques d'estimation de ε et de conclure que, dans un tel écoulement, les différentes méthodes sont comparables en précision. Nous avons poursuivi en comparant les différentes déterminations expérimentales de la viscosité turbulente avec les résultats issus des simulations numériques. Ceci nous a permis de mettre en évidence que le coefficient $C_\mu = 0.09$ est inadapté dans un tel écoulement. Pour finir, nous avons estimé les échelles spatiales caractéristiques de la turbulence.

4 Dispersion d'un scalaire passif en Couche Limite rugueuse

Introduction : Ayant caractérisé la dynamique de l'écoulement dans la couche limite rugueuse, nous allons étudier dans ce chapitre la dispersion d'un polluant (assimilable à un scalaire passif) à partir d'une source linéique placée au sol (figure 4.1). Pour cela, nous allons réaliser des mesures à l'aide de la technique FID, afin d'accéder aux 4 premiers moments statistiques de la concentration. Un second objectif sera de déterminer expérimentalement les flux de masse $\overline{u_i'c'}$. Pour cela, nous avons choisi de coupler deux techniques expérimentales afin de réaliser une mesure simultanée, et au même point, de la concentration et de la vitesse. Nous commencerons donc par réaliser une analyse des différentes méthodes expérimentales mises en œuvre.

Sauf mention contraire, nous adimensionnons les vitesses par U_∞ , les longueurs par δ et les concentrations par $c = \frac{Q_{et}^L}{10^{-6}U_\delta \delta}$ où Q_{et}^L représente le débit d'éthane par unité de largeur. Ces adimensionnements sont signifiés par la présence d'une étoile * à côté de la grandeur.

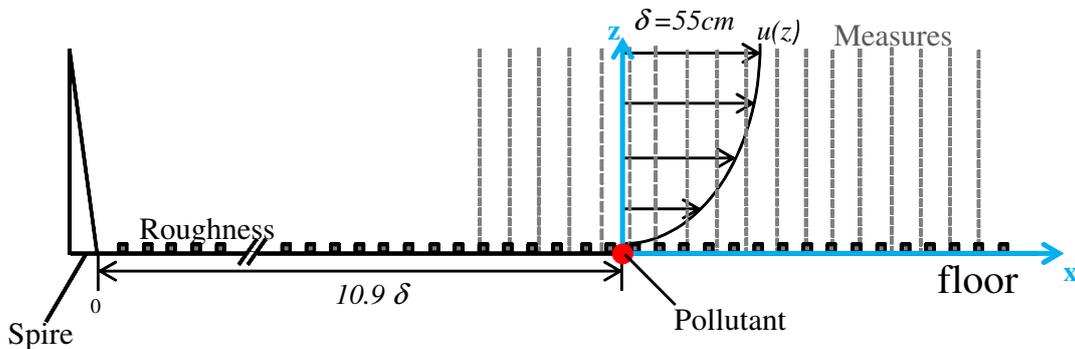


FIGURE 4.1 – Configuration expérimentale de l'écoulement et de la dispersion en une couche limite rugueuse.

4.1 Mesure de corrélation vitesse-concentration

Afin d'accéder aux corrélations vitesse-concentration $\overline{u_i'c'}$ pour évaluer les flux turbulents de masse, nous devons réaliser une mesure instantanée et simultanée des deux grandeurs. Il est donc nécessaire d'avoir un système d'acquisition pour la mesure de vitesse et un autre pour la concentration. Ce type de mesure est couramment mis en œuvre par différents moyens, accompagnés de leurs avantages et inconvénients.

Historiquement, les mesures de corrélation sont réalisées à travers l'étude de la dispersion thermique d'une source de chaleur, qui peut dans certaines conditions être considérée comme un scalaire passif (Raupach and Legg, 1983; Stapountzis et al., 1986). Ces mesures s'effectuent à l'aide d'un anémomètre à sonde 3 fils : 2 pour la mesure de vitesse, comme pour la méthode HWA, et un fil froid pour mesurer la température. Les principaux inconvénients de cette technique, étant les mêmes que ceux de la méthode HWA (section 2.1.2.1), résident dans l'intrusivité de l'appareillage dans la veine d'essai et surtout qu'elle n'est pas adaptée aux écoulements de recirculation. De plus, l'utilisation de la température comme scalaire passif semble être délicate à mettre efficacement en œuvre. En effet,

diverses études ont mis en évidence la difficulté à conserver le débit de chaleur dans l'écoulement (Raupach and Legg, 1983).

L'évolution des connaissances et l'apparition de nouvelles techniques de mesure, ont permis de mesurer ce flux en combinant les techniques de Fluorescence Induite par Laser (LIF) et de PIV. Le principe de la LIF est semblable à celui de la PIV. L'écoulement est éclairé par une nappe laser dont la longueur d'onde a été choisie pour exciter les particules de l'ensemencement. Une fois excitées par la lumière incidente, les particules émettent de la lumière (fluorescence) que l'on peut quantifier en mesurant l'intensité lumineuse. Cette technique a par exemple été utilisée lors de l'étude de Vinçont et al. (2000). Une des grandes difficultés réside dans l'interprétation de ce signal de fluorescence, en raison de la difficulté d'étalonner le dispositif de mesure à l'aide de la concentration à la source.

Nos expériences et la bonne connaissance des techniques LDA, HWA et FID, nous ont amenés à réaliser les couplages LDA-FID et HWA-FID. Dans les deux cas, la mesure du scalaire passif s'effectue par l'évaluation de la concentration d'un gaz (dans notre cas, l'hydrocarbure est de l'éthane) à l'aide d'un détecteur à ionisation de flamme (FID). La mesure de vitesse est effectuée soit par LDA, comme cela a déjà été réalisé dans l'étude de la dispersion de polluant dans l'intersection de rues canyons (Contini et al., 2006a; Carpentieri and Robins, 2010; Carpentieri et al., 2012; Nosek et al., 2012), soit par HWA, déjà mis en œuvre dans une couche limite par Koeltzsch (1999) et Fackrell and Robins (1982b).

Nous allons maintenant présenter plus en détails ces deux types de couplage.

4.1.1 Couplage LDA-FID

Comme nous venons de le signaler, ce procédé de couplage (figure 4.2) est de plus en plus utilisé afin de mesurer des flux de masse. Cependant, sa mise en application nécessite certaines précautions. En effet, chaque technique ayant individuellement des inconvénients, il faut être vigilant à ce que la mesure d'un des systèmes ne vienne pas perturber la mesure du second. Rappelons que le FID est une technique intrusive, qui nécessite l'aspiration du fluide afin de déterminer sa concentration en hydrocarbure. Cette aspiration implique donc une modification locale du champ de vitesse se situant au bout de la canne de prélèvement. Un de nos objectifs sera donc de déterminer la distance à imposer entre le volume de mesure du LDA et celle du FID ($d_{LDA-FID}$), afin de ne pas influencer la mesure de vitesse.

De plus, la distance (L_{canne}) entre le volume de mesure et le brûleur du FID (compartiment qui analyse la composition du gaz), entraîne un décalage temporel (Δt_{fixe}) entre la mesure de vitesse et celle de la concentration. En effet, si l'on considère que les deux volumes de mesures se situent directement à l'entrée de la canne, la particule dont on mesure la vitesse, doit ensuite au minimum parcourir la distance L_{canne} avant d'être analysée par le FID. Ce transit implique donc, au minimum, un retard dans l'information de la concentration, intrinsèque au FID, égal à Δt_{fixe} , que l'on devra déterminer afin de pouvoir resynchroniser les signaux.

Comme nous l'avons présenté précédemment (section 2.1.2.2), le fonctionnement du LDA néces-

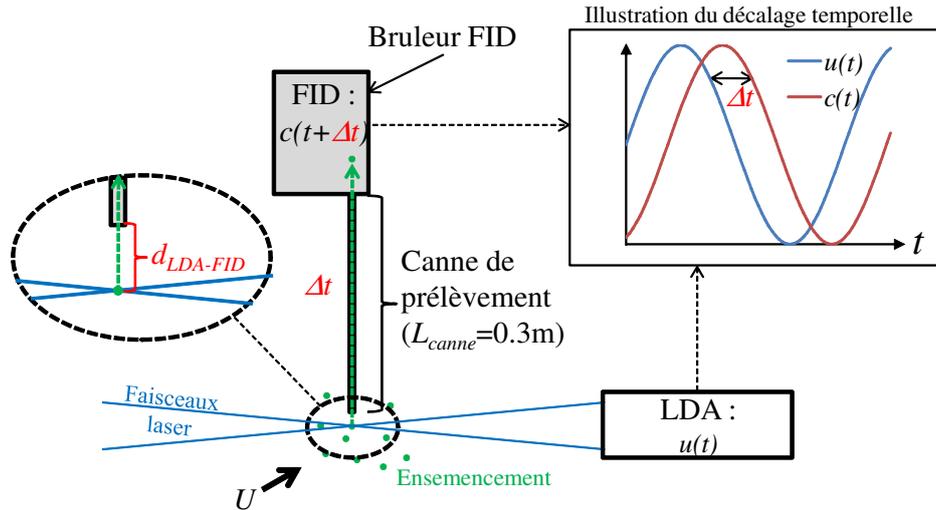


FIGURE 4.2 – Schéma du principe du couplage LDA-FID

site l'ensemencement de l'écoulement, que nous avons choisi d'effectuer avec des gouttelettes d'huile végétale. Or le FID mesurant de manière indifférenciée la quantité d'hydrocarbure contenu dans le fluide, il est important de connaître l'influence de l'huile sur la mesure de concentration.

Finalement, dans notre chaîne d'acquisition, nous avons fait le choix d'avoir la même base de temps pour les mesures de concentration et de vitesse, impliquant que le déclenchement de l'acquisition des signaux doit s'effectuer de manière simultanée. La manière la plus simple pour nous, est d'imposer, lorsque le système LDA fait une mesure, que ce dernier ordonne au FID d'opérer la sienne. Le signal de concentration devient donc échantillonné irrégulièrement, au même titre que celui de la vitesse. Or comme nous l'avons signalé en début de cette introduction, l'apparition du décalage temporel Δt_{fixe} , nous oblige dans la suite des traitements à traduire le signal de concentration. Cette étape étant plus simple à effectuer à partir d'une base de temps à intervalle régulier, nous réalisons un ré-échantillonnage de nos données afin de les rendre régulières.

4.1.1.1 Influence de la mesure de concentration sur celle de la vitesse

Comme nous venons de le présenter, l'utilisation du FID implique l'apparition d'un déphasage temporel Δt entre la mesure de vitesse et celle de concentration, ainsi qu'une modification locale du champ de vitesse à l'entrée de la canne de prélèvement, nous contraignant à imposer une distance $d_{LDA-FID}$ entre les volumes de mesures des deux systèmes d'acquisition.

Rappelons que nous avons choisi une canne de prélèvement de longueur $L_{canne} = 0.3m$ et de rayon $r_0 = 0.005in = 1.25 \cdot 10^{-4}m$. De plus, afin de créer une aspiration dans celle-ci, nous imposons entre les deux extrémités une variation de pression égale à $250mmHg$ soit $33330.6Pa$.

Pour donner une estimation du temps de transit des particules dans la canne de prélèvement, nous avons besoin de connaître la vitesse d'écoulement induit par l'aspiration. Nous pouvons calculer cette vitesse en nous basant sur un calcul de perte de charge, qui dans le cas d'un écoulement en conduite lisse s'exprime par :

$$\Delta p = \frac{L_{canne}}{2r_0} \frac{\rho U_{canne}^2}{2} \lambda_f \quad (4.1)$$

où λ_f est le coefficient de perte de charge dans la conduite, qui peut être exprimé en régime laminaire par la loi de Poiseuille $\lambda = \frac{64}{Re} = \frac{64\nu}{U_{canne} \cdot 2r_0}$ (hypothèse qui sera vérifiée par la suite).

De cette relation, nous obtenons une vitesse moyenne d'écoulement égale à $12.5m/s$, impliquant un nombre de Reynolds basé sur le diamètre de la conduite égal à $Re_{2r_0} = 208$, ce qui confirme notre hypothèse d'écoulement laminaire. Cette vitesse d'aspiration nous permet de remonter au temps de transit, égal à :

$$\begin{aligned}\Delta t_{fixe} &= \frac{L_{canne}}{U_{canne}} \\ &= 24ms\end{aligned}$$

Cependant, cette estimation est basée sur l'hypothèse que la vitesse est uniforme dans toute la conduite, et ne prend donc pas en compte que le profil de vitesse moyenne est parabolique, dû à la condition d'adhérence à la paroi, et donc dépendant de la position r par rapport à l'axe du tube. Au centre de ce dernier, où la vitesse est maximale, le profil parabolique impose que celle-ci est égale à 2 fois la valeur moyenne ($U_{max} = 2 \cdot U_{canne}$). Avec ces considérations, le temps de transit est au minimum égal à :

$$\Delta t_{fixe} = \frac{L_{canne}}{2 \cdot U_{canne}} \sim 12ms$$

Cette estimation à l'aide de la loi de Poiseuille, nous permet de dire que Δt_{fixe} est compris entre $12ms$ et $24ms$. Cependant, ayant la nécessité de connaître avec précision ce temps, il sera déterminé plus finement dans la section 4.1.1.4.

Maintenant que nous avons déterminé les conditions d'écoulement dans la conduite, nous pouvons évaluer l'impact local de l'aspiration sur le champ de vitesse à l'entrée de la canne. Si l'on considère que cette influence s'effectue de manière homogène et isotrope, on peut alors estimer que le débit dans la canne de prélèvement est égal à un débit traversant la surface d'une sphère de rayon r (figure 4.3). Nous pouvons donc écrire :

$$\begin{aligned}S_{canne} \cdot U_{canne} &= S_{sphère} \cdot u(r) \\ U_{canne} \pi r_0^2 &= 4\pi r^2 u(r)\end{aligned}$$

Afin que l'aspiration du FID ne perturbe pas localement la mesure de la vitesse de l'écoulement, nous cherchons la distance minimale r_{min} à imposer pour que la vitesse $u(r_{min})$ soit deux ordres de grandeur inférieure à celle de l'écoulement externe U_{ext} , soit :

$$\frac{U_{canne}}{4U_{ext}} \left(\frac{r_0}{r_{min}} \right)^2 \sim 10^{-2}$$

La vitesse de l'écoulement variant entre 2 et $6m/s$, nous obtenons une distance minimale r_{min} comprise entre 1.5 et $2.5mm$.

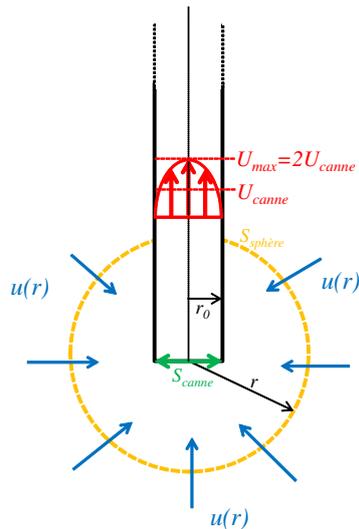


FIGURE 4.3 – Influence de l'aspiration du FID sur la vitesse de l'écoulement

4.1.1.2 Influence de la mesure de vitesse sur celle de la concentration

De même, il est important de connaître l'influence des contraintes liées à la mise en œuvre du LDA, sur la mesure de concentration. L'utilisation du LDA nécessite d'ensemencer l'écoulement avec de très petites particules, qui sont alors entraînées à la même vitesse que ce dernier. Dans notre cas, nous utilisons des gouttelettes d'huile végétale fragmentées à des tailles de l'ordre du micromètre. Le FID détectant tous types d'hydrocarbure, aussi bien sous formes liquide que vapeur, présent dans l'écoulement sans aucune distinction possible, on peut se demander si son point de fonctionnement n'en est pas affecté.

Comme le montrent les figures 4.4a et 4.4b, la présence de l'huile dans l'écoulement entraîne une modification du signal instantané mesuré par le FID. Sur la figure 4.4a représentant un signal de concentration, recentré autour de 0, du bruit de fond (BF) sans ensemencement, on observe que la variation de concentration est de $\pm 1.5 ppm$. La figure 4.4b, illustre la même mesure mais cette fois en présence de l'ensemencement. On notera tout d'abord une augmentation de la moyenne d'environ $2 ppm$, mais surtout la présence de grands pics de concentration pouvant aller jusqu'à $40 - 50 ppm$ dans cet exemple. Il est donc important de connaître l'erreur induite par ces pics dans le calcul des statistiques concernant la concentration, en particulier sur les fréquences élevées du spectre. Ce type d'analyse a déjà été mentionné dans les travaux de Hall and Emmott (1991); Contini et al. (2006b); Nosek et al. (2012).

L'influence des gouttelettes d'huile sur le spectre de concentration est présentée à la figure 4.5. Nous observons que la fréquence de coupure du FID sans huile, se situe entre 400Hz et 500Hz, alors qu'en présence de l'ensemencement elle est comprise entre 300hz et 400Hz. Cela signifie que les gouttelettes d'huile ont tendance à diminuer la bande passante du signal et qu'elles sont principalement réparties sur les hautes fréquences.

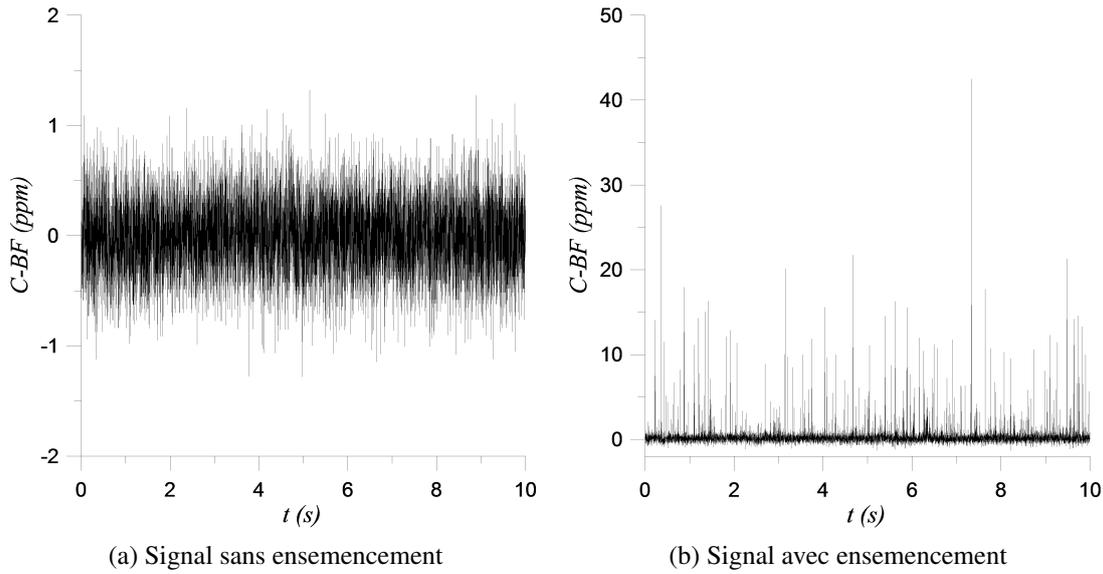


FIGURE 4.4 – Influence de l'ensemencement de l'écoulement avec des gouttelettes d'huile sur le signal du bruit de fond de la concentration instantanée (en ppm) du FID. Les signaux sont recentrés autour d'une valeur moyenne égale à 0.

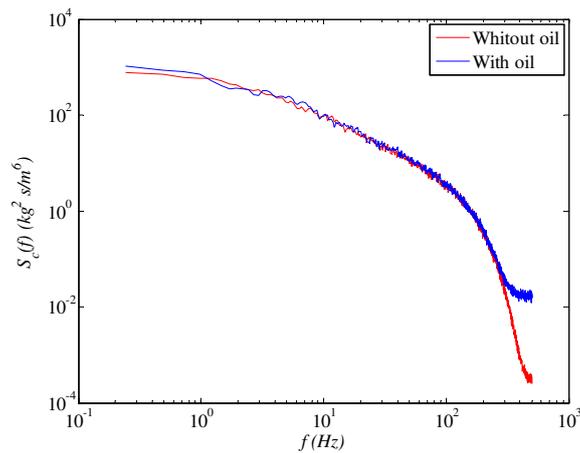


FIGURE 4.5 – Influence de l'ensemencement sur le spectre de concentration. $S_c(f)$.

Afin de connaître l'impact réel sur nos résultats de concentration, nous allons réaliser une comparaison des principales statistiques sur la concentration C^* , $\overline{c'^2}^*$, $\sqrt[3]{\overline{c'^3}^*}$ et $\sqrt[4]{\overline{c'^4}^*}$ (obtenues à partir de mesures sur une durée de 300s), afin d'évaluer l'impact de l'ensemencement sur les résultats. Sur les figures 4.6, 4.7, 4.8 et 4.9, présentant les comparaisons entre les résultats avec (With S.) et sans ensemencement (W.out S.), nous observons un bon accord entre les différents résultats. Donc, a priori, cela voudrait dire que l'effet de l'ensemencement est très intermittent et négligeable par rapport aux résultats.

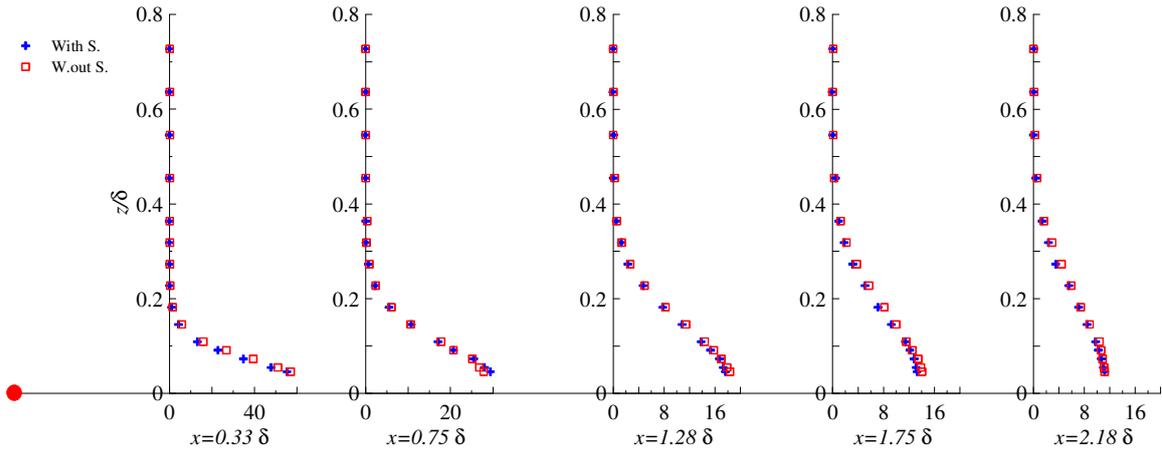


FIGURE 4.6 – Évolution et comparaison de la concentration moyenne $\overline{C^*}$ en CL rugueuse, avec (With S.) et sans (W.out S.) ensemencement

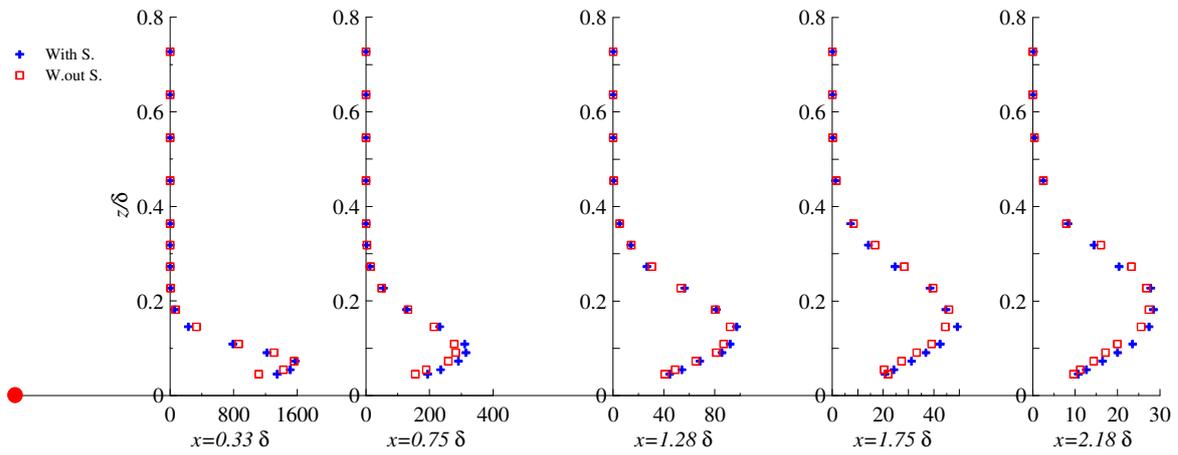


FIGURE 4.7 – Évolution de $\overline{c^2}$ en CL rugueuse, avec (With S.) et sans (W.out S.) ensemencement

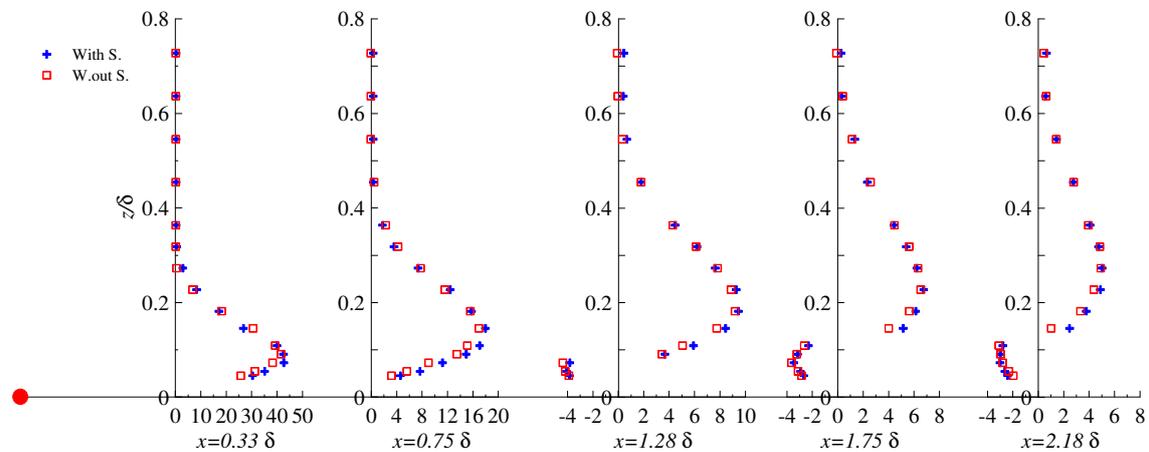


FIGURE 4.8 – Évolution de $\sqrt[3]{\overline{C^*}}$ en CL rugueuse, avec (With S.) et sans (W.out S.) ensemencement

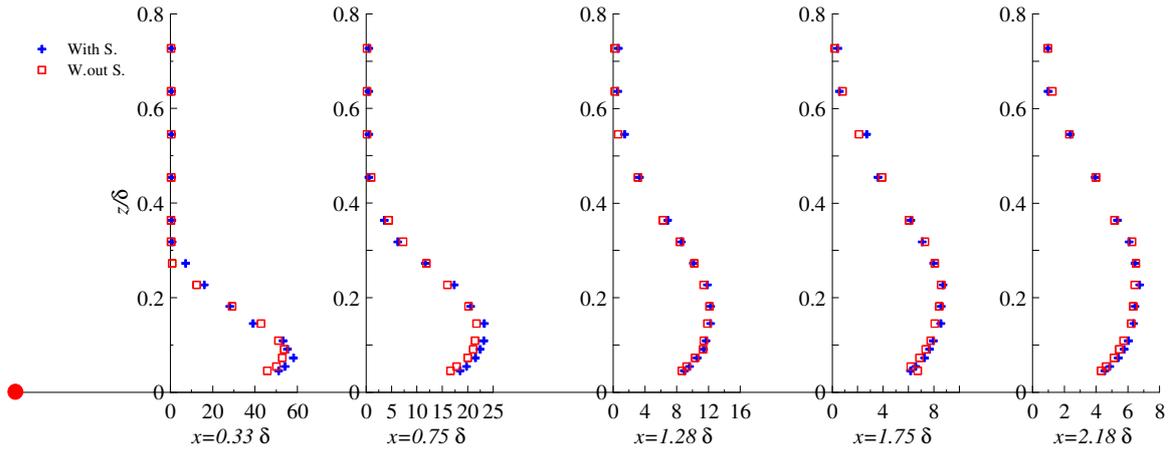


FIGURE 4.9 – Évolution de $\sqrt[4]{c'^4}$ en CL rugueuse, avec (With S.) et sans (W.out S.) ensemenement

Pour confirmer cette observation, nous avons examiné la répétabilité de ces résultats pour 4 positions différentes (illustrées sur la figure 4.10) ayant les caractéristiques suivantes :

- Point 1 : très proche de la source en $x = 0.36\delta$, pour avoir un rapport signal sur bruit élevé.
- Point 2 : en $x \sim \delta$ et dans la zone de concentration relativement constante suivant z .
- Point 3 : en $x \sim \delta$ et en frontière du panache suivant z pour être dans une zone de forte intermittence.
- Point 4 : en $x \sim 2\delta$ et au centre du panache suivant z , présentant un rapport signal/bruit faible.

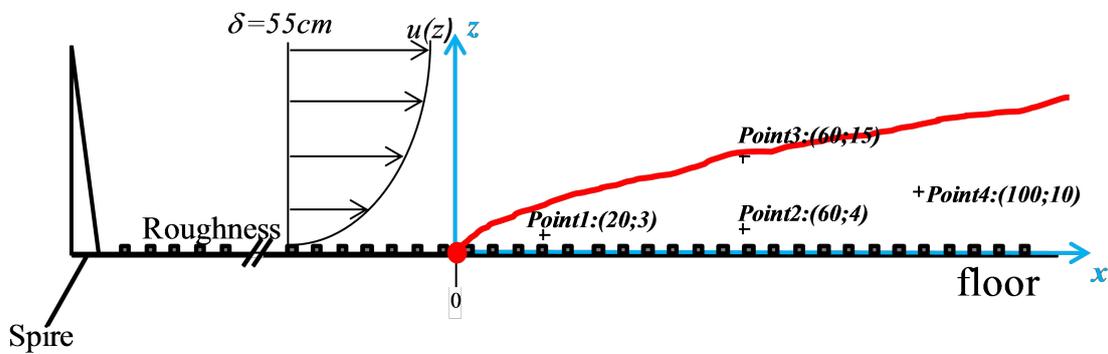


FIGURE 4.10 – Positionnement des 4 points du test de répétabilité. Le point rouge représente la source de polluant. Les coordonnées sont en cm.

Pour cela nous avons réalisé 2 séries de 30 mesures. La première sans ensemenement de l'écoulement, puis la deuxième avec l'injection de particules d'huile. Pour chaque mesure, réalisée sur un temps de 300s, nous déterminons les même grandeurs que précédemment : C^* , $\sqrt{c'^2}$, $\sqrt[3]{c'^3}$ et $\sqrt[4]{c'^4}$. Ensuite pour chaque grandeur de chaque série, nous calculons la moyenne d'ensemble (E_i) et l'écart type relatif par rapport à cette moyenne (S_i en %) sur l'ensemble des mesures. Le tableau 4.1 présente l'ensemble des ces résultats. Nous observons de manière générale, une bonne répétabilité des mesures. Le seul problème concerne $\sqrt[3]{c'^3}$ pour le point 2, qui présente des valeurs de S_i très grandes. Cela s'explique par le fait que ce point possède une moyenne d'ensemble du moment sta-

tistique d'ordre 3 E_i proche de 0, et donc, cela nous amène à effectuer une division avec ces petites valeurs dans la détermination de S_i , donnant des résultats très grands.

Nous constatons que la présence des particules d'huile entraîne une plus grande dispersion des mesures de concentration, qui provient très certainement des pics de concentration. Cependant, notons que l'ensemencement ne modifie que très légèrement la moyenne d'ensemble E_i des différentes grandeurs, qui reste dans l'incertitude des mesures sans l'ensemencement. Nous pouvons donc considérer que la présence des particules d'ensemencement ne modifie pas significativement les résultats portant sur les mesures de concentration.

Point	Variable	C^*		$\sqrt{c'^2}$ *		$\sqrt[3]{c'^3}$ *		$\sqrt[4]{c'^4}$ *	
		W.out S.	With S.	W.out S.	With S.	W.out S.	With S.	W.out S.	With S.
1	E_i	3.97	3.93	3.04	3.03	2.60	2.60	4.11	4.10
	S_i (%)	1.4	3.9	1.1	3.5	1.9	1.9	1.6	3.4
2	E_i	1.75	1.75	0.96	0.96	-0.03	0.05	1.19	1.21
	S_i (%)	1.5	3.1	1.1	2.4	1025.3	521	1.2	2.5
3	E_i	0.14	0.14	0.38	0.38	0.63	0.64	0.88	0.89
	S_i (%)	5.4	8.14	3.1	6.5	2.5	5.8	2.4	5.6
4	E_i	0.71	0.71	0.59	0.59	0.49	0.50	0.73	0.74
	S_i (%)	2.2	4.5	1.1	3.5	1.2	3.0	1.0	3.3

TABLE 4.1 – E et S (en %) de chaque variable avec (With S.) et sans (W.out S.) ensemencement

4.1.1.3 Ré-échantillonnage du signal

Pour des raisons techniques liées à notre chaîne d'acquisition, le FID est asservi par le LDA. Cela implique que lorsque le système LDA fait une mesure, ce dernier ordonne au FID d'opérer la sienne. Le signal de concentration est donc échantillonné irrégulièrement, au même titre que celui de la vitesse. Or comme nous l'avons signalé, l'apparition du décalage temporel Δt , nous oblige dans la suite des traitements à translater le signal de concentration. Cette étape étant plus simple à effectuer à partir d'une base de temps échantillonnée de manière régulière, il est nécessaire de réaliser un ré-échantillonnage de nos données afin de les rendre régulières. Plusieurs travaux portant sur le ré-échantillonnage ont suggéré et recommandé (Ullum et al., 1997) d'utiliser la méthode dite du « plus proche voisin » (sample/hold interpolation) présentant une dispersion des résultats plus faible. Cette technique est couramment utilisée, en particulier dans les traitements par transformée de Fourier du logiciel BSA Flow utilisée avec la technique LDA.

Suivant cette recommandation, nous avons choisi de créer une base de temps régulière, puis d'attribuer pour chaque nouveau temps, la vitesse correspondante au temps irrégulier le plus proche. La figure 4.11 représente un signal brut provenant du LDA, soit un signal irrégulier accompagné du signal ré-échantillonné de manière régulière. Nous voyons apparaître deux faiblesses dans cette technique. Tout d'abord, si deux mesures successives sont espacées d'un temps supérieur à deux fois le Δt du ré-échantillonnage, la mesure est répétée plusieurs fois apportant un poids plus important pour cette valeur. Au contraire, si plusieurs mesures sont comprises dans l'intervalle de temps du ré-

échantillonnage, une seule mesure sera conservée, ce qui équivaut à filtrer de l'information. Le point crucial qui apparait est donc de bien choisir la fréquence de ré-échantillonnage.

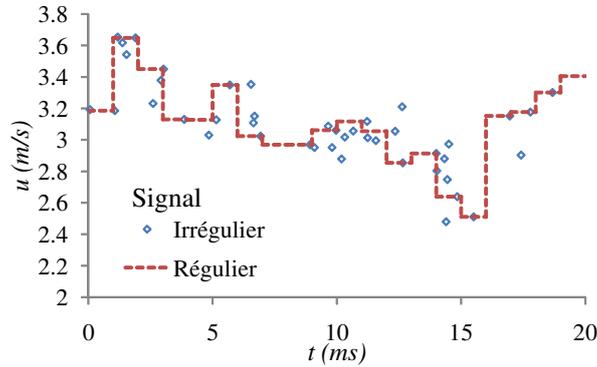


FIGURE 4.11 – Signal brut issu du LDA et son ré-échantillonnage

L'appareil de mesure limitant, en terme de fréquence d'acquisition, est le FID avec une fréquence de coupure comprise entre 300Hz et 500Hz (voir figure 4.5). Afin d'avoir l'information sur toute cette gamme de fréquence, le théorème de Shannon indique qu'il faut réaliser une acquisition du signal à une fréquence au moins deux fois supérieure à celle de coupure, soit 1000Hz. Or, l'acquisition étant contrôlée par le LDA, la fréquence f dépend du niveau de particules présentes dans l'écoulement. Nous allons nous intéresser à l'influence de f sur la détermination de Δt ainsi que sur le coefficient de corrélation $R_{u_i'c'}$, défini par l'équation 4.2 :

$$R_{u_i'c'} = \frac{\overline{u_i'(t)c'(t)}}{\sqrt{\overline{u_i'(t)^2}}\sqrt{\overline{c'(t)^2}}} \quad (4.2)$$

Pour cela, nous avons mené une analyse de sensibilité, en testant plusieurs fréquences de ré-échantillonnage f_{test} : 150, 300, 600, 1000, 1200 et 2000Hz. Ce test a été réalisé pour des points ayant des fréquences moyennes d'acquisition $\langle f \rangle$ différentes. La figure 4.12a représente l'évolution du coefficient de corrélation $R_{w'c'}$ en fonction de la fréquence de ré-échantillonnage f_{test} , adimensionnée par la fréquence moyenne d'acquisition du signal, soit $f^* = \frac{f_{test}}{\langle f \rangle}$. La figure 4.12b illustre l'évolution du décalage temporel Δt en fonction de f^* .

On observe qu'en dessous d'une fréquence $f^* = 1$, $R_{w'c'}$ et Δt deviennent très mauvais, car on perd trop d'informations en sous-échantillonnant. Nous pouvons observer que le décalage atteint la valeur constante d'environ 16ms pour des ré-échantillonnages à des fréquences supérieures à $f^* = 1$. De plus, on observe qu'au delà de $f^* = 1$ l'évolution des résultats est négligeable, il est donc inutile de sur-échantillonner. En tenant compte de ces observations, nous avons décidé de ré-échantillonner notre signal à la fréquence moyenne de l'échantillon $\langle f \rangle$. Au regard de nos mesures, cette dernière évolue entre ~ 600 Hz pour les points près du sol, et ~ 3 kHz pour des points plus élevés. Il serait donc très approximatif et contraire aux remarques précédentes, de fixer une même fréquence pour ré-échantillonner tous les points.

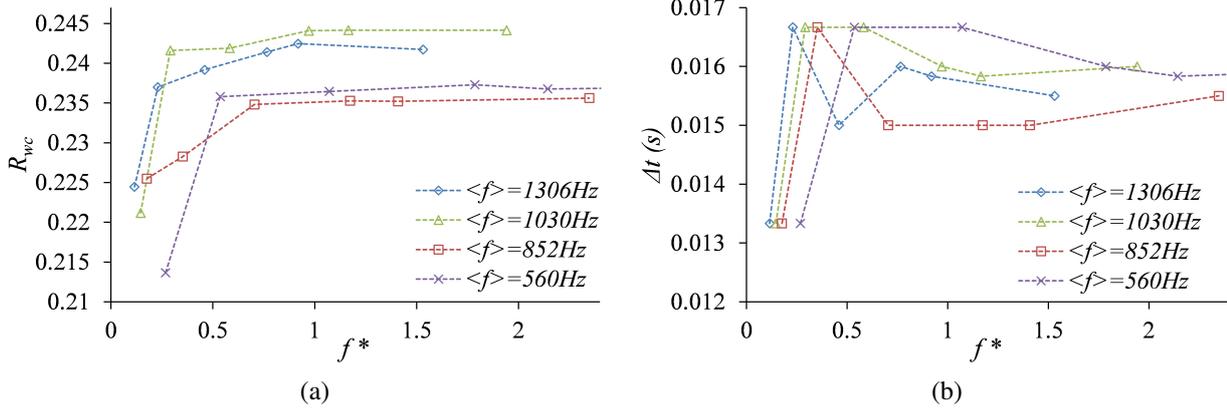


FIGURE 4.12 – Évolution de $R_{w'c'}$ (a) et de Δt (b) en fonction de la fréquence de re-échantillonnage. Chaque courbe représente différents points d'acquisitions ayant des fréquences moyennes d'acquisition différentes (560Hz : croix violette ; 852Hz : carré rouge ; 1030Hz : losange bleu et 1306Hz : triangle vert)

4.1.1.4 Détermination de Δt et $d_{LDA-FID}$ optimales

Les analyses précédentes nous ont permis d'aborder les problèmes dus au déphasage temporel Δt et à la distance $d_{LDA-FID}$ à imposer entre les deux volumes de mesure. Nous avons alors pu estimer que Δt est au minimum égal à 12ms et que la distance d'influence du FID (pour que l'aspiration du FID ne modifie pas plus de 1% la vitesse d'écoulement) est comprise entre 1.5 et 2.5mm . Or pour la suite de nos traitements, nous devons déterminer précisément ces deux paramètres.

Tout d'abord, l'analyse en détail du décalage temporel Δt entre les deux signaux nous a permis d'en identifier plusieurs origines :

- Comme nous l'avons vu dans la section 4.1.1.1, le décalage principal (Δt_{fixe}) est créé par la longueur de la canne de prélèvement du FID, qui est évalué au minimum à 12ms ,
- Or, si la distance entre les deux volumes de mesures $d_{LDA-FID}$, est trop grande dans le sens de l'écoulement, il apparait un deuxième décalage induit par le temps de vol de la particule entre le point d'acquisition du LDA et celui du FID (Δt_{vol}), qui se détermine avec la relation :

$$\Delta t_{vol} = \frac{\Delta x_i}{\bar{u}_{adv}} \quad (\Delta x_i \text{ représentant l'écartement entre les deux volumes de mesure, suivant la direction } i).$$

Nous avons donc :

$$\Delta t = \Delta t_{fixe} + \Delta t_{vol} = \Delta t_{fixe} + \frac{\Delta x_i}{\bar{u}_{adv}} \quad (4.3)$$

Ayant la nécessité de connaître avec précision Δt , nous avons réalisé sa détermination en nous basant sur une étude d'optimisation du coefficient de corrélation $R_{u_i'c'}$ (équation 4.2), technique couramment utilisée dans la littérature (Koeltzsch, 1999).

En fixant la position d'étude de manière à être indépendant de l'espace, et sachant que le signal de concentration est retardé d'un temps Δt par rapport à la mesure de vitesse, le coefficient $R_{u_i'c'}$ devient

uniquement fonction du décalage temporel (équation 4.4). Afin d'évaluer précisément la valeur de Δt , il nous suffit de déterminer la valeur optimale de $R_{u_i c'}(\Delta t)$. La figure 4.13 illustre un exemple d'évolution des coefficients $R_{w' c'}$ et $R_{u' c'}$ en fonction du décalage Δt , où il est facile de déterminer la valeur de Δt pour que le coefficient de corrélation entre les signaux soit optimal.

$$R_{u_i c'}(\Delta t) = \frac{\overline{u_i'(t)c'(t + \Delta t)}}{\sqrt{\overline{u_i'(t)^2}}\sqrt{\overline{c'(t)^2}}} \quad (4.4)$$

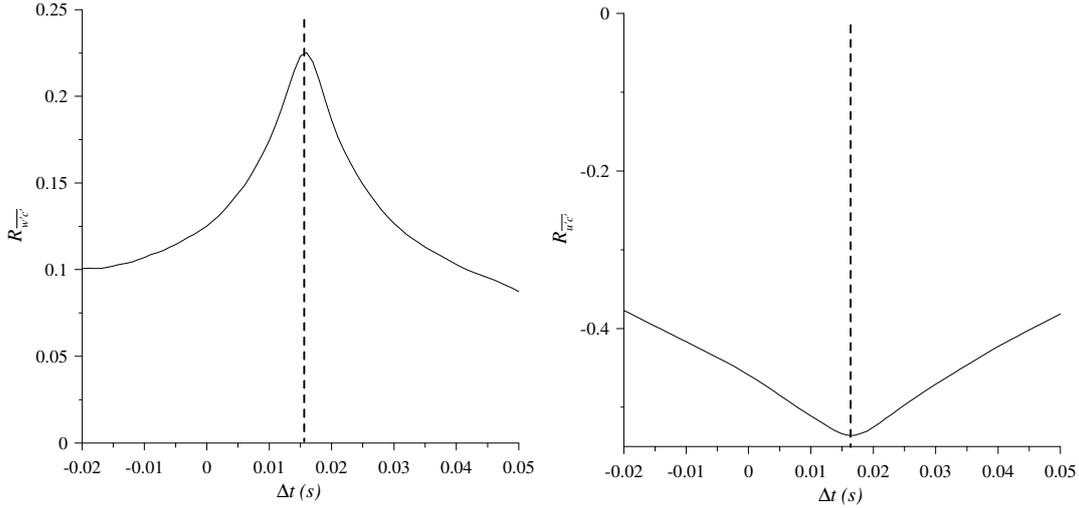


FIGURE 4.13 – Évolution de $R_{w' c'}$ (à gauche) et de $R_{u' c'}$ (à droite) en fonction de Δt .

En réalisant cette même analyse pour différents écartements, suivant les directions z , y et x (figures 4.14, 4.15, 4.16 et 4.17), entre les deux volumes de mesures, nous pourrons alors déterminer la distance optimale à imposer entre le point de mesure du FID et celui du LDA.

Par cette analyse spatiale, on s'attend à une diminution de la corrélation des signaux avec l'augmentation de Δx , Δy et Δz . De plus, la composante principale de l'écoulement étant x , c'est à dire que les structures turbulentes se déplacent principalement dans cette direction, nous pouvons prévoir que le temps de vol des particules fluides Δt_{vol} aura uniquement un impact sur les déplacements Δx .

Les figures 4.15 et 4.16 représentent l'évolution du coefficient de corrélation en fonction du décalage temporel pour différentes distances verticales (Δz) et transversales (Δy) entre le LDA et le FID. Les distances sont adimensionnées par l'échelle intégrale L_{ww} en ce point (section 3.4). La première observation est que le décalage temporel optimal est de $\Delta t = \Delta t_{fixe} = 16ms$ pour toutes les valeurs de Δy et Δz . Nous constatons également une diminution du maximum de $R_{w' c'}$, et une augmentation du minimum de $R_{u' c'}$, avec l'augmentation de Δy et Δz . Sur chaque graphique, nous avons alors repéré la distance pour laquelle nous avons perdu 10% de la valeur maximale du coefficient de corrélation (valeur sur fond gris). On constate que lorsque l'on se déplace verticalement, cette limite se situe à environ $\Delta z = 0.61L_{ww}$, alors que pour un déplacement transversal, elle se trouve approximativement vers $\Delta y = 0.3L_{ww}$.

La figure 4.17 représente l'évolution des corrélations en fonction du décalage temporel pour différentes distances d'écartement longitudinal (Δx) entre les systèmes LDA et FID. On observe qu'à

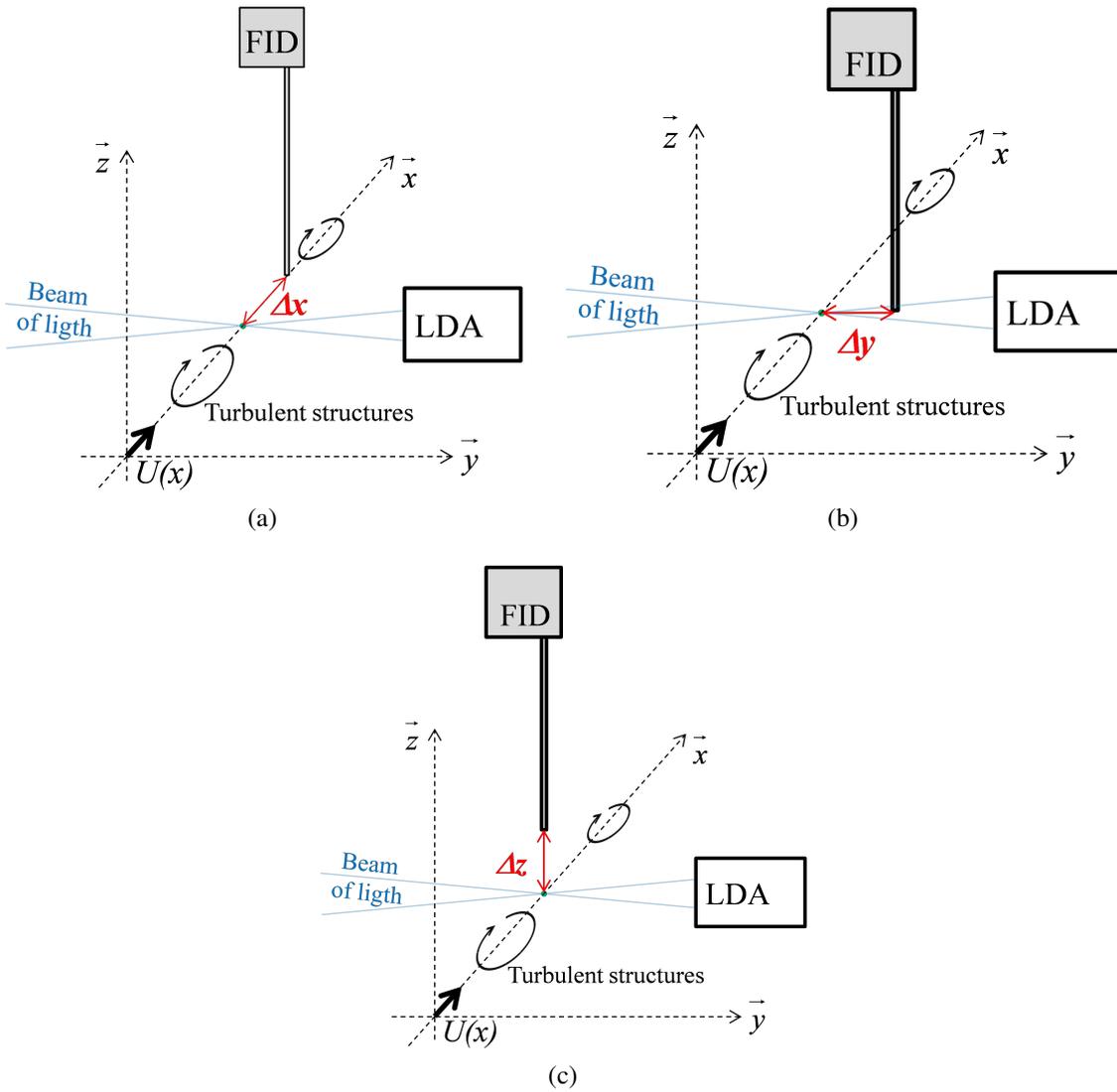


FIGURE 4.14 – Principe de l'évaluation de l'influence de Δx (a), Δy (b) et Δz (c) sur la détermination de Δt .

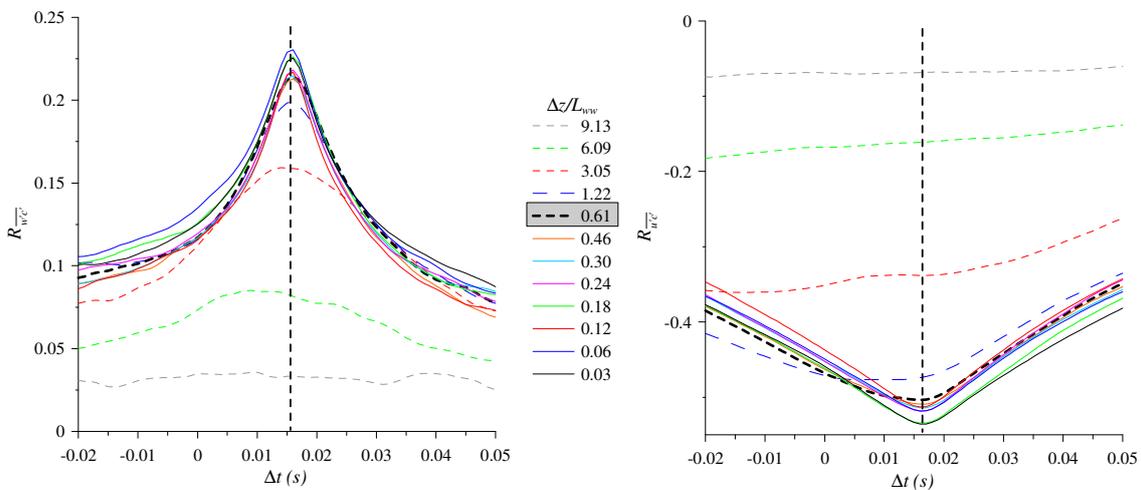


FIGURE 4.15 – Évolution de $R_{w'c'}$ et de $R_{u'c'}$ en fonction de Δt et de $\Delta z/L_{ww}$. La valeur sur fond gris représente la distance pour laquelle nous avons perdu 10% de la valeur optimale du coefficient de corrélation.

partir de $\Delta x = 0.3L_{ww}$ d'écartement entre les systèmes, non seulement le maximum de corrélation diminue pour $R_{w'c'}$, et le minimum augmente pour $R_{u'c'}$, mais ils se décalent pour des temps plus grands. Ce type de résultats est classique dans l'étude de corrélation en deux points. La limite représentant 10% de baisse du coefficient de corrélation se situe en $\Delta x = 1.22L_{ww}$, traduisant une distance de corrélations plus importante dans le sens longitudinal de l'écoulement.

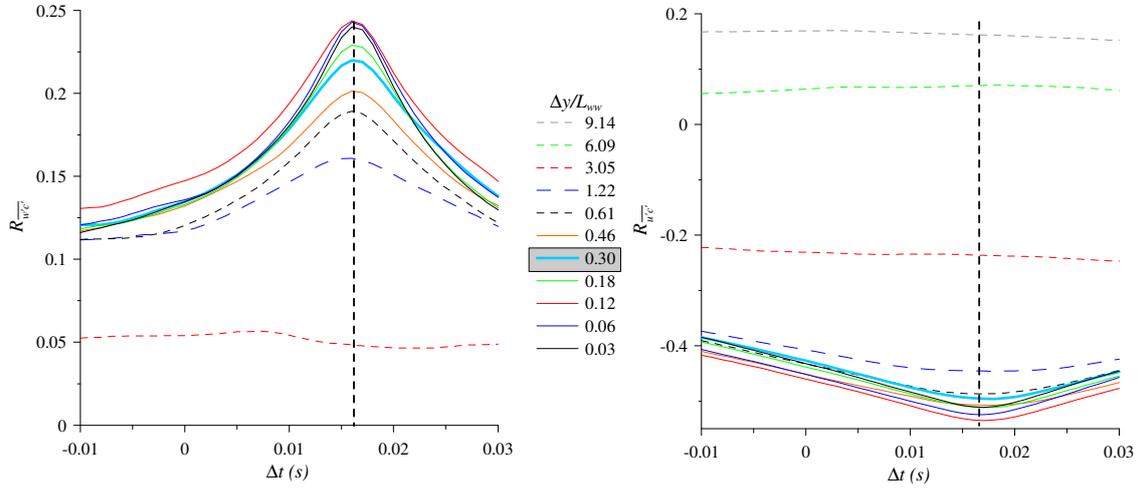


FIGURE 4.16 – Évolution de $R_{w'c'}$ et de $R_{u'c'}$ en fonction de Δt et de $\Delta y/L_{ww}$. La valeur sur fond gris représente la distance pour laquelle nous avons perdu 10% de la valeur optimale du coefficient de corrélation.

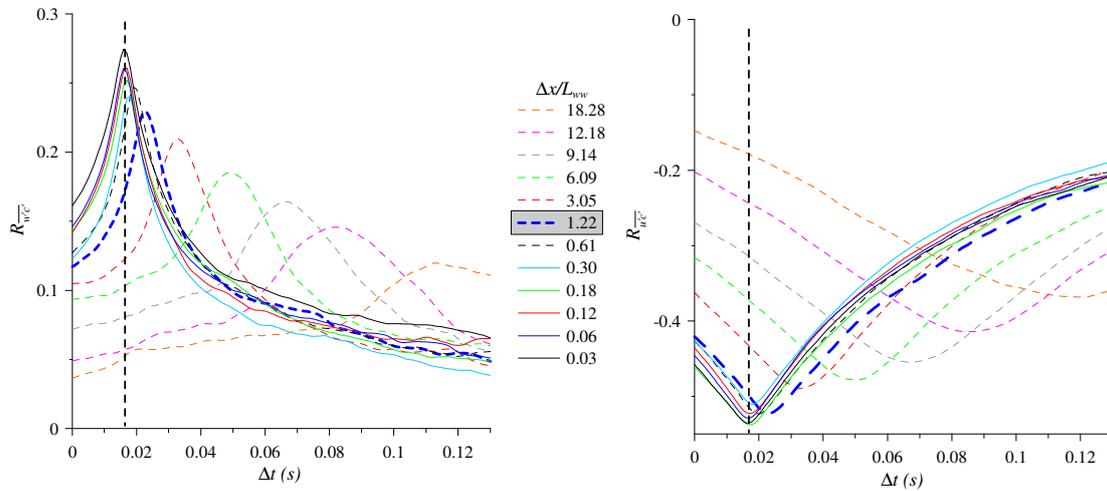


FIGURE 4.17 – Évolution de $R_{w'c'}$ et de $R_{u'c'}$ en fonction de Δt et de $\Delta x/L_{ww}$. La valeur sur fond gris représente la distance pour laquelle nous avons perdu 10% de la valeur optimale du coefficient de corrélation.

Le décalage temporel de la valeur optimale du coefficient s'explique par la particularité unidirectionnelle de l'écoulement, impliquant l'apparition d'un temps de vol de la particule fluide entre les deux volumes de mesures, lorsque la distance Δx devient trop importante. Rappelons que le décalage temporel peut se déterminer par la relation :

$$\Delta t = \Delta t_{fixe} + \frac{\Delta x}{\bar{u}_{adv}}$$

En traçant Δt en fonction de Δx (figure 4.18) et en appliquant une régression linéaire nous pouvons retrouver Δt_{fixe} (ordonnée à l'origine) et la composante moyenne longitudinale de la vitesse d'advection (inverse de la pente) qui devrait approcher la vitesse mesurée par LDA, c'est à dire $\bar{u} = 2.7\text{m/s}$. Le tableau 4.2 récapitule les résultats issus de l'analyse appliquée aux mesures des corrélations $\overline{u'c'}$ et $\overline{w'c'}$. On notera un écart relatif d'environ 10% entre la vitesse estimée par l'analyse et celle mesurée par LDA (référence), ce qui est acceptable. À partir de cette analyse nous retrouvons à nouveau que le temps Δt_{fixe} , correspondant au décalage dû au temps de transit dans la canne de prélèvement, se situe à $\Delta t = 16\text{ms}$.

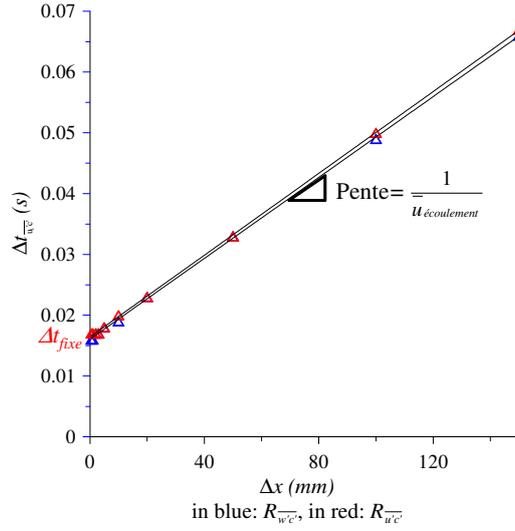


FIGURE 4.18 – Évolution de $R_{w'c'}$ (triangle bleu) et de $R_{u'c'}$ (triangle rouge) en fonction de Δx .

	$R_{u'c'}$	$R_{w'c'}$
Δt_{fixe} (s)	0.016	0.016
\bar{u}_{adv} (m/s)	2.97	3

TABLE 4.2 – Valeurs de Δt_{fixe} et de $\bar{u}_{\text{écoulement}}$

Cherchons à présent la distance optimale qu'il faut imposer entre le LDA et le FID afin d'avoir les meilleures corrélations. Pour cela, la figure 4.19 représente l'évolution des valeurs optimales du coefficient de corrélation $R_{w'c'}$ et $R_{u'c'}$, en fonction de l'écartement LDA-FID (Δx_i) dans les 3 directions. Si nous tolérons des coefficients de corrélation compris entre 90% et 100% de la valeur optimale (frontières que nous avons marquées en gris sur les figures 4.15, 4.16 et 4.17), cela nous oblige à nous positionner au maximum à $0.3L_{ww}$, soit 5mm . Au delà de cette limite, cela nous obligerait à prendre également en compte le temps de vol des particules Δt_{vol} , lorsque l'écartement des volumes de mesure est effectué dans la direction longitudinale. De plus, en considérant notre détermination de la distance d'influence due à l'aspiration du FID (section 4.1.1.1), nous avons choisi de nous placer à $d_{LDA-FID} = 0.12L_{ww}$, soit $d_{LDA-FID} = 2\text{mm}$.

Dans cette section, nous avons examiné les différents aspects du couplage LDA-FID. Pour cela, nous avons commencé par étudier l'influence générale de la mesure de concentration sur la mesure

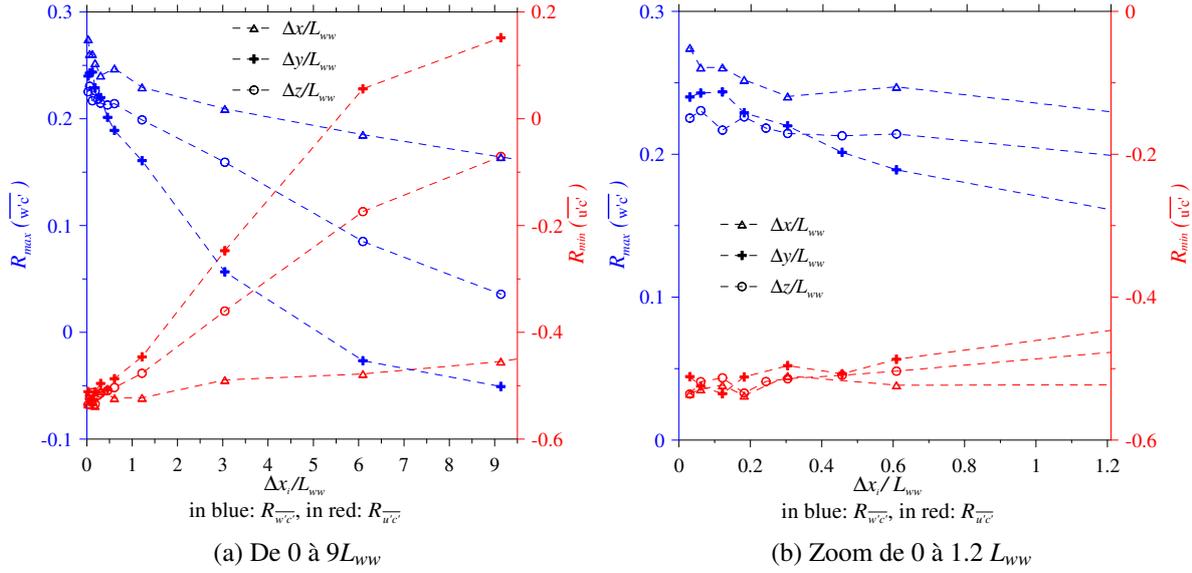


FIGURE 4.19 – Évolution de $R_{w'c'}$ et de $R_{u'c'}$ en fonction de Δx_i dans les 3 dimensions i .

de vitesse, et vice versa, induite par la caractéristique intrusive du FID et par l'ensemencement de l'écoulement nécessaire au fonctionnement du LDA. Nous avons ainsi mis en évidence que l'ensemencement de l'écoulement a un faible impact sur les statistiques des 4 premiers moments de la concentration, et qu'il était nécessaire d'imposer une distance $d_{LDA-FID}$ entre les volumes de mesures des deux appareils afin que l'influence de l'aspiration, due au fonctionnement du FID, soit négligeable sur la mesure de vitesse. L'étude du fonctionnement du FID a également mis en évidence l'existence d'un temps de décalage Δt entre les signaux LDA et FID. Nous avons poursuivi l'analyse par la présentation de notre choix de la méthodologie du ré-échantillonnage (facilitant la resynchronisation des données), qui consiste par une interpolation dite « des plus proches voisins », à partir de la fréquence moyenne des signaux irréguliers afin de les rendre réguliers.

Finalement, à l'aide d'analyses basées sur le calcul du coefficient de corrélation $R_{u'c'}$, nous avons déterminé le temps de décalage Δt entre les signaux LDA et FID, qui se compose principalement d'un temps fixe propre à l'appareillage Δt_{fixe} , que nous avons évalué à $16ms$, et d'un temps dépendant de la position relative de la sonde FID par rapport à celle du LDA : Δt_{vol} . À partir d'une analyse similaire, nous avons choisi d'imposer la distance $d_{LDA-FID} = 2mm$, entre les deux volumes de mesures, afin de fortement limiter les perturbations réciproques des deux systèmes d'acquisition.

4.1.2 Couplage HWA-FID

Dans une démarche de contrôle de nos mesures, nous avons entrepris de réaliser des mesures de corrélation vitesse-concentration en couplant les techniques HWA et FID, dans la configuration de couche limite rugueuse. La figure 4.20 montre notre installation et le positionnement des sondes les unes par rapport aux autres. Le FID est positionné au dessus, avec sa canne de prélèvement de 30cm descendant au plus près de la sonde HWA. Nous avons placé en retrait et sur la gauche de cette dernière, une sonde de température et sur la droite une sonde Pitot. L'espacement entre les sondes

HWA et FID est de 5mm . Il est intéressant de contrôler que le positionnement de chaque système, ne perturbe pas la mesure de vitesse et de concentration, c'est la raison du léger retrait des sondes de température et Pitot. De plus, comme nous l'avons évoqué dans la section 4.1.1.1, en nous plaçant à une distance supérieure à 2mm , l'influence de l'aspiration du FID est négligeable devant la vitesse de l'écoulement. Intéressons nous maintenant aux différents avantages et inconvénients que ce couplage apporte.

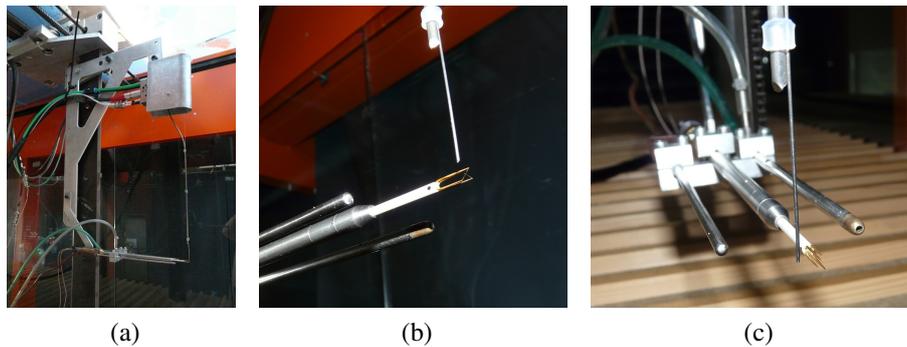


FIGURE 4.20 – Photos de l'installation du couplage HWA-FID.

Le premier avantage est la suppression de l'étape de ré-échantillonnage du signal qui était nécessaire dans le traitement des données provenant de la technique LDA-FID, car l'anémomètre à fils chauds mesure un signal de manière régulière à la fréquence souhaitée. Nous avons donc imposé la même fréquence d'acquisition pour le HWA et le FID, soit 1000 Hz . Le second point est qu'il n'y a pas besoin d'ensemencer l'écoulement, et donc il n'y a aucune dérive possible du FID induite par la présence d'huile.

Au regard de l'étude sur la détermination de Δt dans la section 4.1.1.4, nous nous attendons à retrouver le même décalage temporel, puisque la composante Δt_{fixe} est propre au FID, et que la distance Δt_{vol} est négligeable pour des distances inférieures à 5mm . Cependant nous allons tout de même contrôler la valeur de 16ms . La figure 4.21 montre l'évolution de $R_{w'c'}$ et de $R_{u'c'}$ en fonction de Δt pour chaque point d'un profil vertical lors des mesures HWA-FID. On retrouve bien le même décalage entre les signaux, soit $\Delta t = 16\text{ms}$.

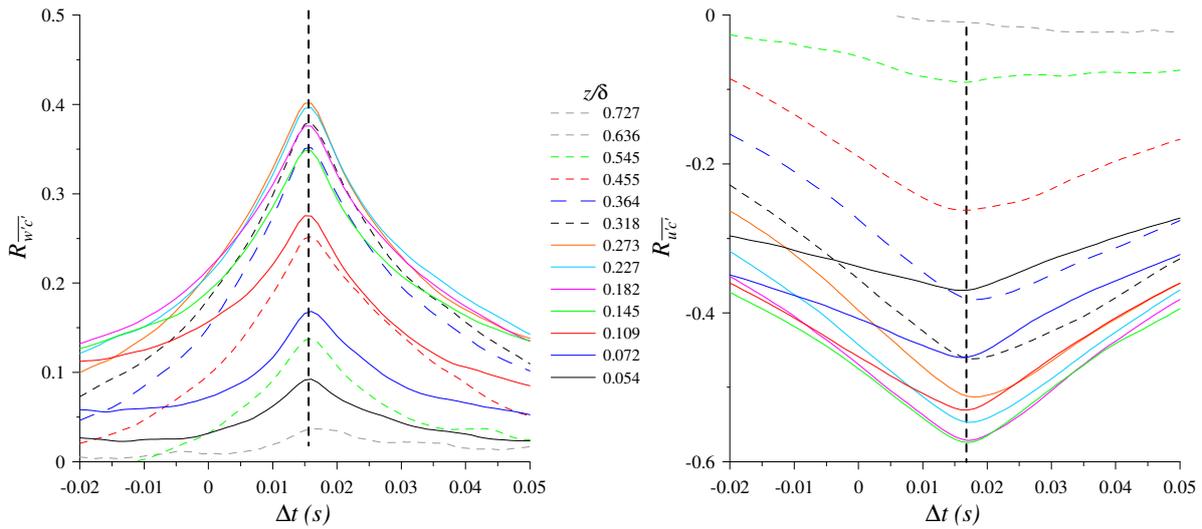


FIGURE 4.21 – Évolution de $R_{w'c'}$ (à gauche) et de $R_{u'c'}$ (à droite) en fonction de Δt pour le couplage HWA-FID

À première vue, ce type de couplage paraît beaucoup plus robuste que le couplage LDA-FID. Cependant il ne faut pas oublier deux défauts majeurs, qui ne sont pas liés au couplage mais aux limitations de la technique HWA, que nous avons présentées dans la section 2.1.2.1. Le premier étant la mise en défaut des mesures proches du sol et le second que cette technique ne permet pas de réaliser une exploration des zones à recirculation de l'écoulement, rendant son application impossible dans la configuration plus complexe en présence d'un obstacle (chapitre 6).

4.1.3 Comparaison des deux procédures dans le cas de la dispersion en CL rugueuse.

Intéressons nous maintenant aux flux turbulents de masse $\overline{u'c'}$, déterminés à l'aide des deux types de couplage. Les figures 4.22 et 4.23 montrent un bon accord entre les deux séries de résultats. Pour la corrélation $\overline{u'c'}$ on observe moins de 15% d'écart relatif entre les deux résultats et pour $\overline{w'c'}$, moins de 25%. Dans les deux cas, les mesures HWA-FID sont inférieures à celles du LDA-FID. Ces différences sont certainement dues aux écarts entre les mesures de vitesses issues du LDA et celles issues du HWA.

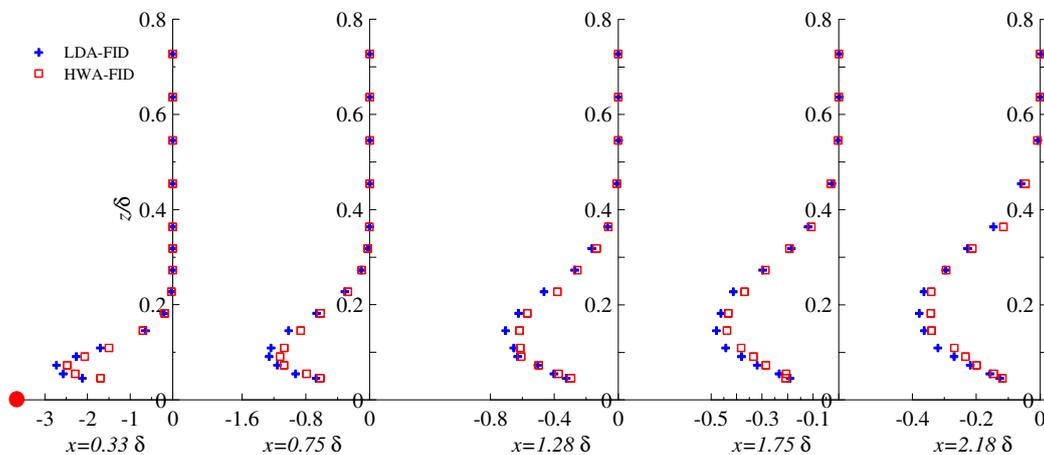
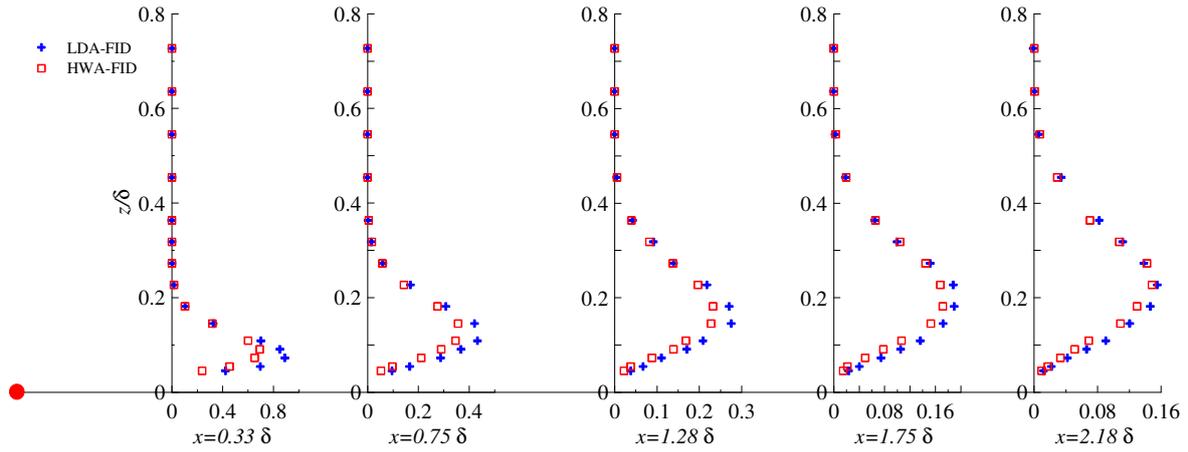


FIGURE 4.22 – Évolution du flux turbulent de masse longitudinal $\overline{u'c'}$ en CL rugueuse

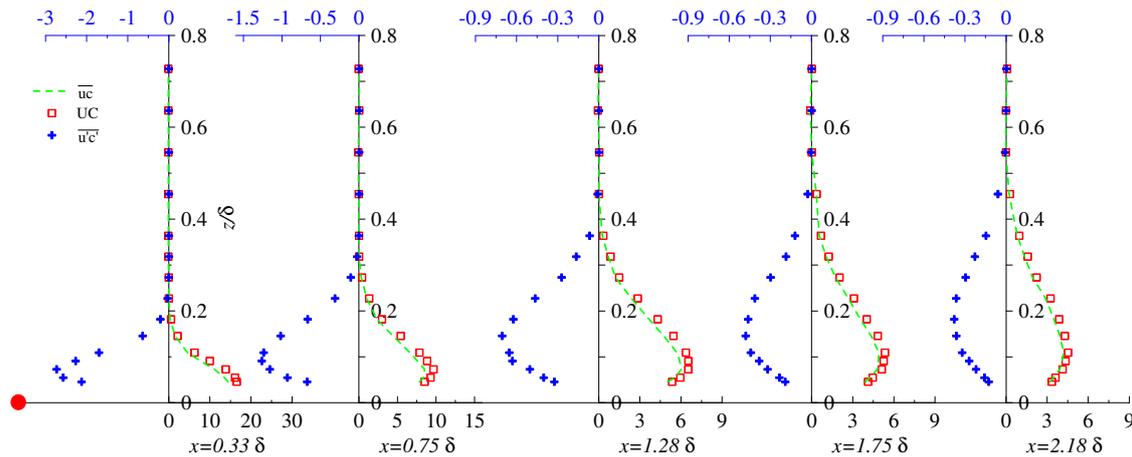
FIGURE 4.23 – Évolution du flux turbulent de masse vertical $\overline{w'c'}$ en CL rugueuse

Nous allons maintenant examiner plus en détail le flux de masse longitudinal, qui se définit comme :

$$\overline{uc} = UC + \overline{u'c'}$$

La figure 4.24 (représentant uniquement les données LDA) montre que le flux turbulent $\overline{u'c'}$ s'oppose au flux moyen UC . Cependant, il faut noter qu'il existe un facteur 10 entre ces deux flux, et donc que le flux total \overline{uc} n'en n'est que très peu affecté. Notons que ces résultats sont identiques avec la technique HWA-FID. À partir de ces résultats nous pouvons déterminer, pour chaque profil vertical, le débit de polluant, qui se calcule par la relation :

$$Q = \int_0^{+\infty} UC + \overline{u'c'} dz$$

FIGURE 4.24 – Analyse du flux de masse longitudinal en CL rugueuse à partir des mesures LDA-FID. La grandeur $\overline{u'c'}$ se lit sur l'axe bleu du haut, et les grandeurs UC et \overline{uc} se lisent sur l'axe du bas.

La figure 4.25 montre l'évolution du débit adimensionné par le débit de polluant à la source ($Q^* = Q/Q_{source}$), en fonction de la distance par rapport à la source. En pratique, nous avons calculé l'intégrale en appliquant la méthode des « trapèzes » à nos points de mesures. Nous pouvons constater une bonne conservation du débit pour $x > 0.33\delta$, avec un écart relatif maximal de moins de 12%, ce qui est un

bon résultat comparé aux valeurs habituelles comprises entre 15% et 20% (Raupach and Legg, 1983). Les deux premières mesures en amont de la position $x = 0.33\delta$, présentent des valeurs de débit nettement sous-estimées, ce qui est probablement dû à une discrétisation spatiale insuffisante de nos mesures proches du sol. En effet, lorsque nous sommes proches de la source, notre premier point de mesure s'effectuant en $z = 0.05\delta$, il nous manque une partie importante du panache, pour $z \leq 0.05\delta$, contenant les valeurs maximales de concentration. Nous observons également que la détermination de ce débit à l'aide des données HWA-FID est légèrement surestimée par rapport à celle du LDA-FID.

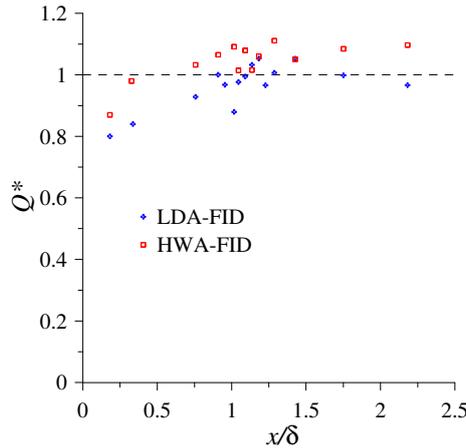


FIGURE 4.25 – Évolution longitudinale du débit adimensionné.

La comparaison des résultats montre un accord satisfaisant entre les deux types de couplage pour la mesure de vitesse-concentration. La technique LDA-FID est donc validée par rapport à un autre type de couplage possible. Nous avons réalisé l'analyse complète de la dispersion en couche limite rugueuse avec les deux types de couplage. Ces deux techniques nous donnant les mêmes résultats, et par souci de lisibilité de nos figures, nous avons choisi de ne présenter que les résultats issus du couplage LDA-FID dans la suite de l'analyse.

4.2 Résultats

Nous allons présenter une analyse plus fine de la dispersion en couche limite rugueuse (configuration de la figure 4.1), à partir de nos mesures LDA-FID. Pour cela nous commencerons par déterminer la hauteur du panache et montrer l'auto-similarité des profils des 4 premiers moments statistiques de la concentration. Puis nous réaliserons une analyse des différents flux turbulents de masse avant de tester la validité des modèles basés sur le principe SGDH (équation 1.46). Nous terminerons notre analyse avec la détermination des différents termes de l'équation sur la variance de concentration et en particulier de ε_{c^2} , ce qui nous permettra de discuter de la validité de certains modèles de fermeture.

4.2.1 Détermination de l'étalement du panache et vérification de l'auto-similarité des profils de concentration

Nos mesures de C^* présentées à la figure 4.6 peuvent être interpolées verticalement à l'aide d'une loi Gaussienne :

$$C^*(x) = a \cdot \exp\left(-\frac{z^2}{2 \cdot \sigma_z^2(x)}\right)$$

où σ_z représente l'étalement du panache suivant z , qui est dépendant de x . À partir de la théorie statistique de Taylor (1921), applicable en turbulence homogène, cette grandeur peut être paramétrée par la relation :

$$\sigma_z^2 = \sigma_0^2 + 2\sigma_w^2 T_{Lw} \left\{ t - T_{Lw} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{T_{Lw}}\right) \right] \right\} \quad (4.5)$$

avec σ_0 représentant le diamètre de la source, t le temps de parcours du panache, T_{Lw} l'échelle de temps Lagrangienne, définie comme :

$$T_{Lw}(z) = \frac{2\sigma_w^2(z)}{C_0 \varepsilon(z)}$$

où C_0 est une constante variant sur une gamme de valeurs comprises entre 2 et 10 (Wilson et al., 1981; Yeung and Pope, 1989; Rodean, 1991). Notons que des études, dont celles de Nironi (2013), ont montré que cette modélisation de σ_z était également applicable dans des écoulements turbulents in-homogènes. Dans la détermination de σ_z , nous avons tenu compte de la variabilité spatiale du champ turbulent à travers les variables ε et σ_w , qui sont évaluées au centre de masse du panache z_m (suivant les recommandations de Ben_Salem (2014)), défini par :

$$z_m = \frac{\int_0^{+\infty} Cz dz}{\int_0^{+\infty} C dz} \quad (4.6)$$

La figure 4.26, représentant une comparaison de l'évolution longitudinale de σ_z , montre un bon accord entre nos données expérimentales et le modèle de l'équation 4.5. En utilisant σ_z et z_m , on peut donner une représentation auto-similaire des profils verticaux des moments statistiques de la concentration ($C/C(z_m)$, $\sigma_c/C(z_m)$, $Sk_c = \frac{\overline{c'^3}}{\sigma_c^3}$ et $Fl_c = \frac{\overline{c'^4}}{\sigma_c^4}$), qui sont représentés à la figure 4.27. Ce caractère auto-similaire est bien observé, avec cependant de légères différences proches de la paroi qui peuvent être dues au positionnement des points de mesures dans la sous-couche rugueuse. On observe que la concentration maximale (a) est systématiquement localisée au sol et décroît avec l'éloignement de la paroi pour atteindre 1% de sa valeur maximale en $z \sim 3\sigma_z$, alors que les valeurs de l'écart type de concentration (b) augmentent jusqu'en $z = \sigma_z$, pour atteindre $\sigma_c \sim 0.75C(z_m)$, puis décroissent. Pour les profils de Sk_c (c), on remarquera une évolution quasi-linéaire des valeurs jusqu'à $z = 2\sigma_z$, suivie d'une forte augmentation qui est due à la forte diminution des valeurs de σ_c sur la partie haute du profil (b). On peut faire les mêmes observations pour les résultats de Fl_c (d) sur le haut des profils, avec une augmentation des valeurs encore plus brutale, alors que pour $z < 2\sigma_z$, les valeurs sont quasiment

constantes et valent $Fl_c \sim 3$.

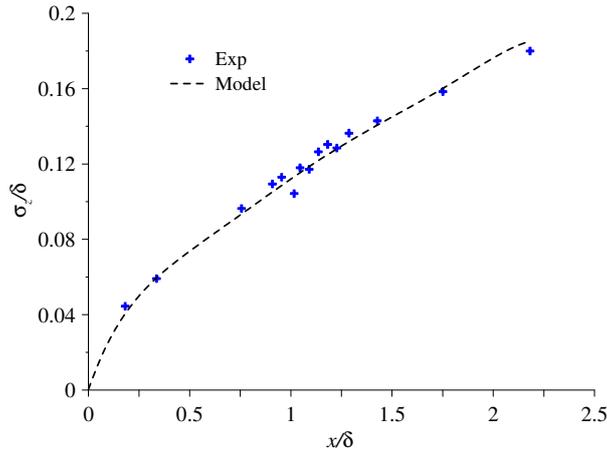


FIGURE 4.26 – Évolution longitudinale de l'écart type vertical du panache σ_z .

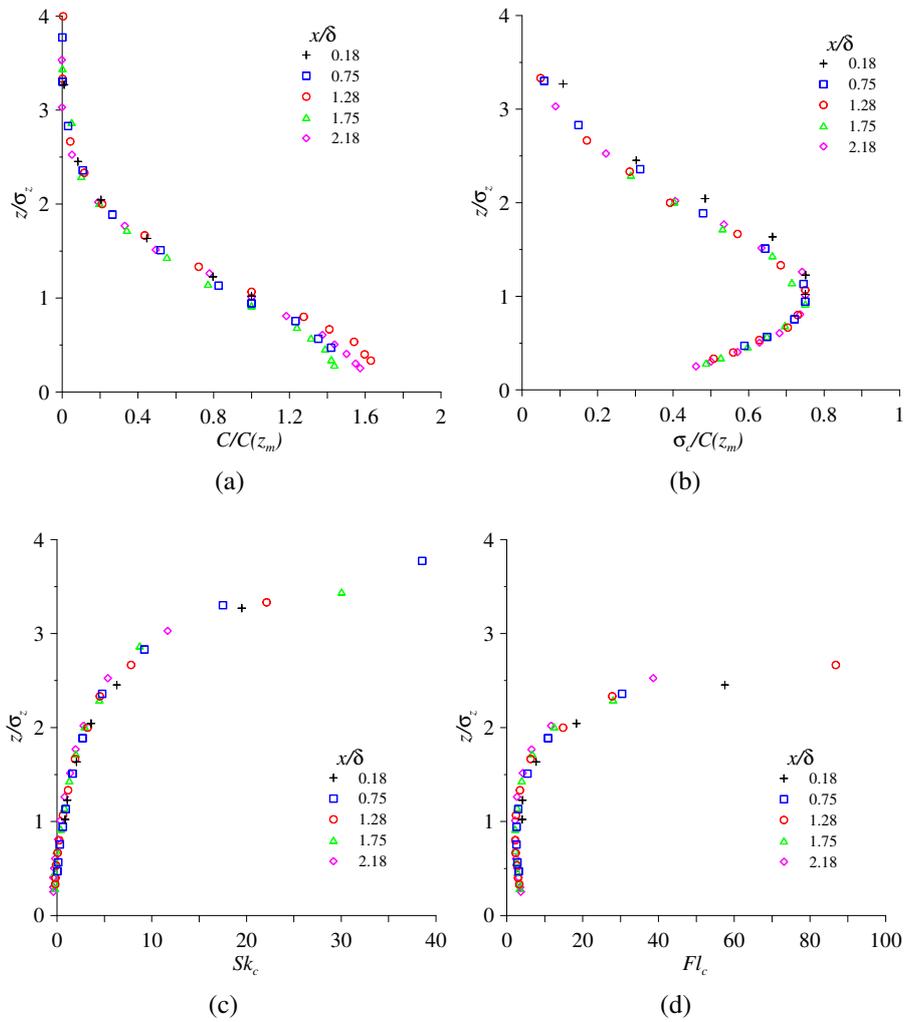


FIGURE 4.27 – Auto-similarité des profils des moments de la concentration. $C/C(z_m)$ (a), $\sigma_c/C(z_m)$ (b), $Sk_c = \frac{c'^3}{\sigma_c^3}$ (c) et $Fl_c = \frac{c'^4}{\sigma_c^4}$ (d).

Dans la suite des représentations graphiques, la ligne continue noire représente la frontière du panache pour laquelle la concentration moyenne vaut 1% de la concentration maximale du profil, c'est à dire $z \sim 3\sigma_z$. Ce choix est arbitraire, le but ici est uniquement de nous permettre d'avoir un repère visuel pour comprendre les résultats affichés, mais s'explique par le fait qu'au dessus de cette limite, ne mesurant plus de concentration, les grandeurs directement liées à celle-ci comme les flux de masse $\overline{u'c'}$ et $\overline{w'c'}$, $D_{t,z}$ ou Sc_t , ne peuvent pas être quantifiées expérimentalement.

4.2.2 Validité du modèle de fermeture basé sur l'hypothèse de Boussinesq

Nous avons présenté dans la section 1.4.4 le modèle de fermeture le plus répandu pour l'équation d'advection-diffusion, qui est basé sur l'hypothèse de Boussinesq qui relie les flux turbulents de masse à l'opposé des gradients de concentration moyenne (modèle SGD). Afin de tester la validité de ce modèle, nous avons tracé simultanément, sur les figures 4.28 et 4.29, une évolution spatiale des flux turbulents de masse $\overline{u'_i c'}$ et des gradients de concentration $\frac{\partial C}{\partial x_i}$. Ces gradients sont évalués à partir de nos données expérimentales, en réalisant une dérivée centrée sur des points espacés en moyenne de $\Delta x_i = 0.25\delta$, où Δx_i représente la distance entre les points précédents ($i - 1$) et suivants ($i + 1$). La figure 4.28 montre que ce type de fermeture n'est pas adapté dans le sens longitudinal car le flux turbulent $\overline{u'c'}$ n'est pas systématiquement opposé à $\frac{\partial C}{\partial x}$. Par contre, la figure 4.29 met bien en évidence une opposition systématique de signes entre le gradient vertical de la concentration moyenne $\frac{\partial C}{\partial z}$ et le flux turbulent vertical de masse $\overline{w'c'}$.

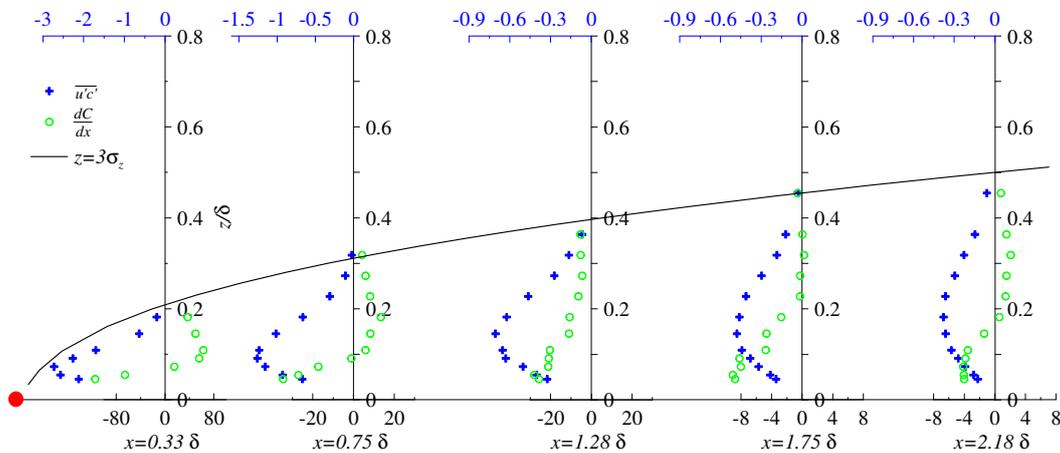


FIGURE 4.28 – Évolution spatiale de $\overline{u'c'}^*$ et de $\frac{\partial C^*}{\partial x}$ en couche limite rugueuse. La grandeur $\overline{u'c'}^*$ se lit sur l'axe bleu du haut, et $\frac{\partial C^*}{\partial x}$ se lit sur l'axe du bas.

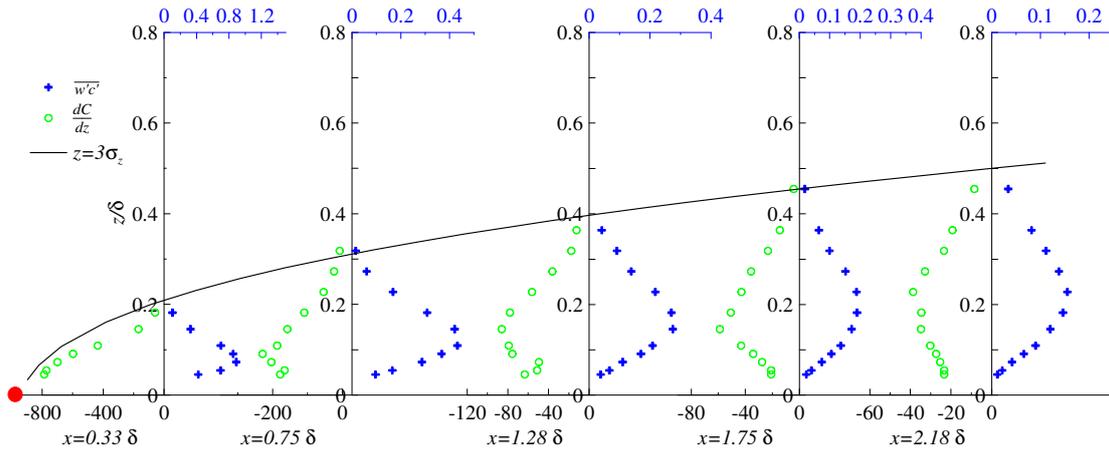


FIGURE 4.29 – Évolution spatiale de $\overline{w'c'}$ et de $\frac{\partial C^*}{\partial z}$ en couche limite rugueuse. La grandeur $\overline{w'c'}$ se lit sur l'axe bleu du haut, et $\frac{\partial C^*}{\partial z}$ se lit sur l'axe du bas.

L'hypothèse SGDH étant vérifiée dans la direction verticale, nous avons représenté sur la figure 4.30 l'évolution spatiale de la diffusivité turbulente $D_{t,z} = -\overline{w'c'}/\frac{\partial C}{\partial z}$ (équation 1.46 appliquée suivant z), ainsi que celle de v_t^{def} que nous avons déterminée à la section 3.3. Ces deux grandeurs nous ont ensuite permis d'évaluer le nombre de Schmidt turbulent $Sc_t = v_t/D_{t,z}$ (figure 4.31).

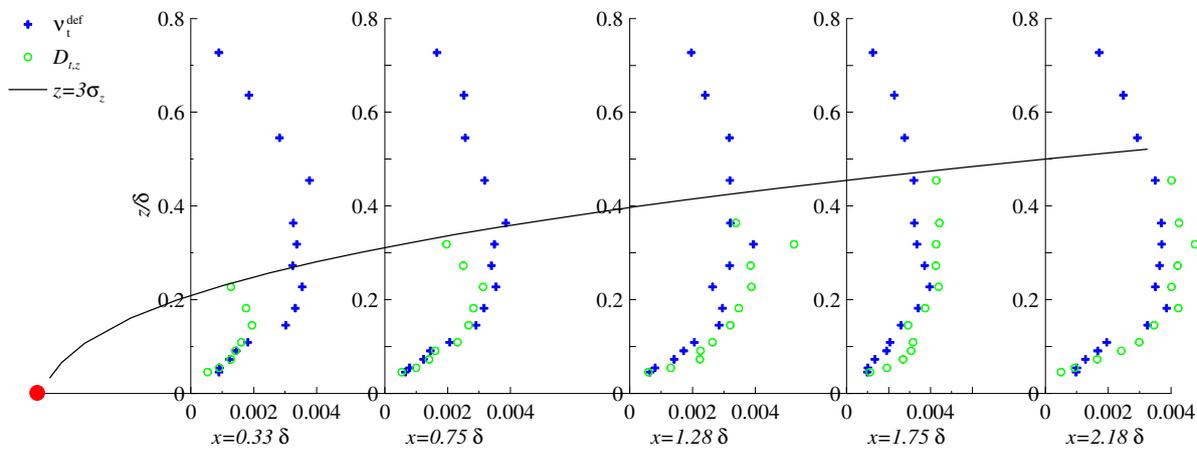


FIGURE 4.30 – Évolution spatiale de v_t et de $D_{t,z}$ en couche limite rugueuse.

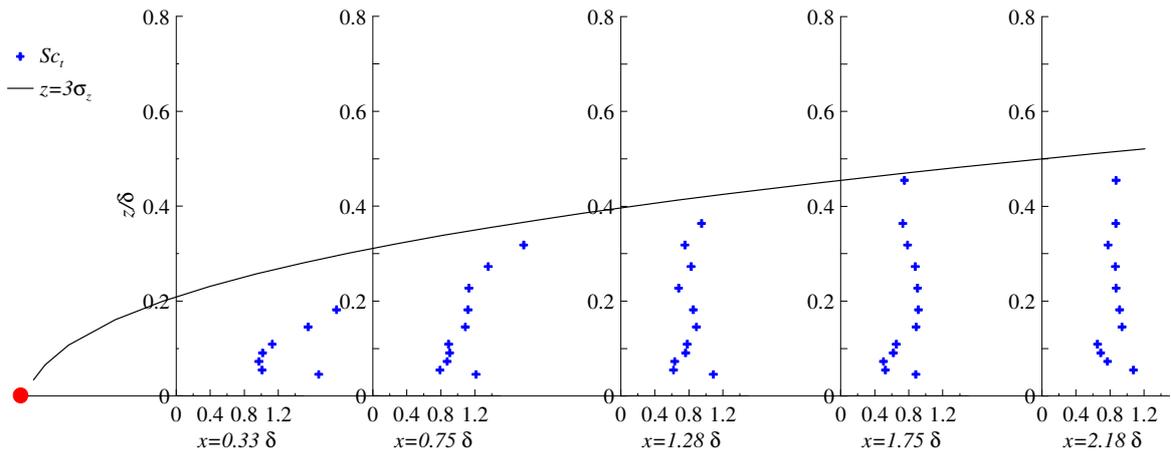


FIGURE 4.31 – Évolution spatiale du nombre de Schmidt Sc_t en couche limite rugueuse.

La figure 4.32 présente une comparaison de notre estimation du nombre de Schmidt turbulent Sc_t avec celle de Koeltzsch (1999) et une des nombreuses estimations du nombre de Prandtl turbulent Pr_t de l'étude de Rotta (1964) : $Pr_t(z) = 0.9 - 0.4 \left(\frac{z}{\delta}\right)^2$. Dans les travaux de Rotta (1964), la température est considérée comme un scalaire passif dont on étudie la dispersion, à partir d'une source au sol, dans une couche limite. L'étude de Koeltzsch (1999) consistait à étudier la dispersion en couche limite avec une source légèrement surélevée ($z = 0.013\delta$), dont le résultat tracé (courbe en pointillés noirs sur la figure 4.32) est une interpolation à l'aide d'un polynôme d'ordre 5, déterminée par Koeltzsch à partir de ses résultats expérimentaux sur un profil mesuré à $x = 2.5\delta$. Nous obtenons bien le même ordre de grandeur ainsi que la même évolution verticale du profil. Notons que dans le cœur du profil nous avons $Sc_t \sim 0.85$. Cette valeur est très proche de la constante par défaut $Sc_t = 0.7$ utilisée, dans la détermination de la dispersion, par la majorité des modèles RANS (section 1.4.4).

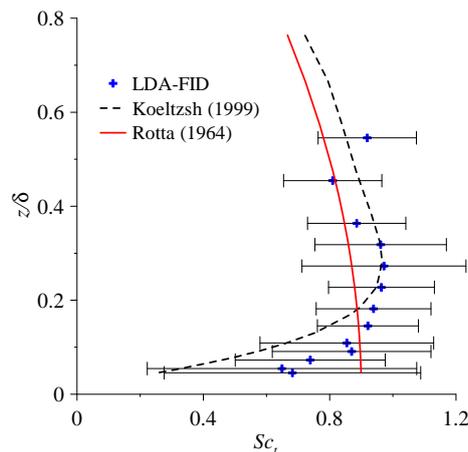


FIGURE 4.32 – Comparaison des nombres de Schmidt turbulent Sc_t (LDA-FID et Koeltzsch (1999)) et Prandtl turbulent (Rotta (1964)) en couche limite rugueuse.

4.2.3 Étude de l'équation évolutive de la variance de concentration

Intéressons nous maintenant au bilan de la variance de la concentration $\overline{c'^2}$ définie dans la section 1.3 par l'équation 1.28 :

$$\underbrace{\frac{1}{2} \overline{u'_j} \frac{\partial \overline{c'^2}}{\partial x_j}}_{Adv_{\overline{c'^2}}} = \underbrace{-\overline{u'_j c'}}_{P_{\overline{c'^2}}} \frac{\partial \overline{c}}{\partial x_j} - \underbrace{\frac{1}{2} \frac{\partial \overline{c' c' u'_j}}{\partial x_j}}_{-\frac{1}{2} \nabla \cdot T_{\overline{c'^2}}} - \underbrace{D_m \frac{\partial \overline{c'}}{\partial x_j} \frac{\partial \overline{c'}}{\partial x_j}}_{\varepsilon_{\overline{c'^2}}}$$

À partir de nos mesures LDA-FID, nous avons calculé les différents termes $Adv_{\overline{c'^2}}$, $P_{\overline{c'^2}}$ et $-\frac{1}{2} \nabla \cdot T_{\overline{c'^2}}$, ce qui nous a permis d'en déduire le terme $\varepsilon_{\overline{c'^2},R}$. À partir des figures 4.33, 4.34 et 4.35, on observe que pour $x = 0.33\delta$ et $x = 0.75\delta$, il existe dans le cœur des profils et proche du sol, une dominance des termes $\varepsilon_{\overline{c'^2},R}$ et $Adv_{\overline{c'^2}}$, qui sont environ 2 fois plus forts que les termes de production $P_{\overline{c'^2}}$ et de transport advectif $-\frac{1}{2} \nabla \cdot T_{\overline{c'^2}}$. Sur le haut de ces profils, l'équilibre s'effectue entre les termes d'advection et de transport. Pour des distances à la source plus élevées ($x \geq 1.28\delta$) nous pouvons observer que près de la paroi ($z = 0.05\delta$), le terme $-\frac{1}{2} \nabla \cdot T_{\overline{c'^2}}$ devient plus intense, entraînant une diminution de l'advection, et vient équilibrer le terme de dissipation. La tendance de l'évolution des profils nous amène à penser que les observations de Raupach and Legg (1983) évoquant une augmentation de la production, jusqu'à devenir de même intensité que l'advection, et du transport avec l'augmentation de la distance à la source, suivant x , sont justifiées. De plus, nous constatons une perte d'intensité très rapide de toutes ces grandeurs, suivant le sens de l'écoulement, ayant perdu un ordre de grandeur en $x = 0.75\delta$ et 2 ordres de grandeur en $x = 1.28\delta$.

Dans la section 1.4.5, nous avons montré qu'une des méthodes pour fermer cette équation, est de modéliser $\varepsilon_{\overline{c'^2}}$ par la relation :

$$\varepsilon_{\overline{c'^2},mod} = \frac{1}{R_f} \frac{\varepsilon_{\overline{c'^2}}}{k} \quad (4.7)$$

où R_f est une constante comprise, suivant les études, entre 0.5 et 0.8 (Hsieh et al., 2007; Sato and Sada, 2002). À partir de nos données expérimentales, nous avons donc déterminé ce coefficient en traçant $\frac{\varepsilon_{\overline{c'^2},R}}{k}$ en fonction de $\varepsilon_{\overline{c'^2},R}$. Sur les résultats présentés sur la figure 4.36, la dispersion des données ne permet pas de conclure définitivement sur la valeur de R_f , même si nos mesures montrent un meilleur accord avec la valeur de 0.5 déterminée dans les travaux de Hsieh et al. (2007). La figure 4.37 montre une comparaison spatiale de $\varepsilon_{\overline{c'^2}}$ déterminée à partir de l'équation de la variance de concentration $\varepsilon_{\overline{c'^2},R}$ et à partir de la relation 4.7 ($\varepsilon_{\overline{c'^2},mod}$), avec $R_f = 0.5$ et $R_f = 0.8$. À nouveau, on observe que l'utilisation de la valeur 0.5 pour R_f présente un meilleur accord avec notre détermination expérimentale.

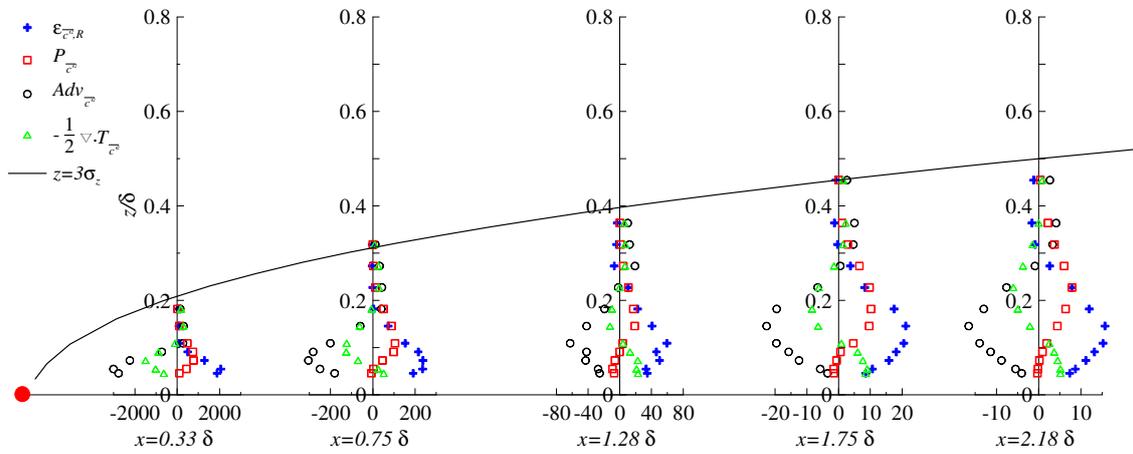


FIGURE 4.33 – Bilan de l'équation 1.28 de la variance de concentration

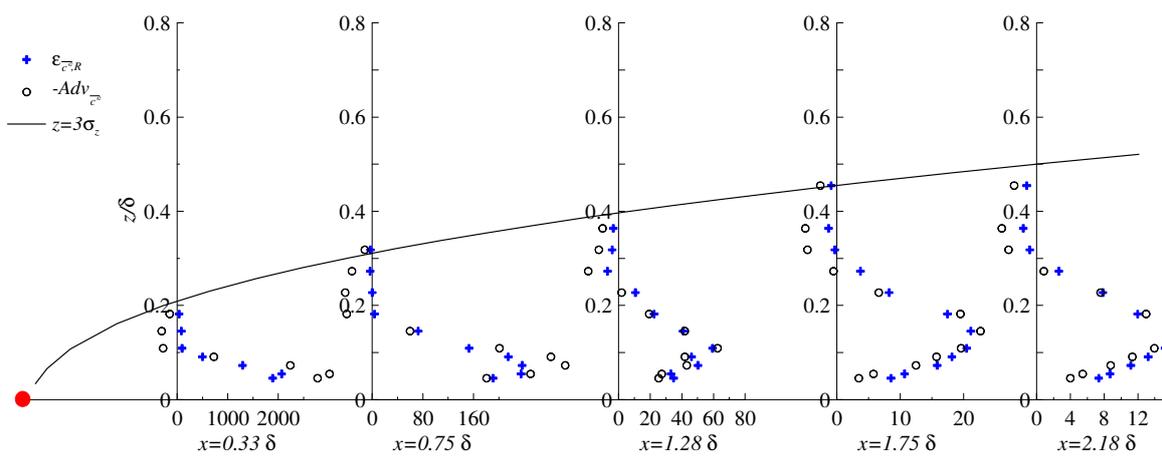


FIGURE 4.34 – $\epsilon_{c^2,R}$ et $-Adv_{c^2}$ en couche limite rugueuse

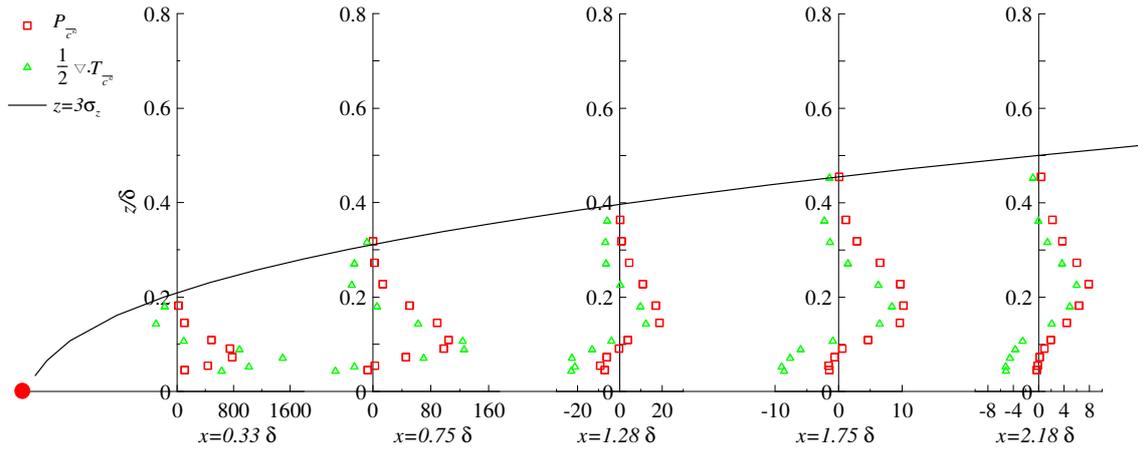


FIGURE 4.35 – P_{c^2} et $\frac{1}{2} \nabla \cdot T_{c^2}$ en couche limite rugueuse

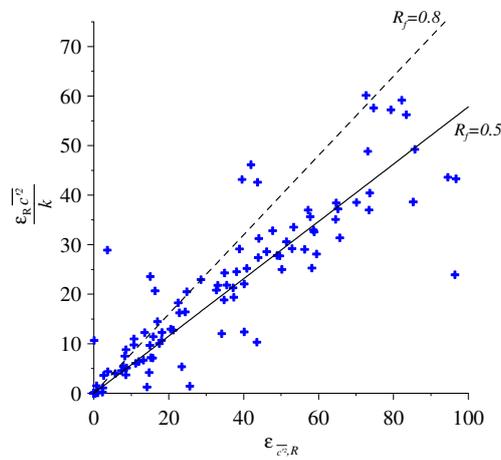


FIGURE 4.36 – Détermination de R_f en CL rugueuse.

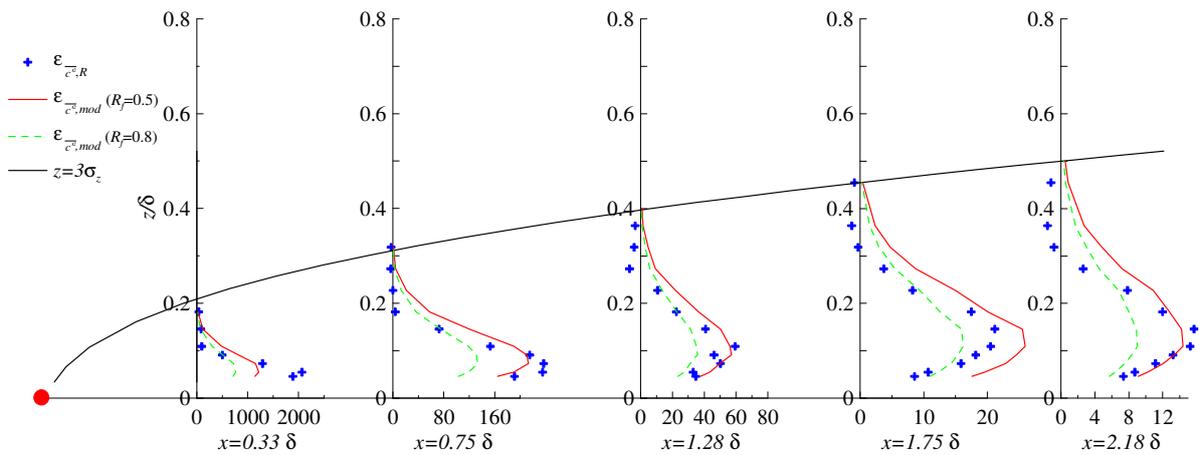


FIGURE 4.37 – Comparaison de $\varepsilon_{c^2,R}$ avec $\varepsilon_{c^2,mod}$ déterminé avec $R_f = 0.5$ et $R_f = 0.8$

Conclusion : Ce chapitre nous a donc permis d'étudier la dispersion d'un polluant, assimilé à un scalaire passif, dans un écoulement de couche limite rugueuse, dont nous avons déterminé les caractéristiques dynamiques dans le chapitre 3. Nous avons commencé par présenter notre procédé de mesures des corrélations de vitesse-concentration à l'aide des couplages LDA-FID et HWA-FID. Puis nous avons examiné l'évolution des principales statistiques de la concentration, afin d'en déterminer les propriétés auto-similaires et l'évolution de l'ampleur du panache. Nous avons ensuite testé l'hypothèse SGDH, pour la fermeture de l'équation d'advection-diffusion. Nous avons montré que ce modèle fonctionne correctement dans le sens vertical, mais présente de graves lacunes dans le sens de l'écoulement. À partir de ces mesures de flux turbulent de masse, nous avons déterminé expérimentalement le coefficient de diffusivité turbulente D_t et le nombre de Schmidt turbulent. Finalement nous avons examiné avec attention l'équation évolutive de la variance de concentration, et évalué ε_{c^2} afin de discuter de la validité d'un modèle de fermeture basé sur cette grandeur.

Troisième partie

Analyse autour d'un obstacle bidimensionnel

Introduction : Afin de complexifier l'écoulement incident que nous venons de qualifier, nous plaçons un obstacle bidimensionnel de section carrée dans la zone d'étude (figure 4.38). Nous allons maintenant appliquer la même méthodologie que nous venons de mettre en place (Partie II), afin d'étudier la dynamique de ce nouvel écoulement (chapitre 5) et la dispersion d'un scalaire passif dans celui-ci (chapitre 6). L'analyse du champ de vitesse sera complétée avec des mesures PIV, nous permettant d'avoir accès à la composante transverse de la vitesse et d'avoir une validation supplémentaire de nos mesures.

Afin d'avoir un regard critique sur nos résultats, nous allons également les comparer à ceux issus des travaux de Vinçont et al. (2000) dont le but était de réaliser, en aval d'un obstacle bidimensionnel de hauteur $H = \frac{1}{7}\delta$, une étude de la dispersion d'un polluant, émis à partir d'une source linéique placée au sol à une distance $x = 1.5H$ de l'obstacle (configuration équivalente à celle présentée sur la figure 4.38). Lors de leurs campagnes expérimentales, Vinçont et al. (2000) ont réalisé les mesures de vitesse (par PIV) et de concentration (par LIF) de manière simultanée, afin de pouvoir déterminer les corrélations vitesse-concentration (voir section 4.1). Notons que, dans leur expérience, la mesure de concentration, ainsi que l'ensemencement de l'écoulement nécessaire à la mesure par PIV, s'effectue à l'aide d'une fumée d'encens injectée à travers la source au sol, caractérisée par des vitesses moyennes d'injection $U = 0.23\text{m/s}$ et $W = 0.12\text{m/s}$. Les particules de fumée d'encens utilisées comme scalaire passif impliquent un nombre de Schmidt équivalent de l'ordre de 10^6 .

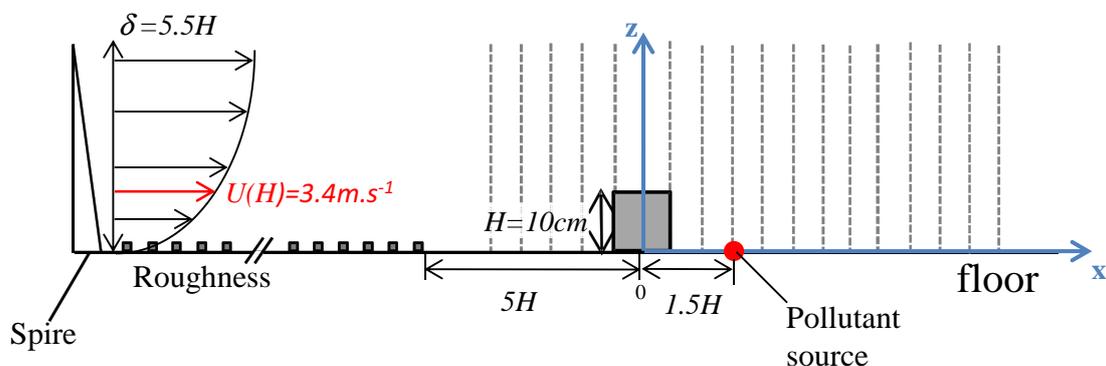


FIGURE 4.38 – Configuration géométrique avec l'obstacle et la source de polluant.

5 Champ de vitesse autour d'un obstacle bidimensionnel

Introduction : L'exploration du champ de vitesse dans la configuration avec l'obstacle représentée sur la figure 5.1, sera effectuée à l'aide de mesures PIV et LDA. Comme nous pouvons l'observer sur la figure 5.2, les données PIV sont issues de l'acquisition de 8 champs carrés de côté $2H$ et présentant une discrétisation spatiale moyenne de $0.04H$. Afin de limiter les erreurs sur le raccordement des plans, nous avons imposé des zones de recouvrement d'une taille d'au moins $0.2H$. Les points de mesures LDA, représentés sur la figure 5.3, présentent une discrétisation spatiale moyenne suivant x de $0.5H$, et suivant z allant de $0.2H$ pour $z < H$ jusqu'à $0.5H$ pour $z > 2H$. Sauf mention contraire, les grandeurs seront adimensionnées par $U_\infty = 6.33m/s$ et $\delta = 0.55m$.

Nous débuterons par une analyse portant sur les principales statistiques des vitesses, tout en présentant une comparaison entre nos résultats LDA et PIV. Ces derniers seront également confrontés à ceux obtenus par Vinçont et al. (2000) afin de présenter la similarité de nos travaux malgré la mise en œuvre de techniques de mesures très différentes. Nous poursuivrons par une étude portant sur les principales grandeurs de l'équation évolutive de l'énergie cinétique turbulente k . Nous discuterons de l'importance du terme de corrélation pression-vitesse dans la détermination de ε_R et de la validité des différentes méthodes d'estimation de ε . Nous continuerons par une analyse portant sur la viscosité cinématique turbulente avant de poursuivre sur la détermination des principales échelles spatiales caractérisant la turbulence. Nous finirons par discuter de la validité du modèle $k - \varepsilon$ sur cette configuration.

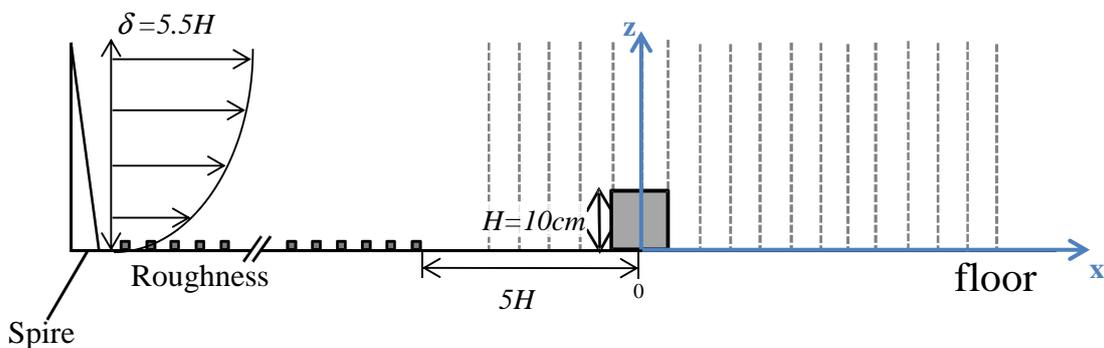


FIGURE 5.1 – Configuration géométrique avec l'obstacle

5.1 Résultats expérimentaux

Dans cette partie, nous commencerons par montrer la cohérence entre nos résultats issus des mesures LDA et PIV et ceux issus de Vinçont et al. (2000), dans la détermination des grandeurs caractéristiques de la turbulence. Les résultats seront principalement représentés sous la forme de 4 profils verticaux en aval de l'obstacle aux positions $x = 1.5H$, $x = 3H$, $x = 5H$ et $x = 7H$. Sauf mention

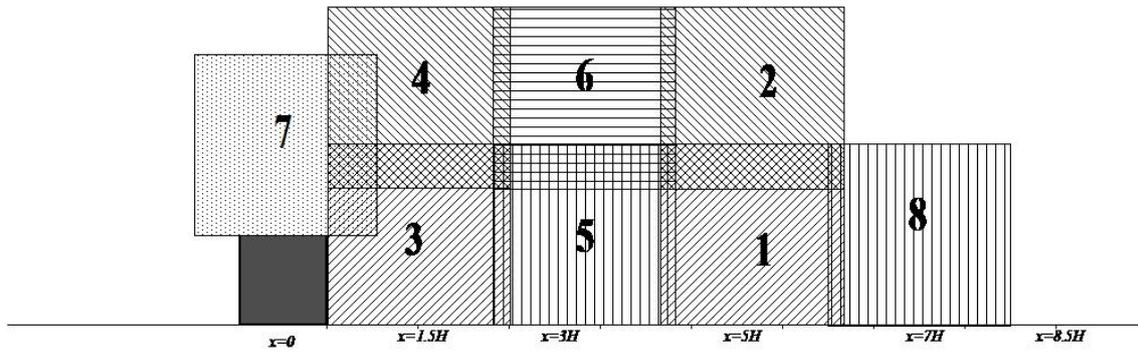


FIGURE 5.2 – Plans de mesures PIV autour de l'obstacle 2D

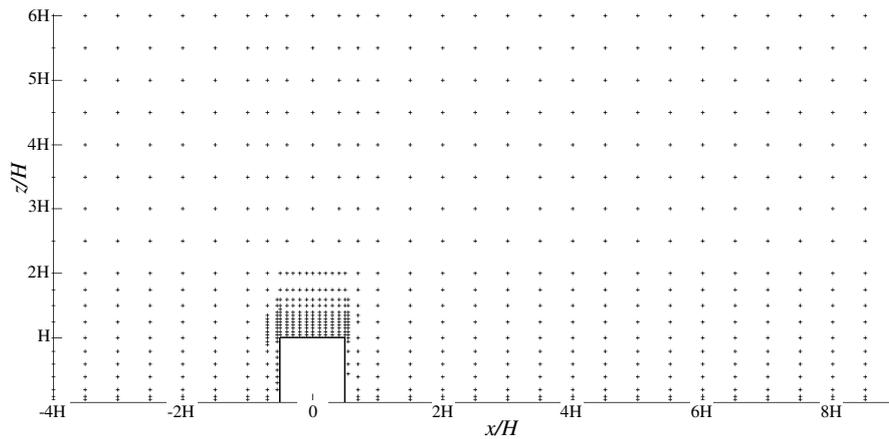


FIGURE 5.3 – Grille de mesures LDA autour de l'obstacle 2D

contraire, les grandeurs étudiées seront adimensionnées à l'aide de la vitesse U_∞ et de la longueur δ . Seul le repère géométrique sera adimensionné par la hauteur de l'obstacle H .

5.1.1 Champs de vitesse moyenne

La figure 5.4 représente les lignes de courant au-dessus et en aval de l'obstacle, sur fond d'une carte représentant l'intensité de la vitesse moyenne longitudinale (U/U_∞) mesurée par PIV. Nous observons clairement deux zones de recirculation, une première au sommet de l'obstacle et une plus imposante juste après l'obstacle. La taille de cette dernière, est caractérisée par le point de rattachement de la courbe d'iso-vitesse nulle ($U = 0\text{m/s}$) avec le sol, se situant pour $x \sim 6H$. Ce résultat est en accord avec ceux de Vinçont et al. (2000) ($x = 6.5H$ pour $\delta = 7H$), de Schofield and Logan (1990) ($x = 7H$ pour $\delta = 7H$) et de Counihan et al. (1974) ($x = 6H$ pour $\delta = 8H$).

Les figures 5.5 et 5.6 représentent la cohérence quasi-parfaite entre les résultats issus des deux techniques de mesure sur l'évolution des profils verticaux des composantes moyennes de vitesse U/U_∞ et W/U_∞ . On observe à nouveau que la zone principale de recirculation s'étend jusqu'à $x \sim 6H$.

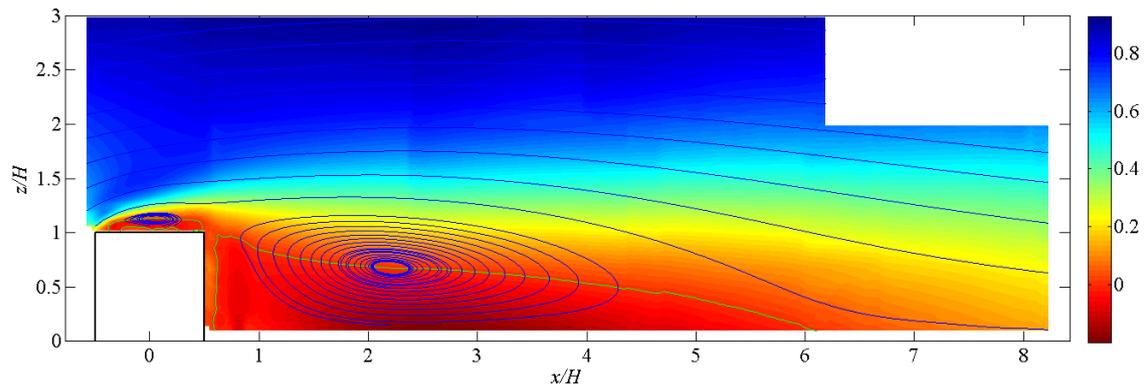


FIGURE 5.4 – Représentation des lignes de courant (courbes continues bleues) et de la courbe d'isovitesse nulle : $U = 0\text{m/s}$ (courbe continue verte) avec une cartographie de U/U_∞ en fond. (PIV)

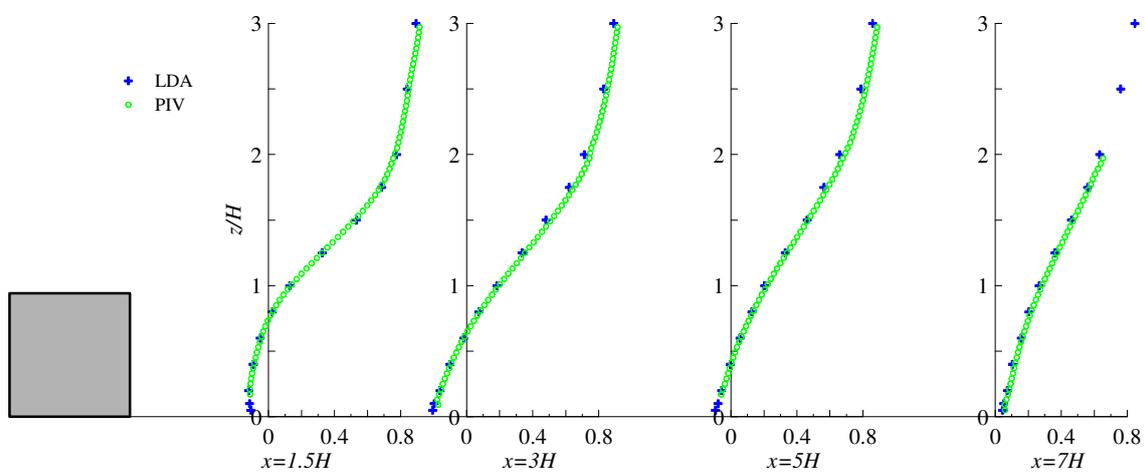


FIGURE 5.5 – Évolution de U/U_∞ en aval de l'obstacle

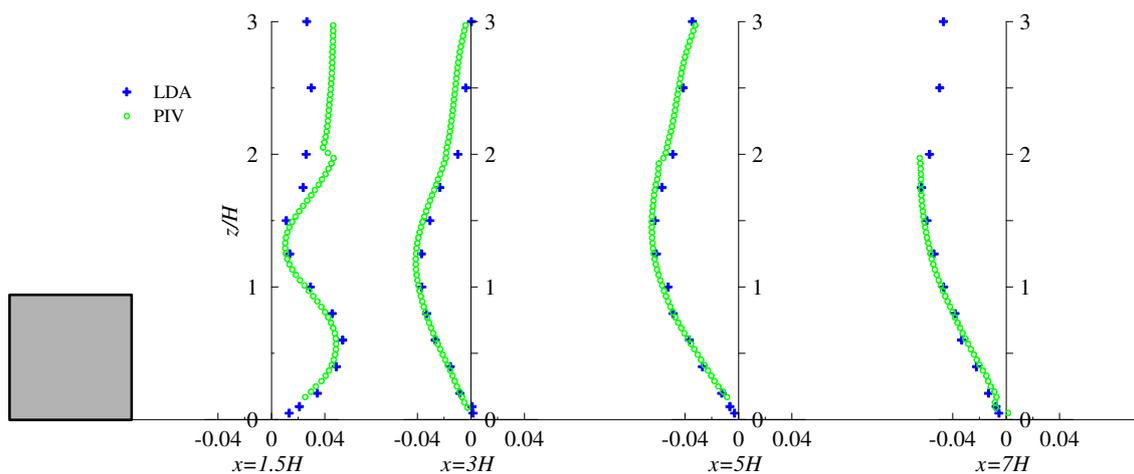


FIGURE 5.6 – Évolution de W/U_∞ en aval de l'obstacle

Les figures 5.7 et 5.12 présentent la comparaison, aux positions $x = 4H$ et $x = 6H$, entre nos mesures et celles réalisées par Vinçont et al. (2000). Nous pouvons constater que les résultats de la vitesse moyenne longitudinale sont en accord avec ceux de Vinçont et al. (2000). Cependant, l'évolution des

profils de la vitesse moyenne verticale présente, essentiellement à la position $x = 4H$, des différences non négligeables. En effet, on constate sur la figure 5.7 (b) que l'allure des courbes de W/U_∞ sont les mêmes mais que l'intensité des valeurs est différente. On y observe également que les résultats de Vinçont et al. (2000) présentent, en $x = 4H$, clairement une vitesse verticale moyenne positive jusqu'à une hauteur de $z = H$, traduisant un écoulement ascendant, ce qui ne semble pas cohérent au regard de la configuration géométrique présentée. En effet, selon leur analyse, Vinçont et al. (2000) estiment la longueur de la zone de recirculation égale à $6.5H$, impliquant que pour x compris entre $3.5H$ et $6.5H$, les valeurs de W/U_∞ doivent être négatives. Leurs résultats peuvent s'expliquer par le fait que, dans leur configuration expérimentale, l'injection de la fumée d'encens au niveau de la source est réalisée avec une vitesse W trop importante, ce qui a pour effet de déstabiliser et modifier l'écoulement dans la zone de recirculation. La modification de la forme du profil sur la figure 5.7 (d) est probablement due aux mêmes explications ainsi qu'à la différence du rapport géométrique H/δ entre nos configurations (Vinçont et al. (2000) : $H/\delta = 1/7$; Gamel et al. (2014) : $H/\delta = 1/5.5$).

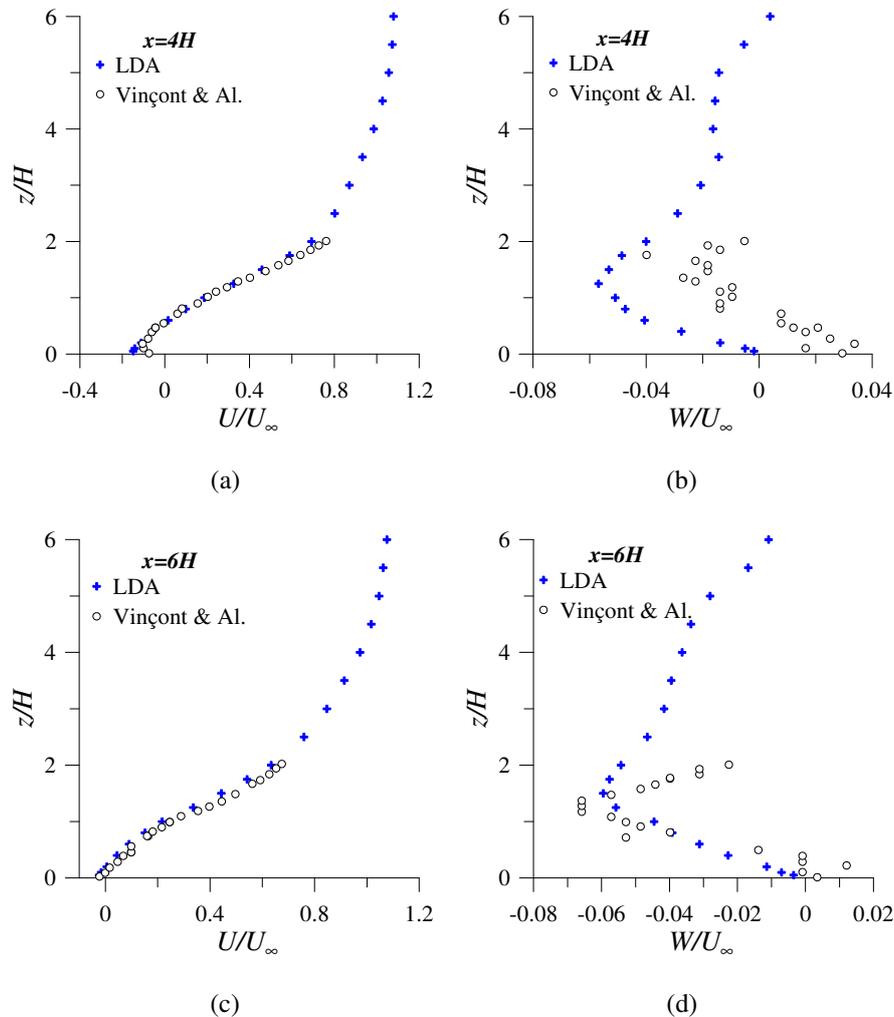


FIGURE 5.7 – Comparaison des profils des vitesses moyennes entre nos mesures et celles de Vinçont et al. (2000). Les graphiques (a) et (b) représentent les résultats en $x = 4H$, alors que (c) et (d) illustrent la comparaison en $x = 6H$.

5.1.2 Champs des tensions de Reynolds et de l'énergie cinétique turbulente

Les figures 5.8 et 5.9 représentent l'évolution des composantes fluctuantes de vitesse, et les figures 5.10 et 5.11 représentent l'évolution de $\overline{u'w'}/U_\infty^2$ et de k/U_∞^2 . La rupture de continuité des résultats, issus de la PIV en $z = 2H$, provient de la superposition de différents champs d'acquisition. Pour les données LDA, k est déterminée avec la relation $k = \frac{1}{2} \left[\sigma_u^2 + \sigma_w^2 + \frac{(\sigma_u^2 + \sigma_w^2)}{2} \right]$. On constate une bonne cohérence globale des résultats. On notera tout de même des valeurs de k légèrement supérieures avec le LDA par rapport à la PIV, essentiellement pour $0.5H < z < 2H$, provenant de notre modélisation de σ_v^2 par $\frac{(\sigma_u^2 + \sigma_w^2)}{2}$.

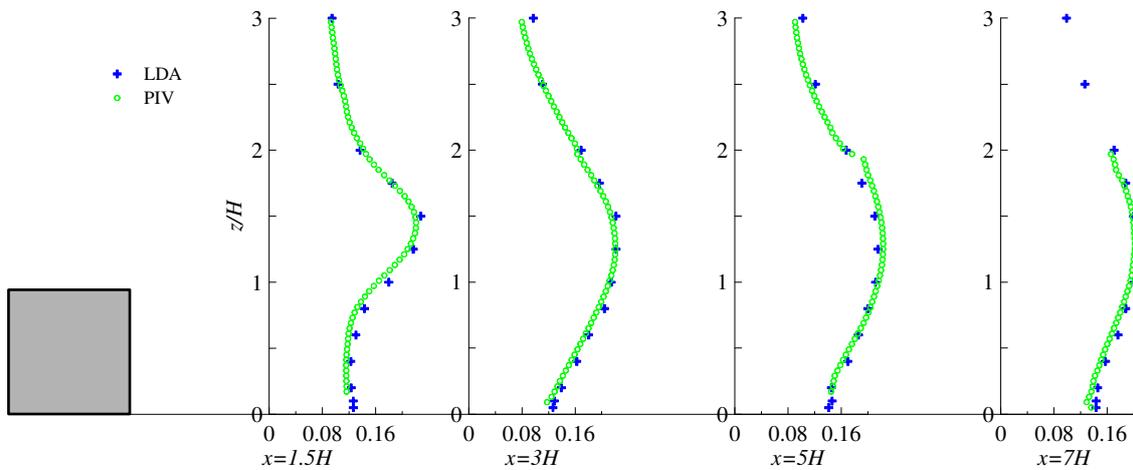


FIGURE 5.8 – Évolution de σ_u/U_∞ en aval de l'obstacle

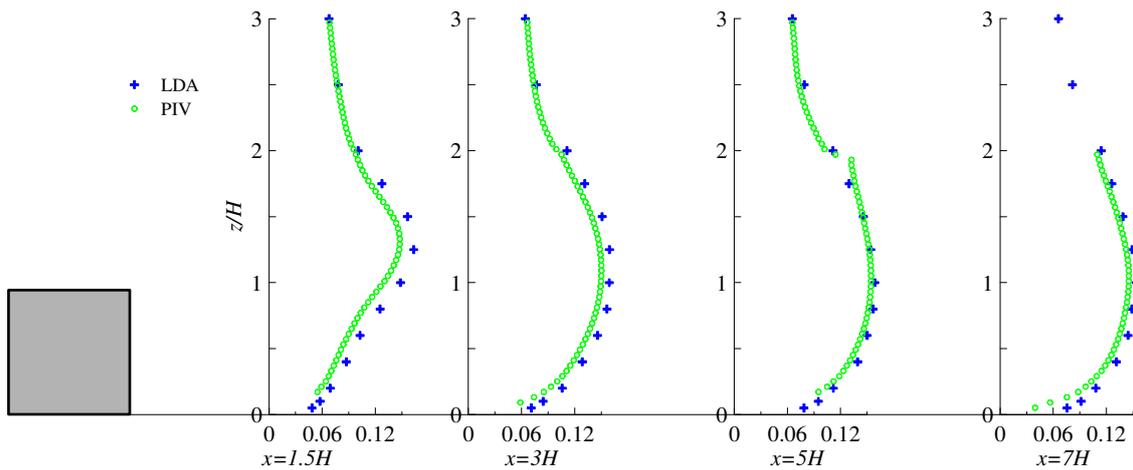
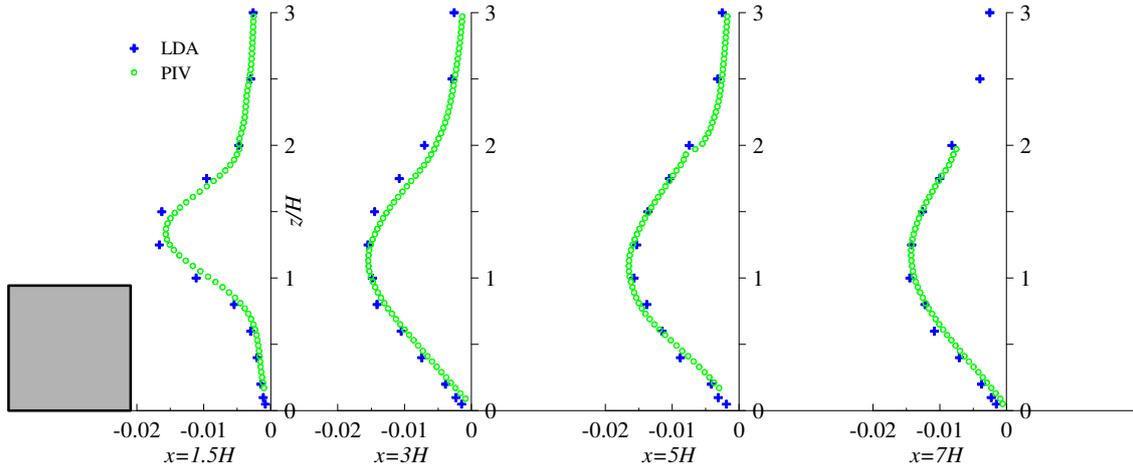
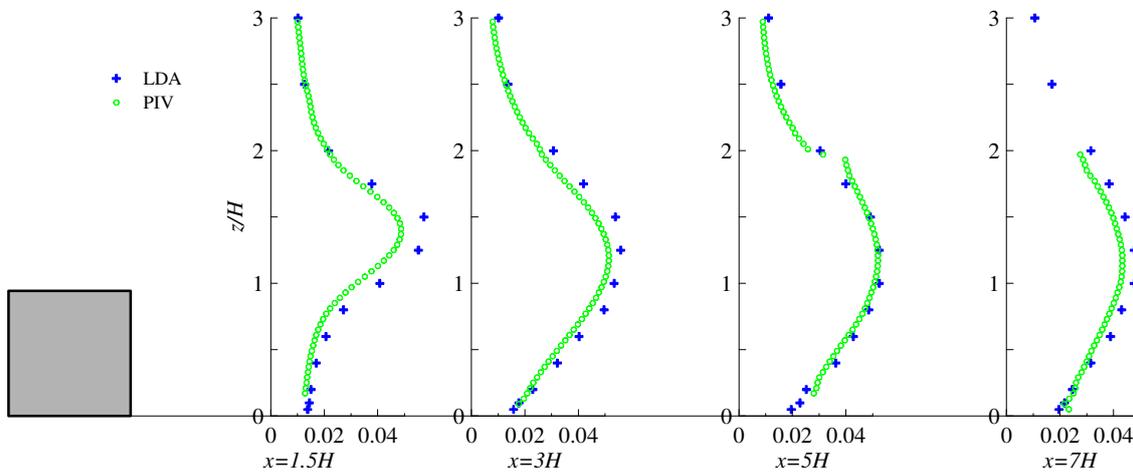


FIGURE 5.9 – Évolution de σ_w/U_∞ en aval de l'obstacle

FIGURE 5.10 – Évolution de $\overline{u'w'}/U_\infty^2$ en aval de l'obstacleFIGURE 5.11 – Évolution de k/U_∞^2 en aval de l'obstacle

La figure 5.12 présente la comparaison de σ_u , σ_w et $\overline{u'w'}$, aux positions $x = 4H$ et $x = 6H$, entre nos mesures et celles réalisées par Vinçont et al. (2000). Les différences que l'on observe résultent probablement de l'ensemencement de l'écoulement à partir de la source au sol dans le cas de Vinçont et al. (2000), marquant uniquement les structures turbulentes de la zone de recirculation (et non la totalité de l'écoulement) impliquant ainsi une diminution des écarts types et des tensions de Reynolds.

5.1.3 Termes de l'équation de bilan de l'ECT

Nous allons maintenant réaliser une analyse des variations spatiales des termes composant l'équation évolutive de l'énergie cinétique turbulente (section 1.5.2) :

$$\underbrace{\overline{u_j} \frac{\partial k}{\partial x_j}}_{Adv} = \underbrace{-\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j}}_P - \underbrace{\frac{1}{2} \frac{\partial \overline{u'_i u'_i u'_j}}{\partial x_j}}_T - \underbrace{\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p' u'_j}}{\partial x_j}}_\Psi - \underbrace{\frac{1}{2} \overline{v \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)^2}}_\varepsilon \quad (5.1)$$

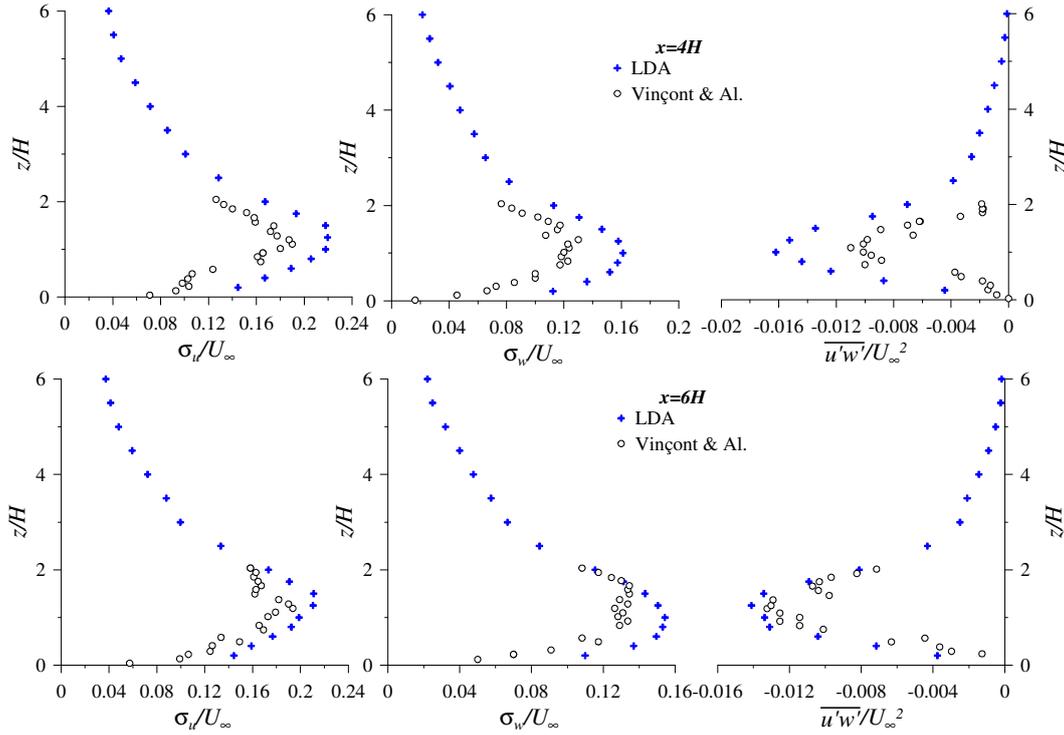


FIGURE 5.12 – Comparaison des profils de moment d’ordre 2 avec des mesures de Vinçont et al. (2000). Les graphiques du haut représentent les résultats en $x = 4H$, alors que ceux du bas illustrent la comparaison en $x = 6H$.

Il est important de signaler que la discrétisation spatiale des gradients peut introduire des erreurs non négligeables, qui peuvent être réduites en appliquant aux données un filtre passe-bas (Fouras and Soria, 1998). C’est pourquoi nous avons interpolé nos champs de vitesses suivant x et z , à l’aide d’une fonction polynomiale du 3^{ème} ordre :

$$\begin{aligned} u(x, z) &= a_1x^3 + a_2z^3 + a_3x^2z + a_4xz^2 + a_5xz + a_6x^2 + a_7z^2 + a_8x + a_9z + a_{10} \\ w(x, z) &= b_1x^3 + b_2z^3 + b_3x^2z + b_4xz^2 + b_5xz + b_6x^2 + b_7z^2 + b_8x + b_9z + b_{10} \end{aligned} \quad (5.2)$$

où les 20 coefficients sont évalués en chaque point du domaine en appliquant la procédure des moindres carrés sur les 24 plus proches voisins (Salizzoni et al., 2011). Toutes les discontinuités dans les résultats PIV en $z = 2H$, $x \sim 2.5H$, $x \sim 4.5H - 5H$ et $x \sim 6.5H$ proviennent de la jonction de différents plans d’acquisitions des données PIV.

Les mesures LDA ne nous donnant pas accès aux fluctuations de la composante transverse de la vitesse, nous avons voulu estimer l’erreur commise en déterminant le terme de transport de l’énergie cinétique T par l’équation 5.3, c’est à dire en négligeant tout simplement les termes contenant v' . Pour cela, nous avons tracé à partir des données PIV (figure 5.13) tous les membres du terme T , puis tous ceux ne contenant pas v' , et pour finir uniquement ceux contenant v' . On constate que les membres contenant la composante v' peuvent contribuer jusqu’à 30% dans la détermination du terme de transport T , impactant directement l’estimation de ε par la technique du résidu de l’équation de

l'ECT.

$$T = -\frac{1}{2} \left\{ \frac{\partial \overline{u'u'u'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{u'u'w'}}{\partial z} + \frac{\partial \overline{w'w'u'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{w'w'w'}}{\partial z} \right\} \quad (5.3)$$

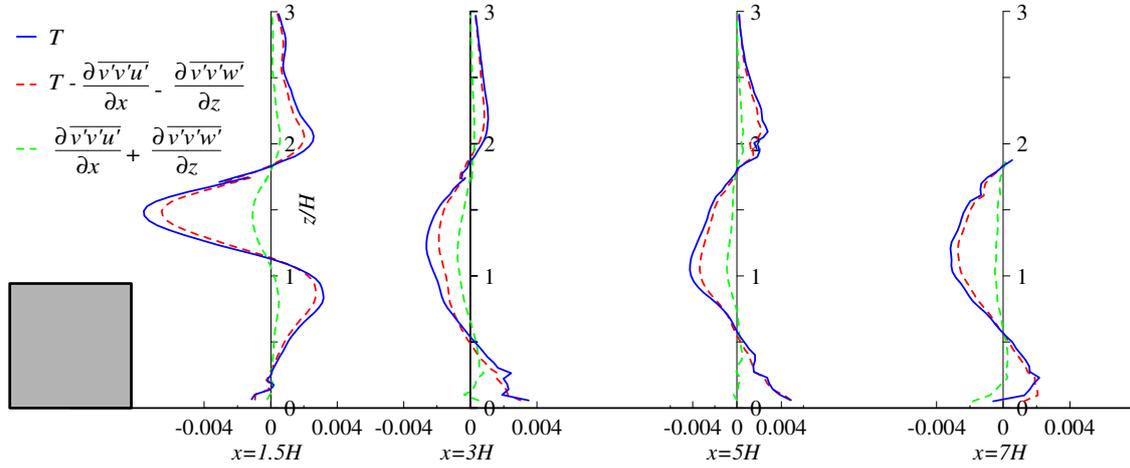
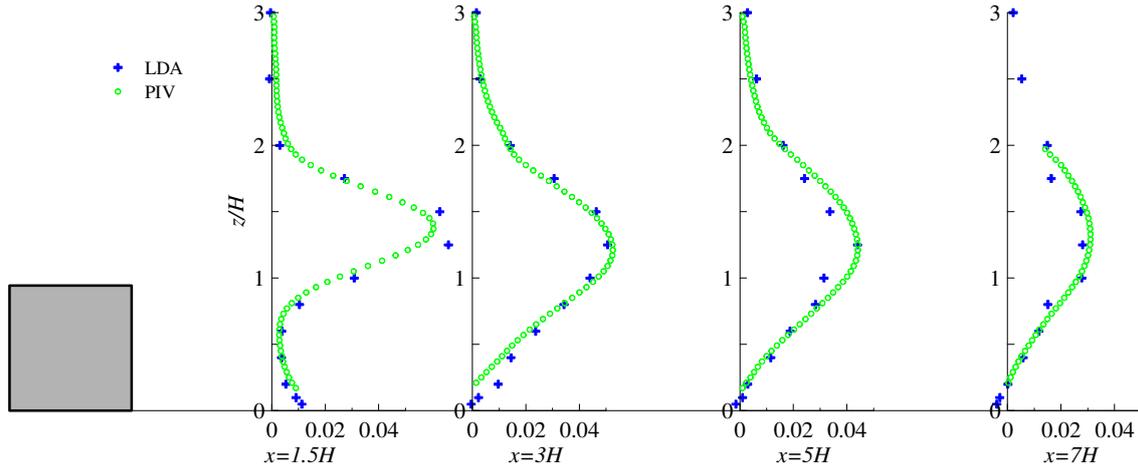
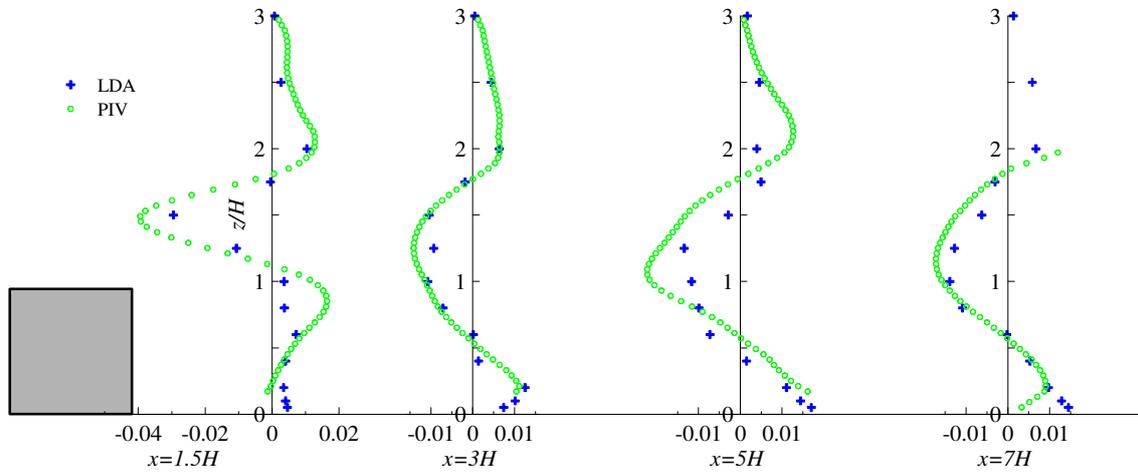


FIGURE 5.13 – Étude de l'influence des termes contenant v' dans le transport de k . Résultats adimensionnés par δ et U_∞ (PIV)

Les figures 5.14 à 5.17 représentent l'évolution des différents termes de l'équation de bilan de l'énergie cinétique turbulente. À nouveau, toutes les discontinuités dans les valeurs en $z = 2H$, proviennent de la jonction de différents plans d'acquisitions des données PIV. On observe dans l'ensemble une bonne cohérence des différents résultats issus des deux techniques de mesure. Comme nous l'avons signalé, nous retrouvons bien que les données LDA (négligeant les contributions de la vitesse transverse) sous-estiment le terme T impliquant une sur-estimation de ε juste en aval du barreau entre $H < z < 2H$. On notera également que l'incertitude dans la détermination de ε_R introduit quelques fluctuations dans son évolution spatiale, dont une sous-estimation relativement importante sur le profil $x = 1.5H$, pour z compris entre $1.5H$ et $2H$. Cette dernière aura une implication directe dans la suite des résultats, notamment dans l'évaluation de v_t et des différentes échelles spatiales et temporelles.

L'analyse de l'écoulement de couche limite incidente (section 3.2) ainsi que diverses études (Pope, 2013) ont permis de mettre en évidence que pour des écoulements simples (du type couche limite ou en conduite), il est acceptable d'effectuer le choix de négliger le terme de corrélation pression-vitesse. Cependant, de récents travaux ont quant à eux mis en lumière que dans des écoulements complexes du type sillage d'obstacle, le terme de pression-diffusion $\frac{1}{\rho} \overline{p'u'_j}$ peut devenir de même amplitude que le terme $\frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i u'_j}$ (Panigrahi et al., 2005; Liu and Thomas, 2004). Ce même type d'observation a

FIGURE 5.14 – Évolution du terme de production $P.\delta/U_\infty^3$ en aval de l'obstacleFIGURE 5.15 – Évolution du terme de transport $T.\delta/U_\infty^3$ en aval de l'obstacle

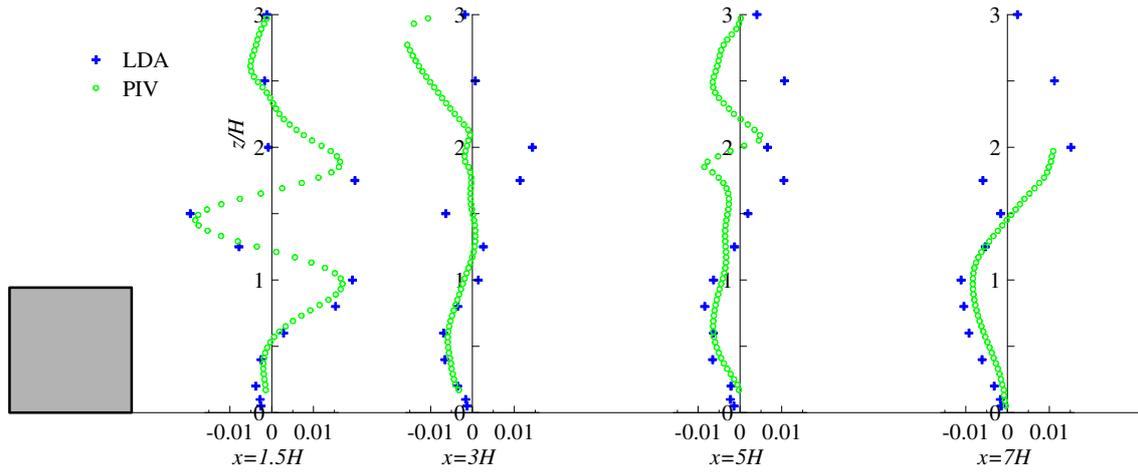
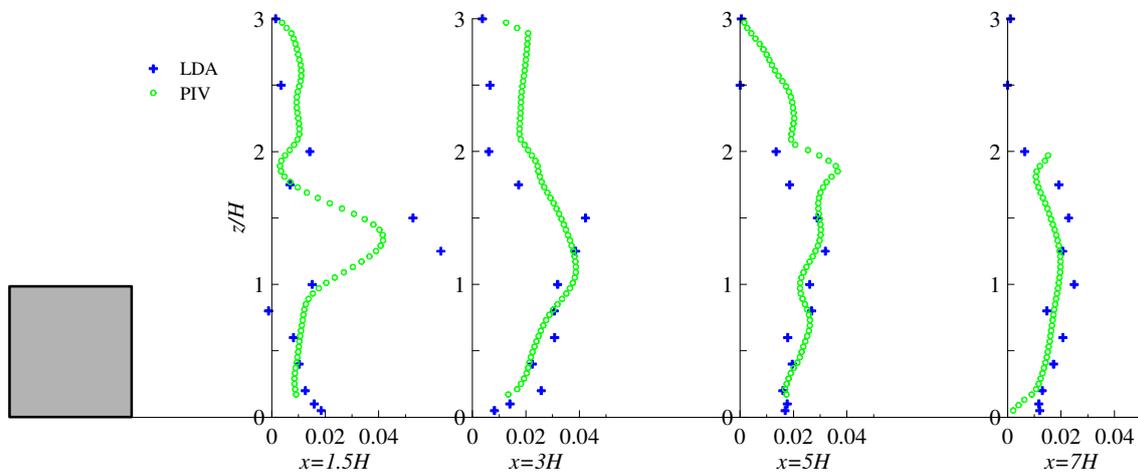
également été remarqué à travers des simulations DNS dans un écoulement de cisaillement (Rogers and Moser, 1994), dont les résultats sont illustrés sur la figure 5.18a. Afin de prendre en compte ce terme, Lumley (1978) proposa le modèle :

$$\frac{1}{\rho} \overline{p'u'_j} = -\frac{1}{5} \overline{u'_i u'_i u'_j} \quad (5.4)$$

Le terme Ψ , dans l'équation évolutive de k (équation 5.1), peut alors s'exprimer en fonction du terme T , à travers la relation :

$$\Psi = -\frac{2}{5} T$$

Ce modèle suggère que le flux de pression est systématiquement opposé à T , et contribue significativement au bilan puisqu'il implique une modification de 40% du terme de transport T . Notons qu'au vu des résultats présentés sur les figures 5.18a et 5.18b, cette formulation n'est pas toujours et totalement vérifiée, puisque l'opposition de signes n'est pas systématique, surtout en proche paroi, et que sa contribution de 40% n'est pas toujours justifiée.

FIGURE 5.16 – Évolution du terme d'advection $Adv.\delta/U_\infty^3$ en aval de l'obstacleFIGURE 5.17 – Évolution du terme de dissipation de l'ECT $\varepsilon_R.\delta/U_\infty^3$ en aval de l'obstacle

Or, nous avons tout de même souhaité observer l'impact, sur l'estimation de ε_R , de la prise en compte du terme Ψ à travers la modélisation de Lumley (1978). Cette influence est illustrée sur la figure 5.19 et met en évidence que non seulement Ψ modifie l'amplitude mais aussi la forme des profils de ε_R , principalement proche de l'obstacle. Il serait néanmoins intéressant de pouvoir mesurer ce terme afin de vérifier la validité de la modélisation de Lumley (1978). Notre équipement expérimental ne nous permettant pas de réaliser cette mesure, et au regard des observations faites à partir de la figure 5.18, nous avons fait le choix de négliger la contribution de Ψ dans la suite de notre analyse.

Les figures 5.20, 5.21 et 5.22, présentent simultanément l'évolution spatiale de tous les termes de l'équation de l'ECT. Les données PIV nous donnant un niveau de précision supérieur à celles issues du LDA, et afin de ne pas alourdir les représentations graphiques pour le lecteur, nous avons fait le choix de ne représenter que les résultats provenant de la PIV. Dans la zone de recirculation et pour $z > 2H$, tous les termes sont quasiment nuls mais deviennent très importants dans la zone de

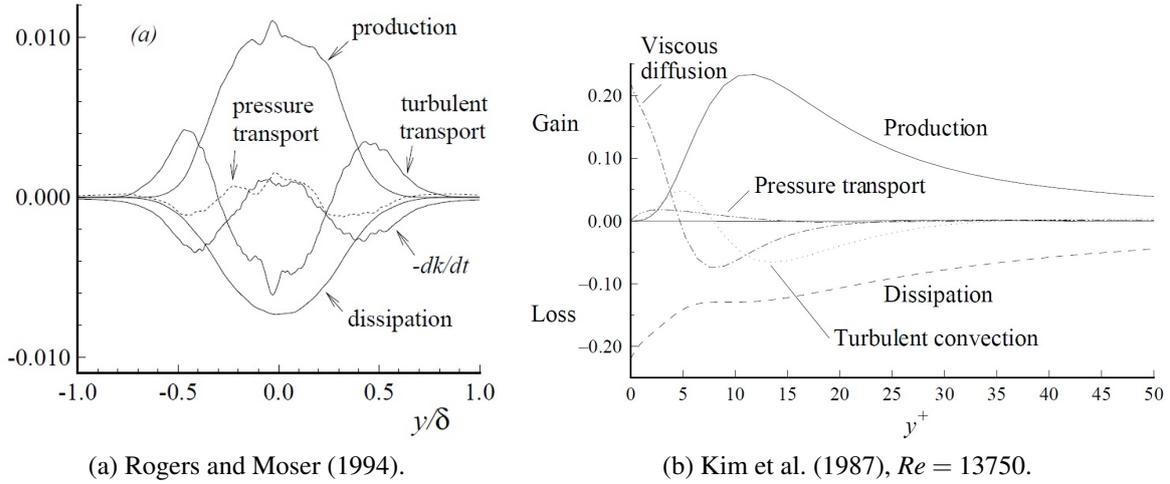


FIGURE 5.18 – Résultats DNS présentant le bilan de l'équation de k , dans un écoulement cisailé (a) et dans un canal (b) (images issues de Pope (2013)).

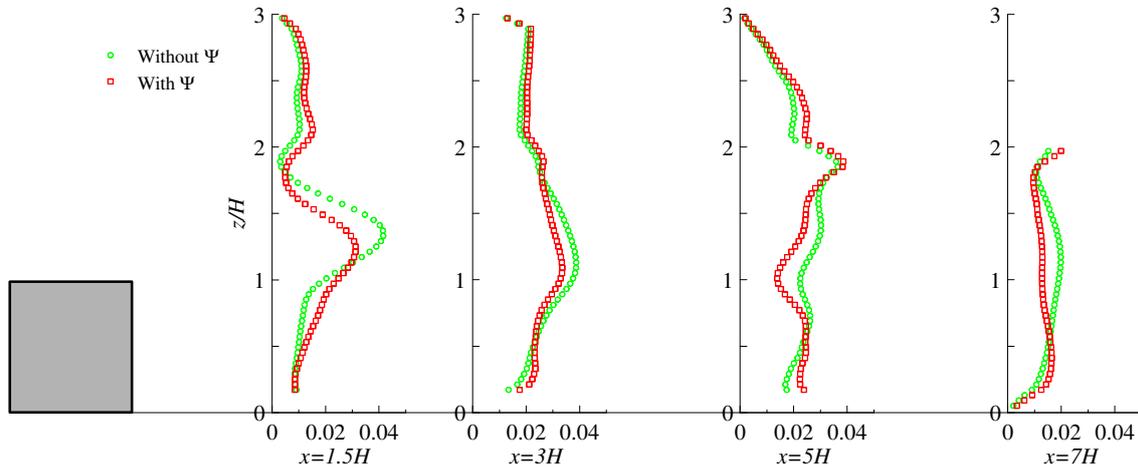


FIGURE 5.19 – Influence du terme Ψ sur la détermination de $\varepsilon_R \cdot \delta / U_\infty^3$ en aval de l'obstacle

fort cisaillement, c'est à dire pour $H < z < 2H$. En s'éloignant de l'obstacle, aux positions $x = 3H$ et $x = 5H$, le terme d'advection Adv devient négligeable et le terme de dissipation ε_R est de même intensité que les termes de transport T et de production P . En s'éloignant encore, le terme T tend à devenir négligeable et la condition d'équilibre entre P et ε_R tend à s'établir, comme c'est le cas dans l'écoulement en couche limite de la section 3. Notons également que dans la zone de fort cisaillement la production P est plus forte que la dissipation ε de l'ECT, impliquant un transport T de l'énergie vers des zones ayant des niveaux de k moins élevés.

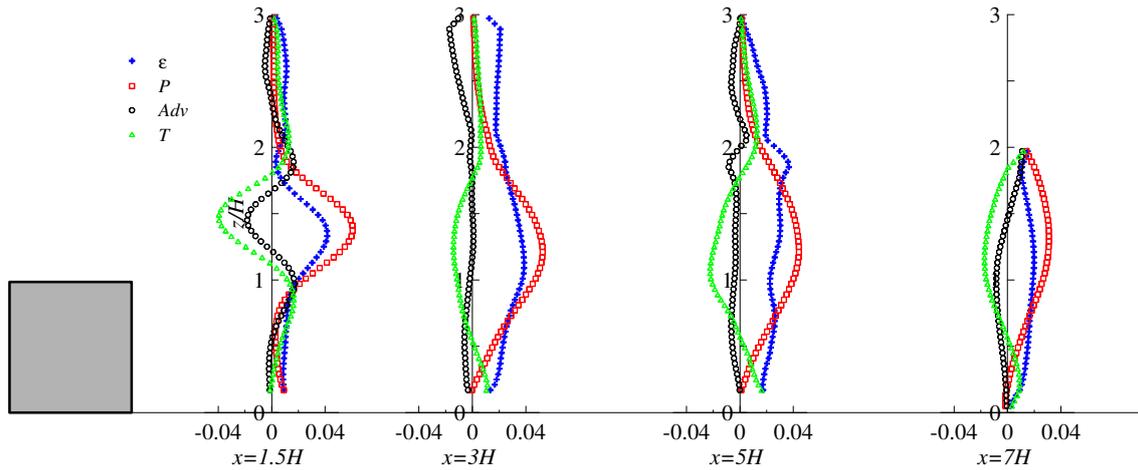


FIGURE 5.20 – Évolution des différents termes adimensionnés, de l'équation sur k en aval de l'obstacle

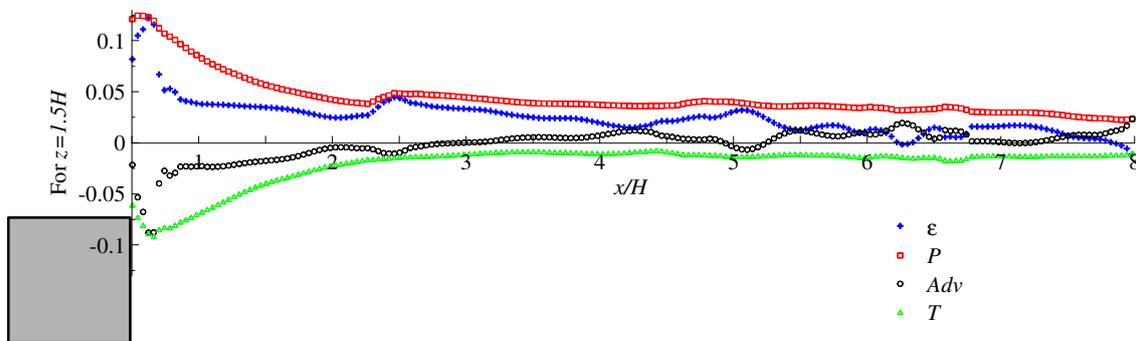


FIGURE 5.21 – Évolution longitudinale en $z = 1.5H$ des différents termes de l'équation sur k .

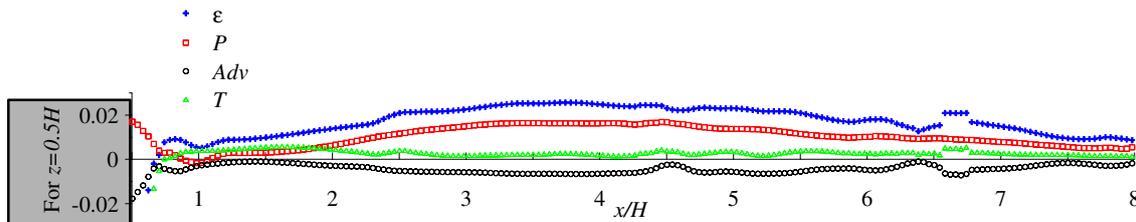
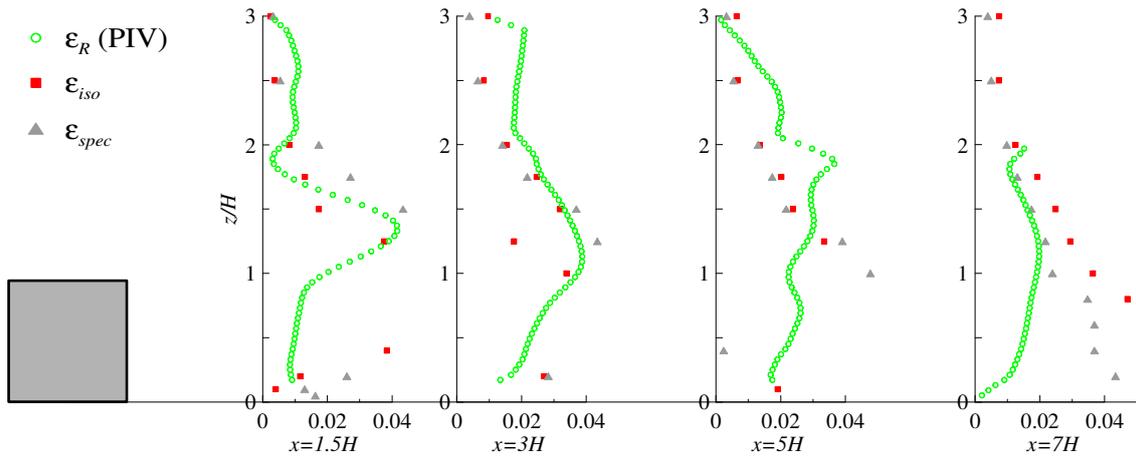


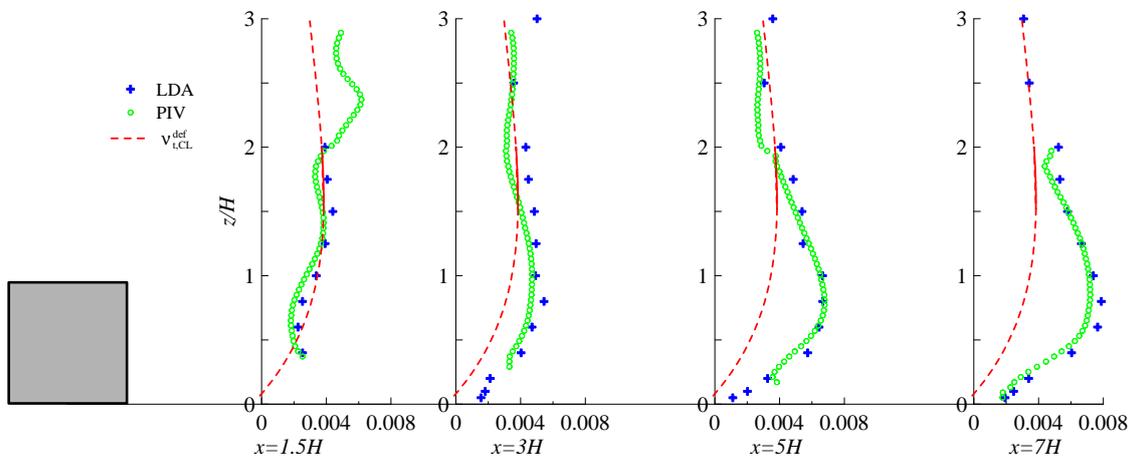
FIGURE 5.22 – Évolution longitudinale en $z = 0.5H$ des différents termes de l'équation sur k .

Dans la section 3.2 nous avons montré que toutes les techniques d'estimations du taux de dissipation de l'ECT (ε_{iso} , ε_{spec} et ε_R) présentent des résultats équivalents dans un écoulement de couche limite. L'application de ces 3 méthodes en aval de l'obstacle est illustrée sur la figure 5.23. On constate que ε_{iso} et ε_{spec} présentent de très fortes valeurs dans la zone à recirculation, provenant essentiellement de la présence au dénominateur (équations 1.58 et 1.62) de la vitesse moyenne, qui dans cette zone est quasiment nulle. On notera que dans la partie supérieure des profils, et lorsque nous sortons de la zone de recirculation, les 3 résultats convergent vers un même ordre de grandeur. Nous pouvons donc dire que, dans le sillage de l'obstacle, les méthodes d'estimation du taux de dissipation ε_{iso} et ε_{spec} ne sont pas applicables.

FIGURE 5.23 – Comparaison des différentes techniques d'estimation de ε en aval de l'obstacle

5.1.4 Viscosité turbulente

Sur la figure 5.24, nous avons tracé l'évolution de la viscosité turbulente $v_t^{def} = -\frac{\overline{u'w'}}{\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial x}}$ dont on avait introduit la notion dans la section 1.4. La courbe discontinue rouge correspond à v_t^{def} dans la couche limite amont (figure 3.7). Nous observons que juste après l'obstacle en $x = 1.5H$ et pour $z < 2H$, la viscosité turbulente est du même ordre de grandeur que dans l'écoulement amont, c'est à dire dans notre configuration d'écoulement en couche limite, alors que pour $z > 2H$, il apparait une forte différence. En s'éloignant de l'obstacle, on constate que pour $z < 2H$ celle-ci a tendance à s'accroître entre les mesures en couche limite et celles dans le sillage de l'obstacle. Pour comprendre ce phénomène, nous avons tracé sur la figure 5.25 l'évolution longitudinale de $\frac{\partial U}{\partial z} + \frac{\partial W}{\partial x}$ et de $\overline{u'w'}$ en $z = 0.77H$. Nous pouvons constater que les gradients de vitesse sont moins longtemps affectés (longitudinalement) par la présence de l'obstacle que la valeur de la tension de Reynolds.

FIGURE 5.24 – Comparaison de $v_t^{def} / (\delta U_\infty)$ entre nos mesures LDA et PIV. La courbe en pointillés rouge représente les valeurs au sein de la couche limite.

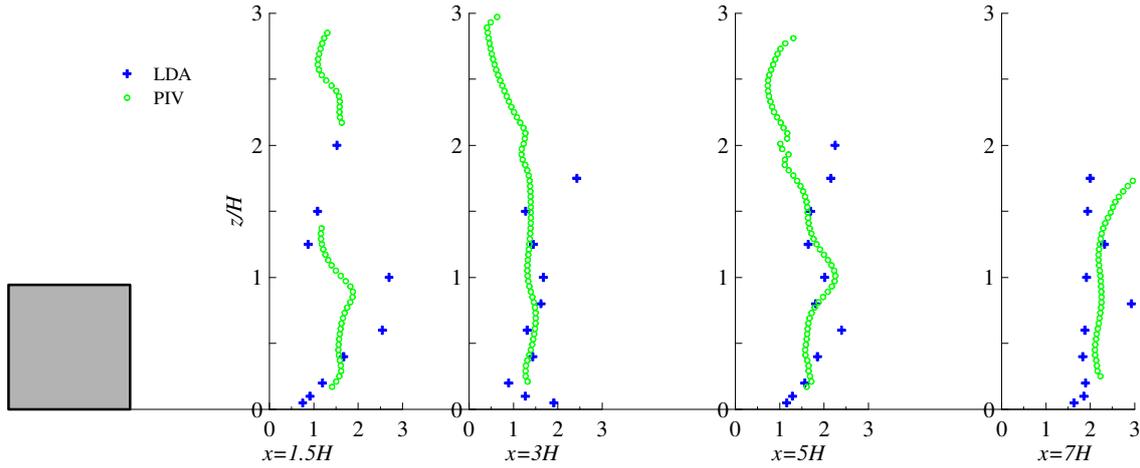


FIGURE 5.26 – Évolution de l'échelle de temps turbulent $t_t^* = \frac{kU_\infty}{\varepsilon_R \delta}$.

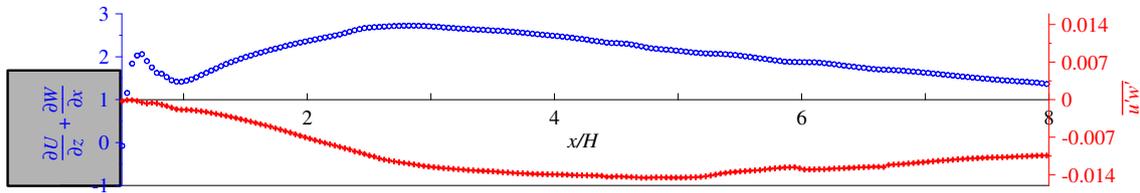


FIGURE 5.25 – Évolution longitudinale de $\frac{\partial U}{\partial z} + \frac{\partial W}{\partial x}$ (ronds bleus) et de $\overline{u'w'}$ (croix rouges).

5.1.5 Corrélation en deux points et détermination des échelles de longueur et de temps caractérisant la turbulence

Commençons par déterminer une échelle de temps caractéristique de la turbulence t_t (figure 5.26), se définissant comme :

$$t_t = \frac{k}{\varepsilon} \quad (5.5)$$

Sur la figure 5.26, nous avons représenté cette grandeur adimensionnée, c'est à dire $t_t^* = \frac{kU_\infty}{\varepsilon_R \delta}$. De plus, nous avons choisi de ne pas illustrer les données sur les profils proches de l'obstacle en $z = 1.75H$, car elles affichaient des résultats qui ne sont pas physiques, qui sont induits par une oscillation trop importante des valeurs de ε_R . On remarquera qu'en dehors de cette zone, t_t^* reste relativement constant suivant z alors que plus on s'éloigne de l'obstacle suivant x , plus t_t augmente progressivement de $t_t^* = 1.5$ en $x = 1.5H$, à $t_t^* = 2$ en $x = 7H$.

À partir de nos champs de mesure PIV, il est possible de déterminer les corrélations spatiales de vitesse en deux points, suivant x et z , dans tout le champ d'étude, à partir de la relation suivante :

$$R_{ii}(\mathbf{x}, \mathbf{r}) = \frac{\overline{u'_i(\mathbf{x}) u'_i(\mathbf{x} + \mathbf{r})}}{\overline{u_i'^2}}$$

Ne pouvant pas représenter tous les résultats, nous avons sélectionné arbitrairement 6 points d'études (représentés sur la figure 5.27) ayant des propriétés d'écoulement différentes. La cartographie de fond représente $P.\delta/U_\infty^3$, où l'on peut observer une zone à forte production à hauteur de l'obstacle. La partie centrale est caractérisée par une zone ayant une production d'ECT supérieure à 10% de la production maximale qui se situe au dessus du barreau, proche du bord d'attaque. À partir de cette carte, nous avons représenté arbitrairement deux frontières délimitant 3 zones :

- Zone I : représente grossièrement la zone de recirculation déterminée à la figure 5.4,
- Zone II : représente une zone à forte production,
- Zone III : représente l'écoulement externe.

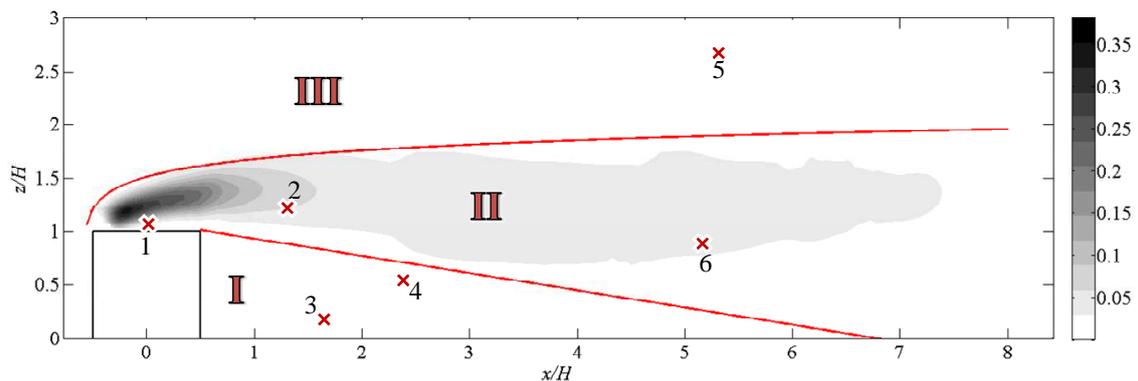


FIGURE 5.27 – Points d'étude des corrélations de vitesse en deux points. Les courbes représentent les frontières entre les différentes zones d'étude et la cartographie de fond représente la production d'ECT $P.\delta/U_\infty^3$. La zone (I) représente grossièrement la zone de recirculation, la partie (II) est la zone à forte production et le domaine supérieur (III) représente l'écoulement externe.

Les figures 5.28 à 5.33 représentent les cartographies des coefficients de corrélation R_{uu} (en haut et à gauche), R_{ww} (en haut et au centre) et R_{vv} (en haut et à droite) accompagnés d'une coupe verticale et longitudinale de l'évolution de ces corrélations (graphiques du dessous). Nous avons fait le choix de garder les mêmes échelles pour toutes les figures, afin que le lecteur puisse effectuer facilement une comparaison visuelle entre les différents résultats. Les lignes d'iso-corrélation sont tracées pour des valeurs allant de 0.3 à 0.8 par pas de 0.1. À travers ces figures, nous pouvons constater que suivant notre position, nous n'avons pas les mêmes types de corrélation et donc pas les mêmes types de structures turbulentes.

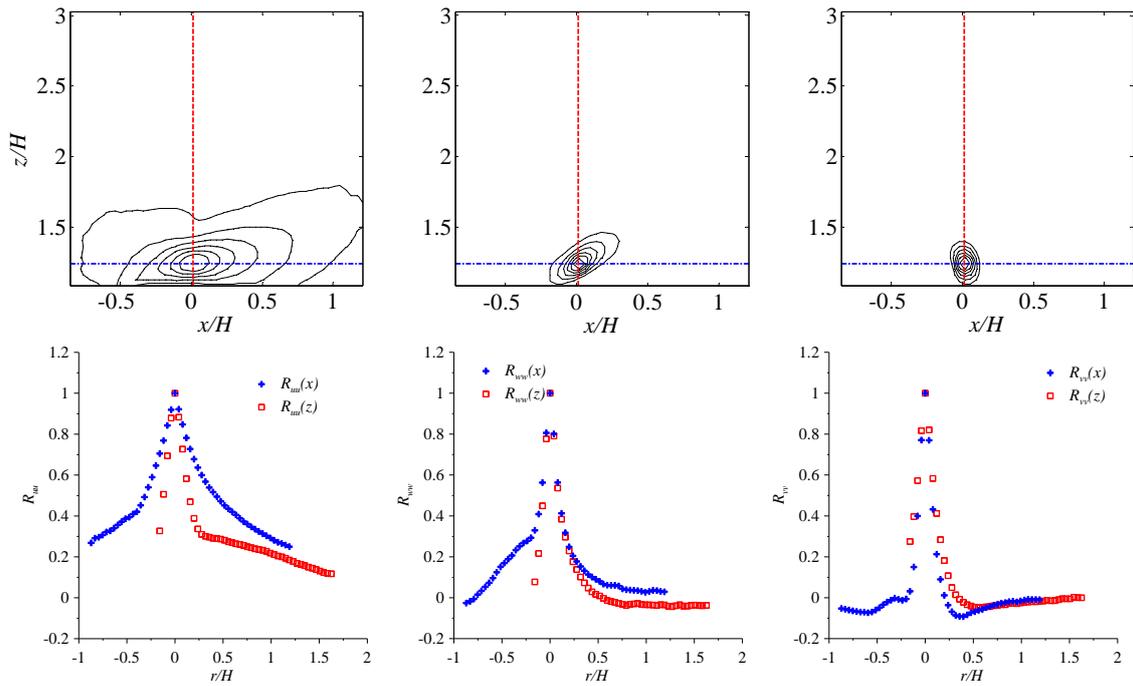


FIGURE 5.28 – Corrélations doubles de vitesse au point 1. Les lignes d'iso-corrélation sont tracées pour des valeurs allant de 0.3 à 0.8 par pas de 0.1.

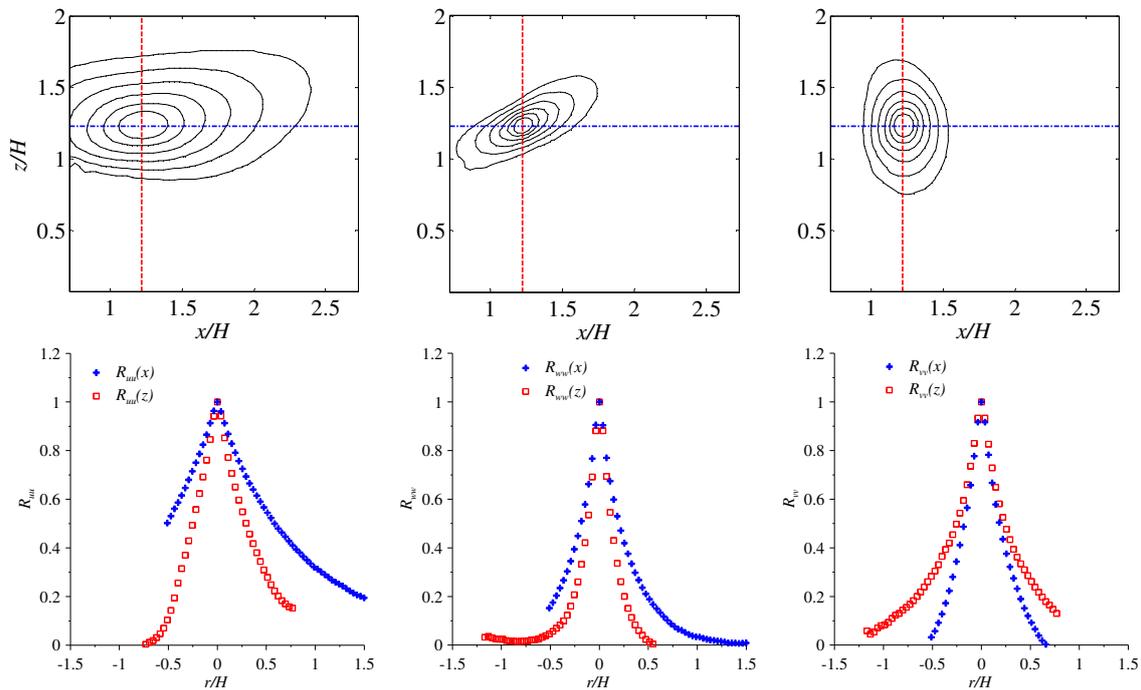


FIGURE 5.29 – Corrélations doubles de vitesse au point 2. Les lignes d'iso-corrélation sont tracées pour des valeurs allant de 0.3 à 0.8 par pas de 0.1.

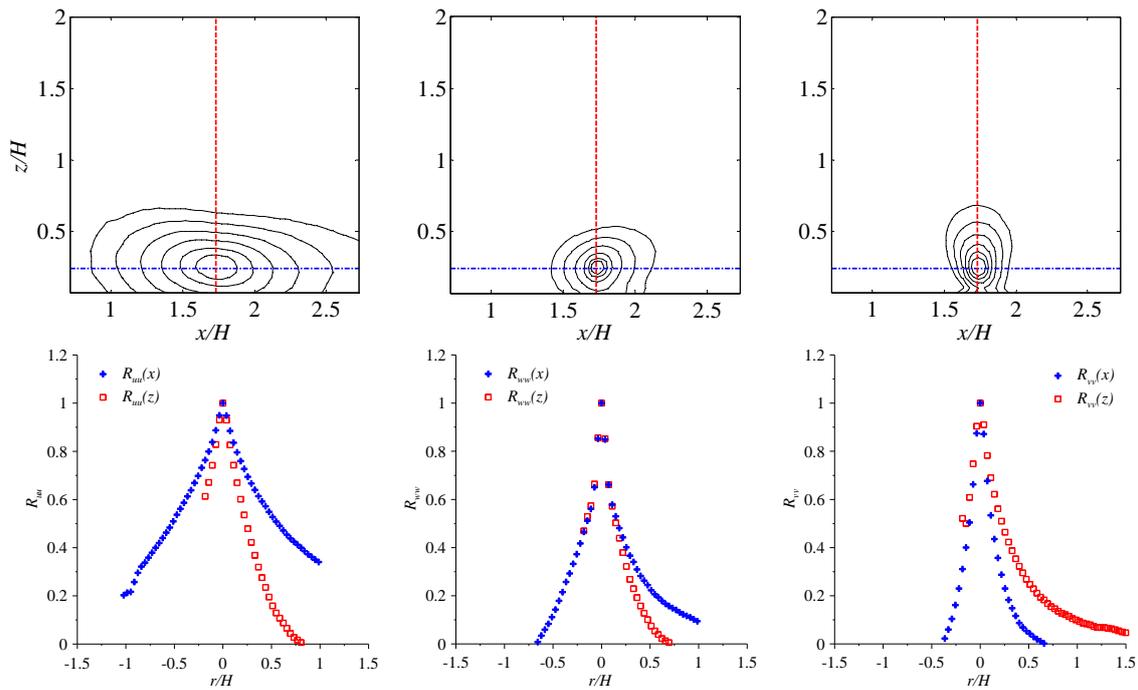


FIGURE 5.30 – Corrélations doubles de vitesse au point 3. Les lignes d'iso-corrélation sont tracées pour des valeurs allant de 0.3 à 0.8 par pas de 0.1.

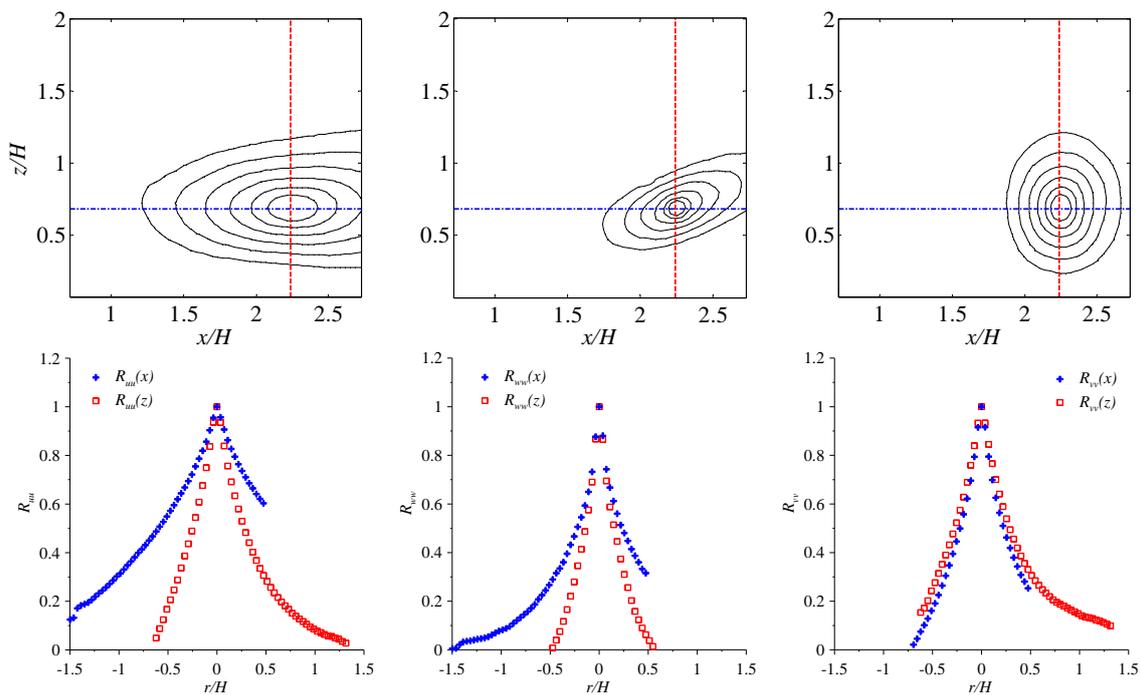


FIGURE 5.31 – Corrélations doubles de vitesse au point 4. Les lignes d'iso-corrélation sont tracées pour des valeurs allant de 0.3 à 0.8 par pas de 0.1.

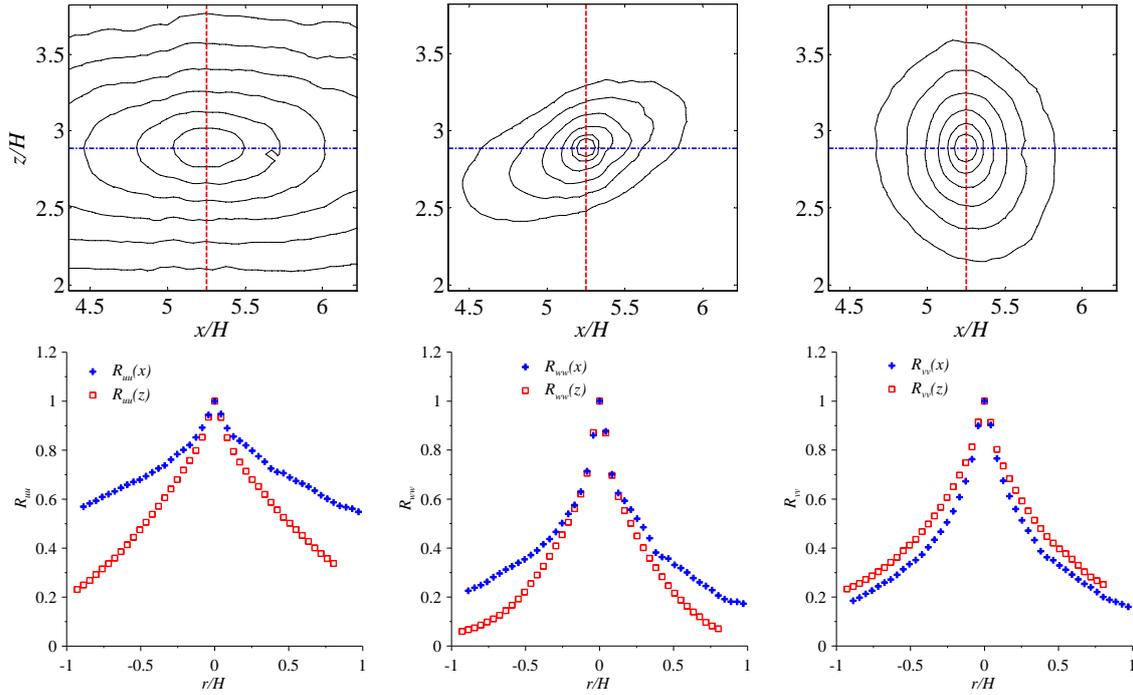


FIGURE 5.32 – Corrélations doubles de vitesse au point 5. Les lignes d'iso-corrélation sont tracées pour des valeurs allant de 0.3 à 0.8 par pas de 0.1.

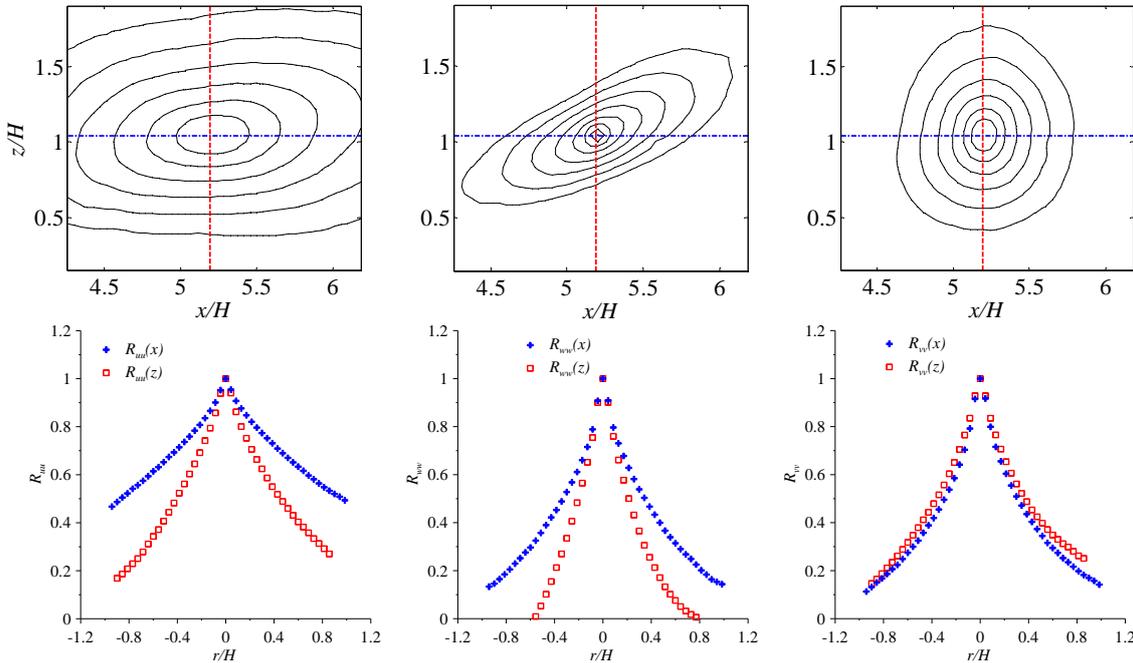


FIGURE 5.33 – Corrélations doubles de vitesse au point 6. Les lignes d'iso-corrélation sont tracées pour des valeurs allant de 0.3 à 0.8 par pas de 0.1.

À partir de ces résultats nous pouvons déterminer les échelles intégrales de longueur L_{uu} , L_{wv} et L_{vv} dans les directions $r = x$ et $r = z$, que nous avons définies dans la section 1.2.3, comme :

$$L_{ii,r} = \int_0^{\infty} R_{ii}(\mathbf{x}, \mathbf{r}) d\vec{x}$$

Afin de réduire les incertitudes dues à l'estimation numérique de l'intégrale, nous supposons que le coefficient de corrélation suit une loi exponentielle du type :

$$R_{ii}(\mathbf{x}, \mathbf{r}) = e^{-|r|/\Lambda_{ii}} \quad (5.6)$$

puis nous cherchons à estimer Λ_{ii} pour laquelle $R_{ii} \sim e^{-1}$ (Tritton, 1974). En ajustant l'équation 5.6 à nos données suivant x et z , nous pouvons déterminer $L_{uu,x}$, $L_{uu,z}$, $L_{ww,x}$, $L_{ww,z}$, $L_{vv,x}$ et $L_{vv,z}$. Les figures 5.34, 5.35 et 5.36 présentent les différents résultats. Nous avons également représenté sur la figure 5.35, le résultat de l'estimation de $L_{ww,CL}$ dans l'écoulement de couche limite (section 3.4). On observe que juste après l'obstacle, en $x = 1.5H$, l'échelle de longueur verticale L_{ww} est approximativement de même intensité en couche limite que dans notre configuration actuelle, ce qui signifierait qu'à cette position, la taille des structures turbulentes suivant z n'est pas affectée par la présence de l'obstacle. En s'éloignant de ce dernier ($x \geq 3H$), on observe près du sol une augmentation progressive de $L_{ww,z}$, pour atteindre $L_{ww,z} = 0.2\delta$ en $x = 7H$, augmentant ainsi l'écart avec l'estimation faite dans la couche limite. Notons également que loin de la paroi ($z \geq 2H$) nous retrouvons les mêmes valeurs entre $L_{ww,z}$ et $L_{ww,CL}$, indiquant qu'à cette hauteur, la perturbation due à l'obstacle sur les structures turbulentes devient négligeable. À travers ces figures, nous observons également que $L_{ww,z}$ est environ 2 fois inférieure à $L_{uu,z}$ et $L_{vv,z}$, et que les valeurs de $L_{uu,x}$ sont approximativement 2 fois plus élevées que celles de $L_{vv,x}$ et $L_{ww,x}$. Ces observations sont une déduction logique des observations des corrélations doubles de vitesse observées sur les figures 5.28 à 5.33.

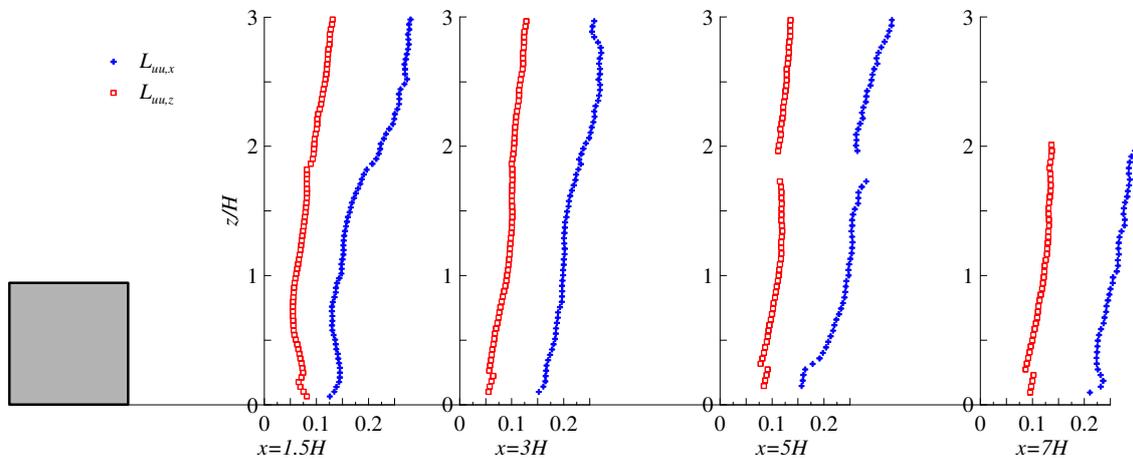


FIGURE 5.34 – Évolution des échelles intégrales : $L_{uu}(x)/\delta$ (croix bleue) et $L_{uu}(z)/\delta$ (carré rouge).

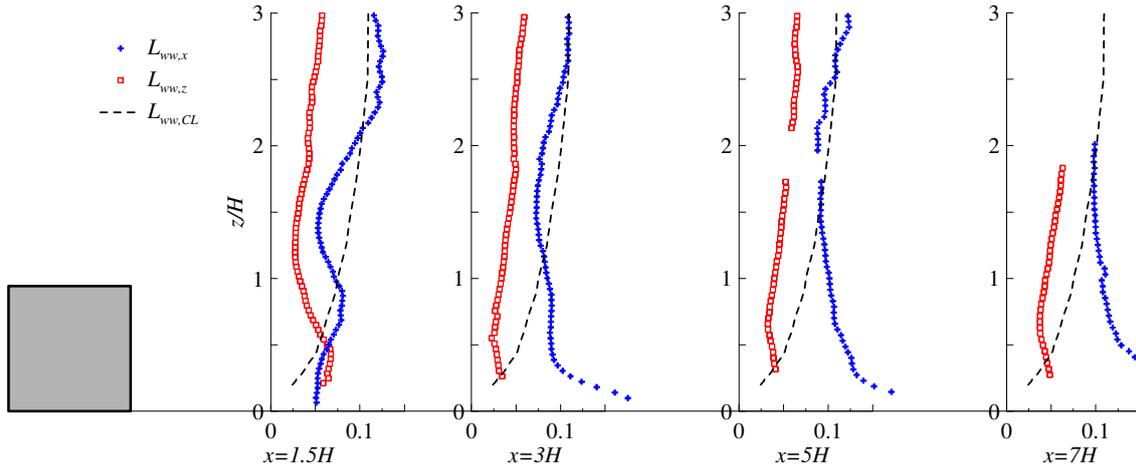


FIGURE 5.35 – Évolution des échelles intégrales : $L_{ww}(x)/\delta$ (croix bleue), $L_{ww}(z)/\delta$ (carré rouge) et L_{CL}/δ (courbe noire).

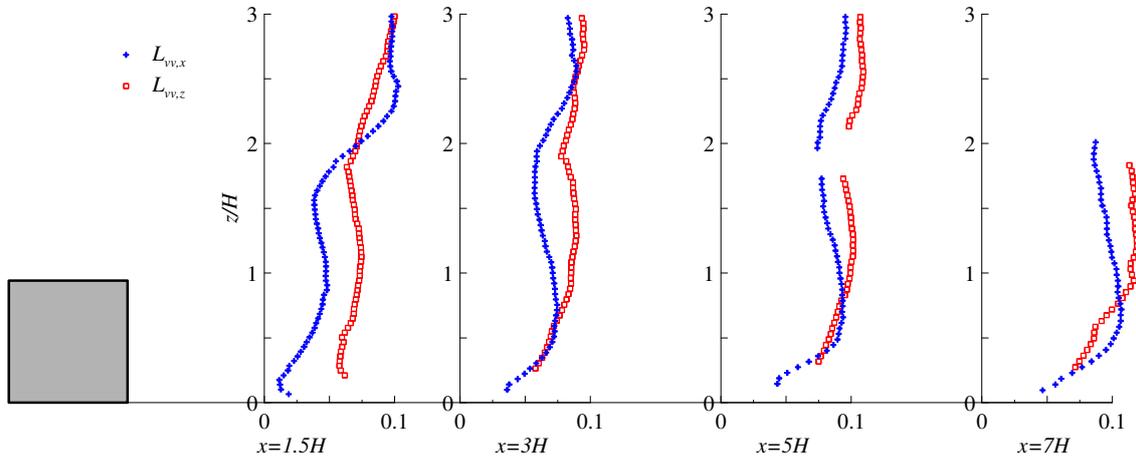


FIGURE 5.36 – Évolution des échelles intégrales : $L_{vv}(x)/\delta$ (croix bleue) et $L_{vv}(z)/\delta$ (carré rouge).

Nous avons également voulu vérifier si nous pouvions avoir une estimation de ces échelles à l'aide de sa forme simplifiée, c'est à dire en considérant que la turbulence est isotrope (équation 1.20) :

$$L_{iso} = C \frac{k^{3/2}}{\varepsilon}$$

Pour cela, nous avons tracé les résultats, aux positions $x = 1.5H$, $x = 3H$, $x = 5H$ et $x = 7H$, de $L_{ii,x}$ et $L_{ii,z}$ en fonction de $k^{3/2}/\varepsilon_R$. Les résultats sont représentés sur les figures 5.37a et 5.37b. On constate que la dispersion des points est trop importante, et donc qu'il est impossible de réaliser une régression linéaire entre $L_{ii,r}$ et $k^{3/2}/\varepsilon_R$. Ce type d'estimation de l'échelle intégrale, n'est donc pas adapté dans notre configuration.

5.2 Analyse des constantes C_μ et σ_k du modèle $k - \varepsilon$

À partir des données expérimentales issues des mesures PIV, nous avons estimé la valeur des constantes C_μ et σ_k utilisées dans le modèle $k - \varepsilon$, qui ont pour valeurs standards $C_\mu = 0.09$ et $\sigma_k = 1$

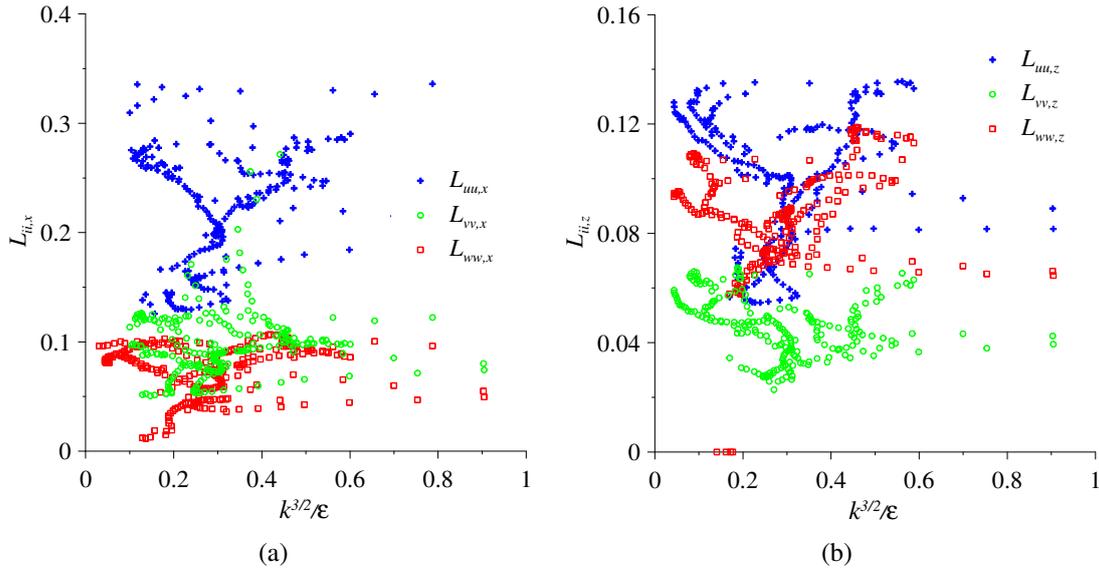


FIGURE 5.37 – Vérification de l'existence d'une loi linéaire entre $L_{ii,x}$ et $k^{3/2}/\epsilon_R$ (a) et entre $L_{ii,z}$ (b) et $k^{3/2}/\epsilon_R$. Les données représentées correspondent à l'ensemble des points de mesure aux positions $x = 1.5H$, $x = 3H$, $x = 5H$ et $x = 7.5H$.

(section 1.4.2). Nous réalisons cette étude, de manière distincte, dans les 3 zones du domaine qui ont été définies dans la figure 5.27 de la section 5.1.5, c'est à dire :

- Zone I : zone de re circulation,
- Zone II : zone de forte production, (P environ supérieur à 10% de la production P maximale),
- Zone III : zone de l'écoulement externe.

La figure 5.38 représente $v_t^{def} = -\frac{\overline{u'w'}}{\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial x}}$ en fonction de $\frac{k^2}{\epsilon_R}$ accompagné de la valeur de référence $C_\mu = 0.09$ et d'une zone illustrant un écart relatif de $\pm 30\%$ autour de cette valeur. La figure 5.39 représente 4 profils verticaux de ce coefficient. Nous constatons que, dans les zones de re circulation et de forte production (zone I et II), la valeur par défaut est une bonne estimation à $\pm 30\%$, alors que dans la zone externe III, aucune tendance claire ne peut être déduite. Cela peut s'expliquer par le fait que dans cette partie du domaine, les valeurs de k et de ϵ_R sont très proches de 0 et donc que leurs rapports divergent. Afin d'avoir une idée générale de la variation de ce coefficient, la figure 5.40 montre une cartographie de la valeur absolue de l'écart relatif entre notre estimation de C_μ et la valeur 0.09 du modèle $k - \epsilon$ (0 : représentant un accord parfait et 1 : un écart de 100%). Notons que c'est une représentation en valeur absolue et donc qu'à partir de cette figure, nous ne pouvons pas en déduire une sur-évaluation ou une sous-évaluation de ce coefficient, le but étant uniquement de distinguer les parties du domaine où la valeur par défaut est adaptée et celles où elle ne l'est pas. On constate à nouveau que la valeur $C_\mu = 0.09$ est acceptable à $\pm 50\%$ et même $\pm 30\%$ dans les zones II et la partie supérieur de la zone I.

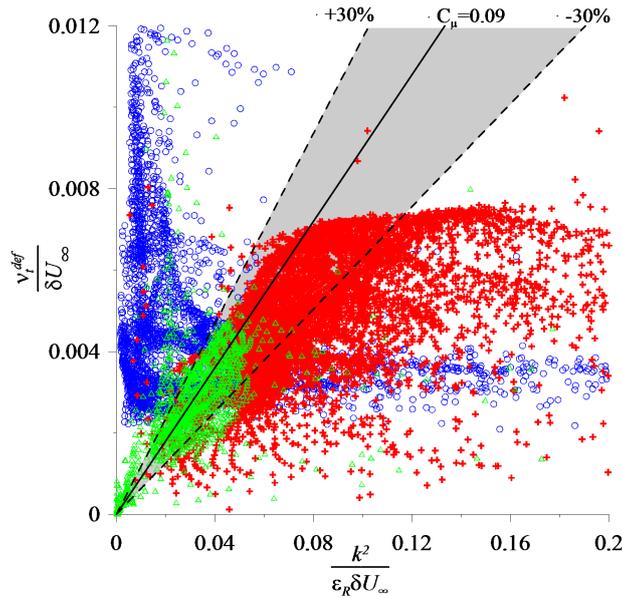


FIGURE 5.38 – Détermination de C_μ . Les triangles verts représentent la zone I, les croix rouges représentent la partie centrale II et les ronds bleus les points de mesures dans l'écoulement externe III.

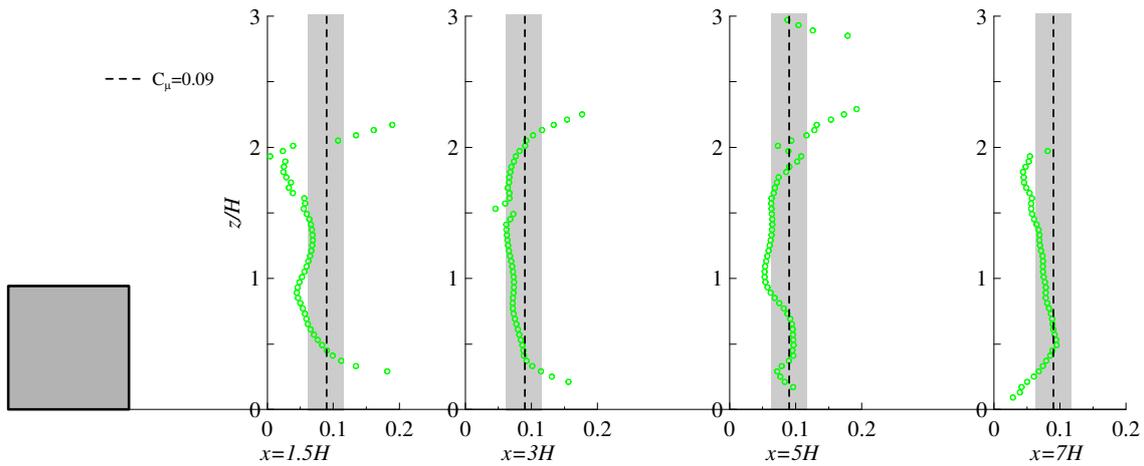


FIGURE 5.39 – Évolution verticale de C_μ . Les parties en gris représentent la zone $\pm 30\%$ par rapport à $C_\mu = 0.09$.

Le même travail a été réalisé pour le coefficient σ_k . Comme nous l'avons rappelé dans la section 1.4.2, le modèle $k - \epsilon$ modélise le terme de transport T à l'aide d'un modèle de diffusion suivant la relation :

$$\frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i u'_j} = -v_t \frac{\partial k}{\partial x_j} \quad (5.7)$$

Cette équation est ensuite corrigée à l'aide d'un coefficient σ_k afin de prendre en compte l'effet du terme de corrélation pression-vitesse Ψ . Nous obtenons alors :

$$\frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i u'_j} + \frac{1}{\rho} \overline{p' u'_j} = -\frac{v_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \quad (5.8)$$

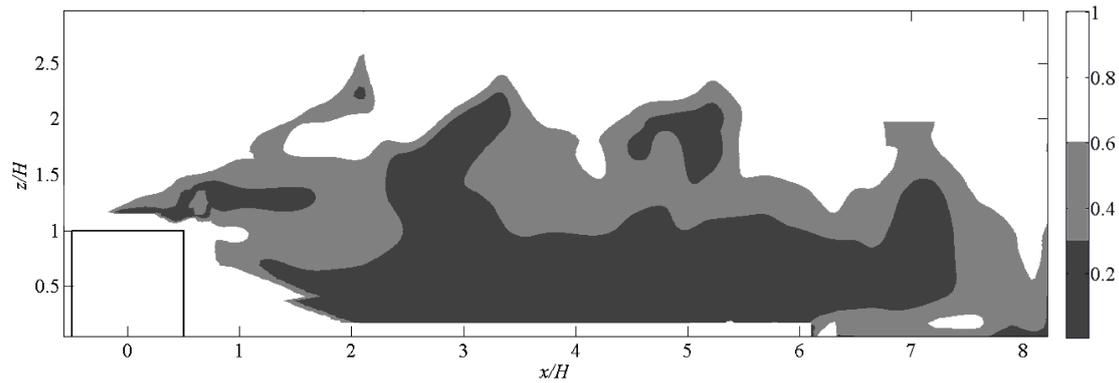


FIGURE 5.40 – Valeur absolue de l'écart relatif entre l'estimation de C_μ et la valeur $C_\mu = 0.09$. Les zones grises foncées, grises claires et blanches, représentent respectivement les intervalles 0-30%, 30-60% et >60% d'écarts relatifs.

Nous avons donc réalisé une détermination de σ_k , tout d'abord en négligeant les corrélations de pression-vitesse, puis en prenant en compte leurs effets à travers la relation de Lumley (1978) (section 5.1.3).

Sur les figures 5.41a et 5.42, on voit clairement qu'en négligeant le terme $\overline{u'_i p'}$, la valeur de $\sigma_k = 1$, n'est adaptée pour aucune des zones. À partir de nos données expérimentales nous avons donc réalisé une régression linéaire et déterminé pour valeur $\sigma_k = 0.38$ (figure 5.41a). La zone grise représente la variation de $\pm 30\%$ autour de cette dernière valeur. Tout comme pour C_μ , nous avons tracé à titre indicatif (figure 5.43) une cartographie de la valeur absolue de l'écart relatif entre nos mesures (en négligeant le terme de corrélation pression-vitesse) et $\sigma_k = 0.38$. Les valeurs 0.3 et 1.63 représentent respectivement $\pm 30\%$ et $\pm 163\%$ (+163% correspondant à $\sigma_k = 1$) d'écart par rapport à $\sigma_k = 0.38$. La zone à très fort écart (> 1.63), à hauteur de l'obstacle et pour $x > 3H$, est due à un passage, aussi bien de T_z que de $\frac{\partial k}{\partial z}$, par des valeurs nulles.

La figure 5.41b représente la détermination de σ_k , cette fois-ci en tenant compte du terme de pression-vitesse, à travers la modélisation de Lumley (1978). La nouvelle valeur $\sigma_k = 0.54$, montre à nouveau l'impact non négligeable de cette modélisation.

Comme nous l'avons signalé dans la section 5.1.3, la modélisation des effets des corrélations pression-vitesse par la formulation de Lumley (1978) n'est pas toujours vérifiée, puisque suivant les configurations étudiées, l'opposition de signe n'est pas systématique, et que sa contribution de 40% n'est pas toujours justifiée. Afin de confirmer cette observation, il serait donc nécessaire de déterminer cette corrélation par mesure PIV rapide, comme l'a réalisé Haigermoser (2009) dans l'étude d'une cavité en se basant sur les travaux de Liu and Katz (2006) (travail qui ne sera pas réalisé durant ces travaux de thèse).

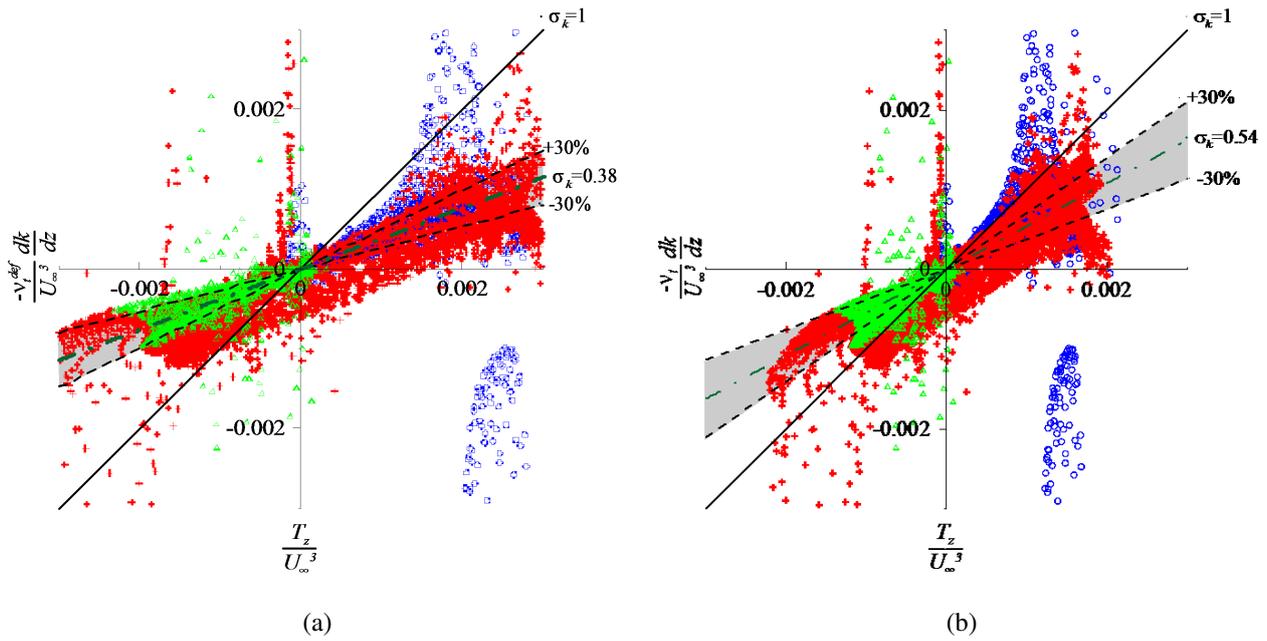


FIGURE 5.41 – Détermination de σ_k , en négligeant le terme $\overline{u_i'p'}$ (a) et en le prenant en compte à travers la modélisation de Lumley (1978) (b). Les triangles verts représentent la zone I, les croix rouges représentent la partie centrale II et les ronds bleus les points de mesures dans l'écoulement externe III.

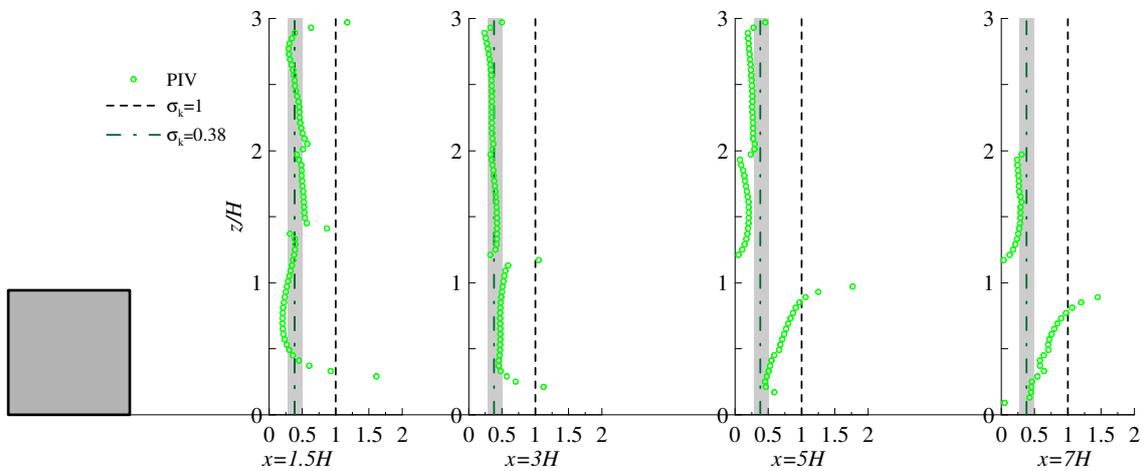


FIGURE 5.42 – Évolution spatiale de σ_k en négligeant les termes de corrélation pression-vitesse.

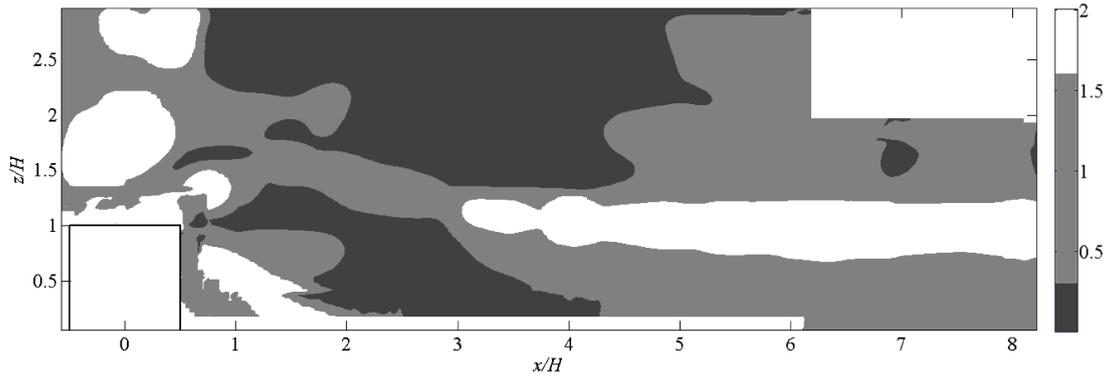


FIGURE 5.43 – Valeur absolue de l'écart relatif entre l'estimation de σ_k et $\sigma_k = 0.38$, en négligeant les termes de corrélation pression-vitesse. Les zones grises foncées, grises claires et blanches, représentent respectivement les intervalles 0-30%, 30-163% et >163% d'écarts relatifs.

5.3 Comparaisons avec les résultats issus d'une simulation $k - \varepsilon$ complète.

À travers les figures 5.44 à 5.48, nous allons comparer les résultats de simulations réalisées à l'aide des logiciels Fluent et Code_Saturne utilisant le modèle de fermeture $k - \varepsilon$, avec nos résultats présentés précédemment. Dans un souci de lisibilité des graphiques, nous représenterons uniquement nos mesures PIV.

Nous pouvons observer sur la figure 5.44 une bonne reproduction de la vitesse longitudinale par le modèle et plus particulièrement une bonne détermination de la longueur de la zone de recirculation égale à environ $6H$. On notera tout de même des résultats légèrement meilleurs proches du sol avec le logiciel Code_Saturne. La figure 5.45 représentant l'évolution de la vitesse verticale W affiche des différences non négligeables juste en aval de l'obstacle, sur le profil à $x = 1.5H$. En effet, même si le modèle reproduit bien la forme du profil, pour $z < 2H$, il peut sous-estimer entre 30% (Code_Saturne) et 50% (Fluent) cette composante de la vitesse par rapport à nos mesures. Toutefois, en s'éloignant de l'obstacle, on constate que très rapidement ($x \geq 3H$) ces grandes différences ont disparu.

La figure 5.46 présente les résultats concernant l'énergie cinétique turbulente k . Nous pouvons noter que la forme du profil est relativement bien reproduite dans l'ensemble. Cependant, on relèvera que les résultats issus du logiciel Code_Saturne présentent une forte sous-estimation de l'intensité de k , directement en aval de l'obstacle, pouvant aller jusqu'à 25-30%. Ces différences diminuent avec l'éloignement de l'obstacle pour devenir négligeables en $x = 7H$. On notera également que les résultats issus de la modélisation Fluent présentent quelques différences locales. Tout d'abord en $x = 1.5H$ et $z = 2H$ la décroissance de k est moins accentuée que dans nos mesures puis la valeur maximale de cette grandeur pour les profils en $x = 3H$ et $x = 5H$ est sous-estimée de 10 à 15%.

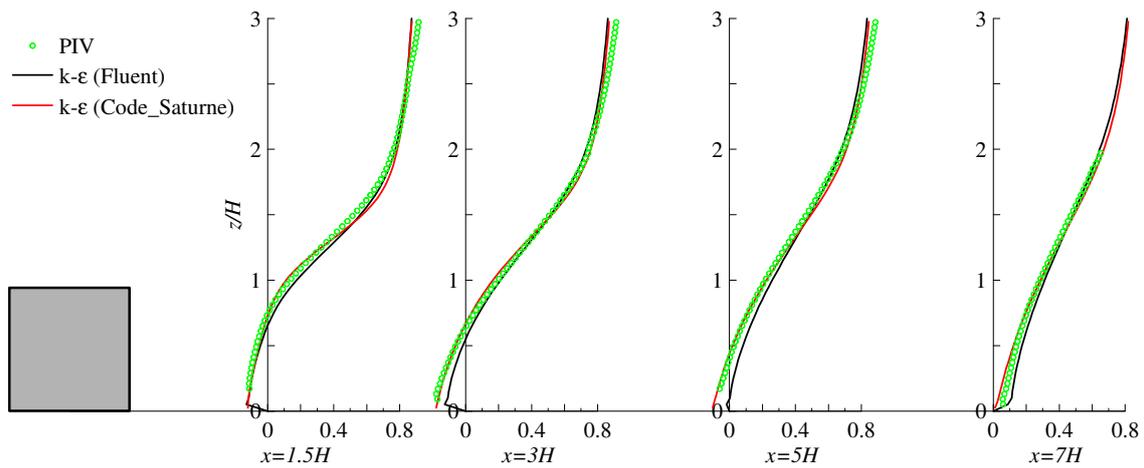


FIGURE 5.44 – Comparaison de la vitesse moyenne longitudinale U/U_∞ entre nos mesures (PIV) et la modélisation RANS ($k - \epsilon$).

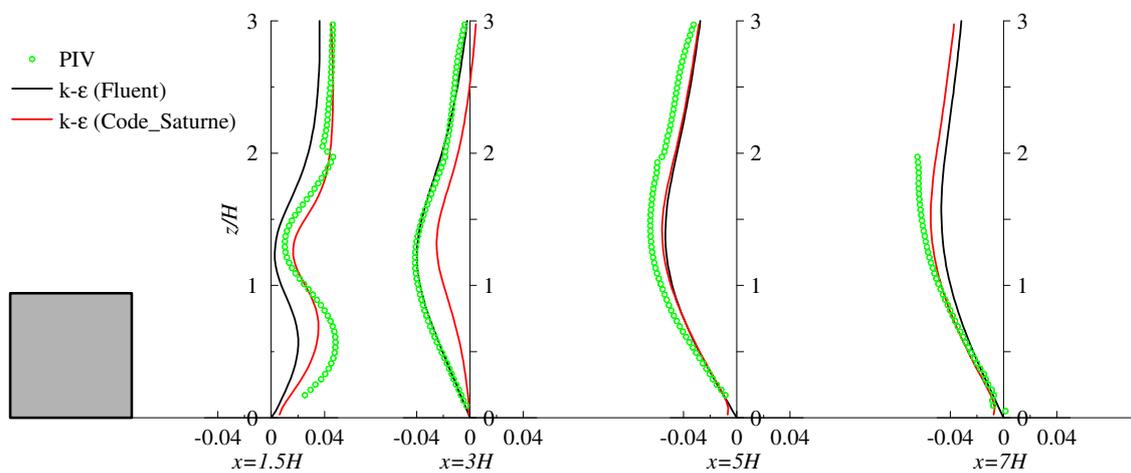


FIGURE 5.45 – Comparaison de la vitesse moyenne verticale W/U_∞ entre nos mesures (PIV) et la modélisation RANS ($k - \epsilon$).

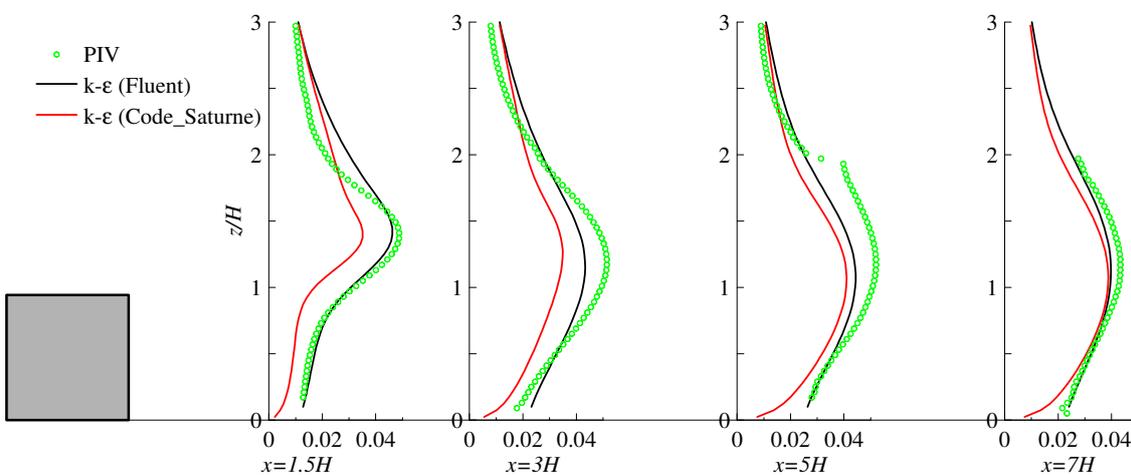


FIGURE 5.46 – Comparaison de l'énergie cinétique k/U_∞^2 entre nos mesures (PIV) et la modélisation RANS ($k - \epsilon$).

Comparons à présent le taux de dissipation ε et la viscosité turbulente ν_t . Nous pouvons observer sur la figure 5.47 que pour $x \geq 3H$ la modélisation reproduit bien les valeurs de ε , alors que juste en aval de l'obstacle ($x = 1.5H$ et $H \leq z \leq 2H$) on voit que que l'évaluation de la dissipation de l'ECT est surestimée jusqu'à 30% avec les simulations Fluent et jusqu'à 25% avec celles du logiciel Code_Saturne.

La figure 5.48, représentant la comparaison de la viscosité turbulente ν_t , montre un bon accord entre les modélisations et nos mesures dans la partie basse des profils ($z < 2H$), mais présente une surestimation des simulations dans la partie haute et loin de l'obstacle ($x \geq 3H$ et $z > 2H$). Cela s'explique par les observations que nous avons faites dans la figure 3.2, où nous avons mis en évidence la limitation du modèle $k - \varepsilon$ à bien reproduire la viscosité turbulente dans un écoulement de couche limite provenant de la valeur trop forte de la constante C_μ . Sur la figure 3.9 lorsque nous nous situons en $z = 0.36\delta$, où l'on observe une forte surestimation de ν_t par le modèle, ce qui équivaut à notre position $z = 2H$ sur la figure 5.48 où l'on observe également cette surestimation. Nous pouvons donc dire que dans cette partie du domaine, l'impact de la présence de l'obstacle sur l'écoulement n'est plus prépondérant sur l'écoulement externe, comme c'est le cas dans les autres zones.

La comparaison entre nos mesures et les résultats des simulations numériques (Fluent et Code_Saturne) demanderait un examen plus fin et plus poussé en analysant, par exemple, les autres termes de l'équation de l'énergie cinétique turbulente. Cependant celle-ci ne sera pas effectuée au cours de ce travail de thèse.

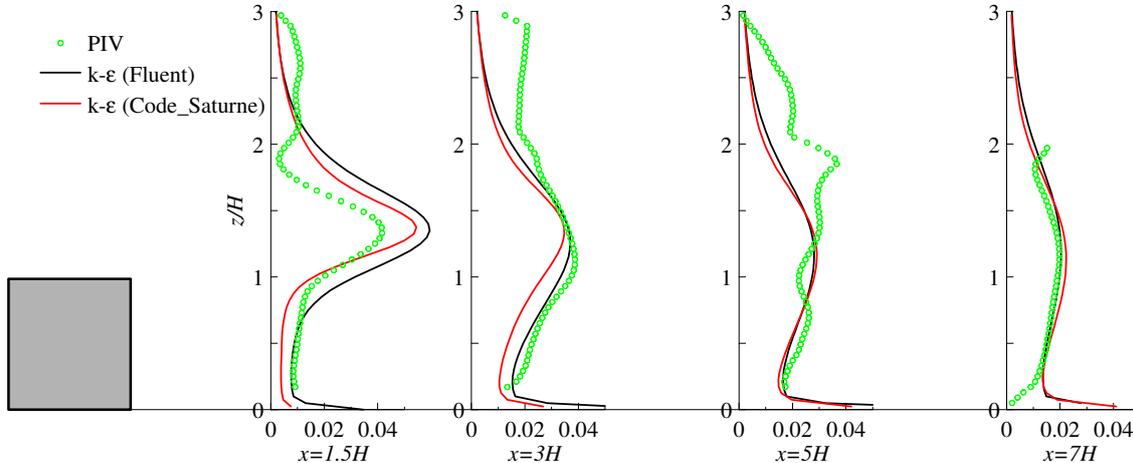


FIGURE 5.47 – Comparaison du taux de dissipation de l'ECT $\varepsilon \cdot \delta / U_\infty^3$ entre nos mesures (PIV) et la modélisation RANS ($k - \varepsilon$).

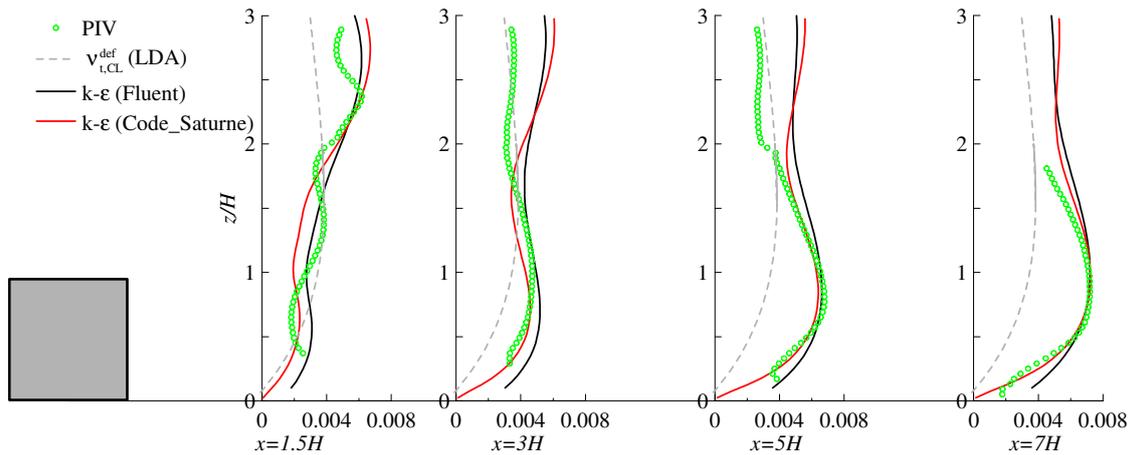


FIGURE 5.48 – Comparaison de la viscosité turbulente $v_t/(\delta \cdot U_\infty)$ entre nos mesures (PIV) et la modélisation RANS ($k - \varepsilon$). La courbe en pointillés gris représente les valeurs au sein de la couche limite

Conclusion : L'analyse de la dynamique d'un écoulement autour de l'obstacle bidimensionnel a permis de mettre en évidence la bonne cohérence de nos principales statistiques d'écoulement avec celles de l'expérience de Vinçont et al. (2000) réalisée dans une configuration similaire. Nous avons ensuite réalisé une étude portant sur la détermination des différents termes de l'équation évolutive de k , de la viscosité turbulente v_t ainsi que des corrélations doubles de vitesse, qui nous ont permis d'estimer les paramètres caractéristiques de la dynamique de l'écoulement.

À partir de l'évaluation des différents termes de l'équation de l'ECT, nous avons pu estimer le taux de dissipation de k , comme le résidu de cette équation. La réalisation d'une étude de sensibilité portant sur la contribution des termes de corrélation entre la vitesse et la pression, en les modélisant comme $-2/5$ des termes de transport (modèle proposé par Lumley (1978)), affiche clairement une influence non négligeable de cette modélisation sur les résultats de ε . Cependant, à travers des études présentées par Kim et al. (1987) et Rogers and Moser (1994) nous ne pouvons pas considérer que cette modélisation est pleinement et systématiquement justifiée, c'est pourquoi nous avons fait le choix de négliger la contribution de ce terme dans la suite de notre analyse. Nous avons également montré, en confrontant l'estimation de ε issue de l'équation de l'ECT avec d'autres méthodes, basées sur l'isotropie de la turbulence ainsi que l'hypothèse de Taylor, que ces deux dernières approches ne sont pas applicables dans le sillage d'un obstacle.

Nous avons poursuivi notre analyse en évaluant le modèle $k - \varepsilon$ et plus particulièrement en montrant que la valeur du coefficient $C_\mu = 0.09$ apparaît plus adaptée dans la configuration avec l'obstacle que dans l'écoulement de couche limite (section 3.3). De plus, une étude de sensibilité, portant sur la détermination de la constante σ_k , indique une contribution non négligeable des termes de corrélation entre la vitesse et la pression dans le sillage de l'obstacle.

Nous avons fini par réaliser une comparaison de nos mesures expérimentales avec les résultats issus des simulations RANS, mettant en œuvre le modèle $k - \varepsilon$ et réalisés à l'aide des logiciels Fluent et Code_Saturne. Ces comparaisons nous ont permis de montrer que malgré quelques écarts avec les mesures, la modélisation RANS reproduit de manière satisfaisante la dynamique de l'écoulement.

Nous allons maintenant étudier la dispersion d'un polluant dans cette configuration, à partir d'une source linéique placée au sol.

6 Dispersion en aval de l'obstacle bidimensionnel

Introduction : Nous finirons ces travaux par l'étude de la dispersion d'un polluant à partir d'une source placée en $x = 1.5H$ au sol et en aval de l'obstacle (représentée dans les graphiques par un point rouge). Sauf mention contraire, les grandeurs seront adimensionnées par $U_\infty = 6.33m/s$, $\delta = 0.55m$ et $c_s = \frac{Q_{et}^L}{10^{-6}U_\infty\delta}$ où Q_{et}^L représente le débit d'éthane par unité de largeur, et ces adimensionnements seront signifiés par la présence d'une étoile * à côté de la grandeur. Seul le repère géométrique sera adimensionné par la hauteur de l'obstacle H . Toutes ces données sont illustrées sur la figure 6.1. Notons également qu'en raison du positionnement de la source de polluant en $x = 1.5H$, nous ne tracerons plus le profil vertical à cette position, mais en $x = H$.

Rappelons que l'objectif scientifique de cette étude est de réaliser des mesures fines des flux turbulents de masse $\overline{u'_i c'_i}$ afin de pouvoir tester différents modèles de fermeture de l'équation d'advection-diffusion (équation 1.26) et de l'équation de la variance de concentration (équation 1.28). Nous attacherons une importance à comparer nos résultats expérimentaux avec l'expérience de Vinçont et al. (2000) réalisée dans une configuration très proche.

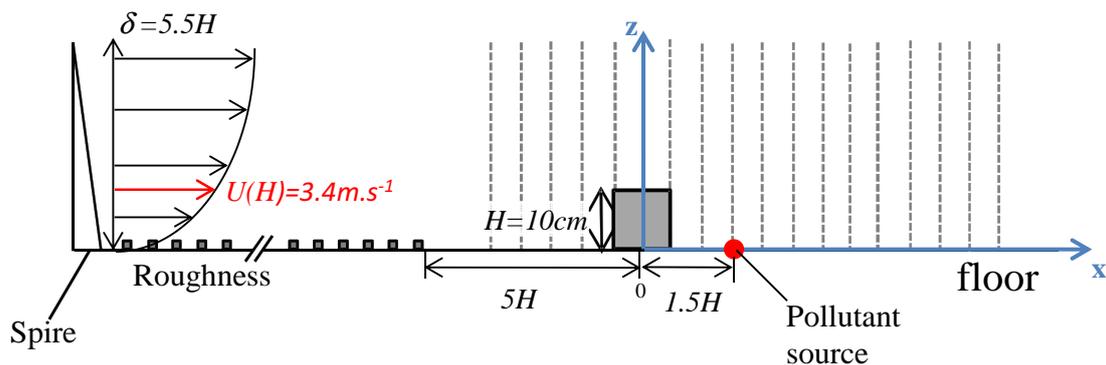


FIGURE 6.1 – Configuration géométrique avec l'obstacle et la source de polluant.

6.1 Étude des principales statistiques sur la concentration

L'étude des principales statistiques concernant la concentration commencera par une présentation générale du phénomène de dispersion en aval de l'obstacle, accompagnée d'une comparaison de nos résultats à ceux de l'expérience similaire de Vinçont et al. (2000), avant de poursuivre par une description de la PDF de concentration à l'aide d'une loi analytique et nous finirons par une analyse de l'évolution spatiale des moments statistiques d'ordre 3 et 4 de la concentration.

6.1.1 Évolution spatiale des champs de la moyenne et de la variance de concentration

La figure 6.2 présente une cartographie de la concentration moyenne adimensionnée C^* , représentant la dispersion de polluant à partir de la source placée au sol en $x = 1.5H$. Dans la zone de recirculation, nous pouvons observer que le polluant est transporté à partir de la source vers l'obstacle, puis

remonte le long de la face aval jusqu'au sommet, avant d'être entraîné le long de la frontière de la zone de recirculation. À ce niveau, le polluant est soit transféré vers l'écoulement externe, soit il reste piégé dans la zone de recirculation. On notera également qu'une partie du polluant est transportée jusque dans la recirculation qui se situe au-dessus de l'obstacle.

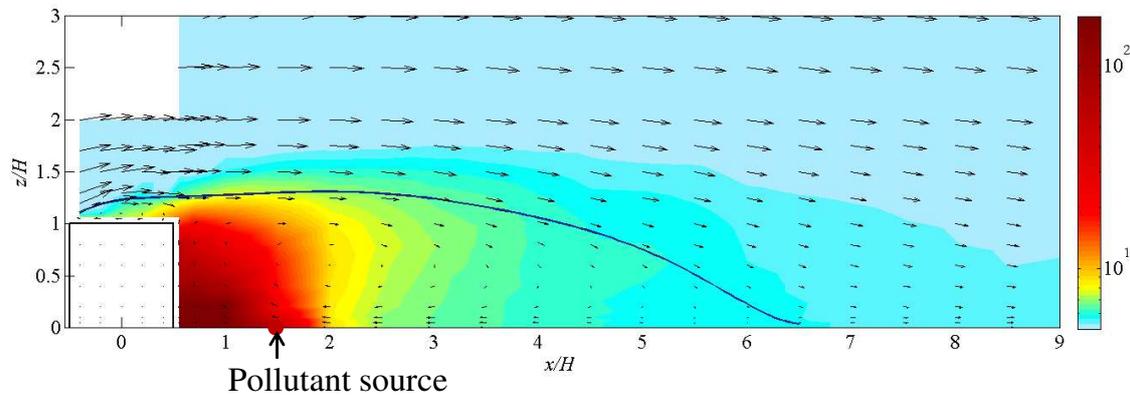


FIGURE 6.2 – Cartographie de C^* (en échelle log). Le champ de vitesse est symbolisé par les flèches noires et la ligne continue bleue foncée correspond à la frontière de la zone de recirculation.

Nous allons maintenant nous intéresser aux évolutions verticales de la moyenne C et de la variance $\overline{c'^2}$ de la concentration. La figure 6.3 présente les mesures de la concentration moyenne adimensionnée C^* . On y retrouve bien les différents phénomènes que nous venons d'observer à partir de la cartographie 6.2 de C^* . Sur cette figure, nous avons également représenté un découpage arbitraire du domaine en trois zones, dont les frontières sont représentées par des lignes continues noires. Ces 3 sous-domaines sont caractérisés par :

- Zone I' : recirculation de l'écoulement,
- Zone II' : diffusion de la concentration issue I' vers III',
- Zone III' : écoulement contenant moins de 1% de la concentration maximale.

Rqs : Ici la zone I' représente la zone de recirculation complète et non à la moitié de cette écoulement comme c'était le cas pour l'analyse de la dynamique de l'écoulement. La zone III' est identique à la III.

La figure 6.4 décrit l'évolution de la variance de concentration adimensionnée $\overline{c'^2}^*$ dans le sillage de l'obstacle. On observe qu'entre l'obstacle et la source de polluant ($0.5H < x < 1.5H$), le maximum de l'intensité des fluctuations est très élevé et se situe au niveau du sol, reflétant la proximité de la source et le sens de l'écoulement. Passé le positionnement de la source ($x > 1.5H$), on constate tout d'abord une diminution des valeurs de $\overline{c'^2}^*$ de 2 ordres de grandeur, passant de 10^4 à 10^2 , puis dans un second temps que le maximum se situe dans la zone de fort cisaillement, c'est à dire dans la zone II'. Cela traduit un échange important entre l'écoulement très chargé en polluant de la zone de recirculation (I') et l'écoulement externe non pollué.

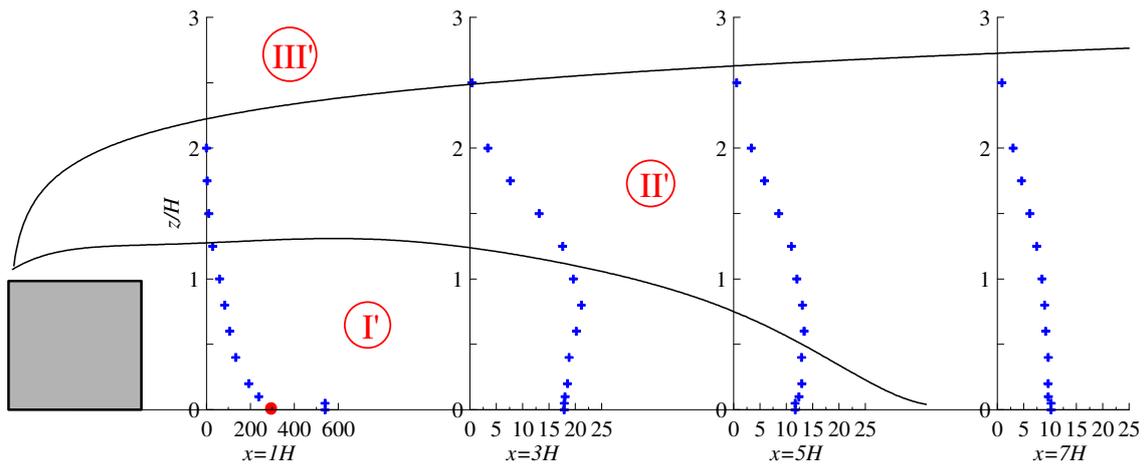


FIGURE 6.3 – Évolution spatiale de C^* . Les courbes continues noires représentent les frontières d'un découpage arbitraire du domaine.

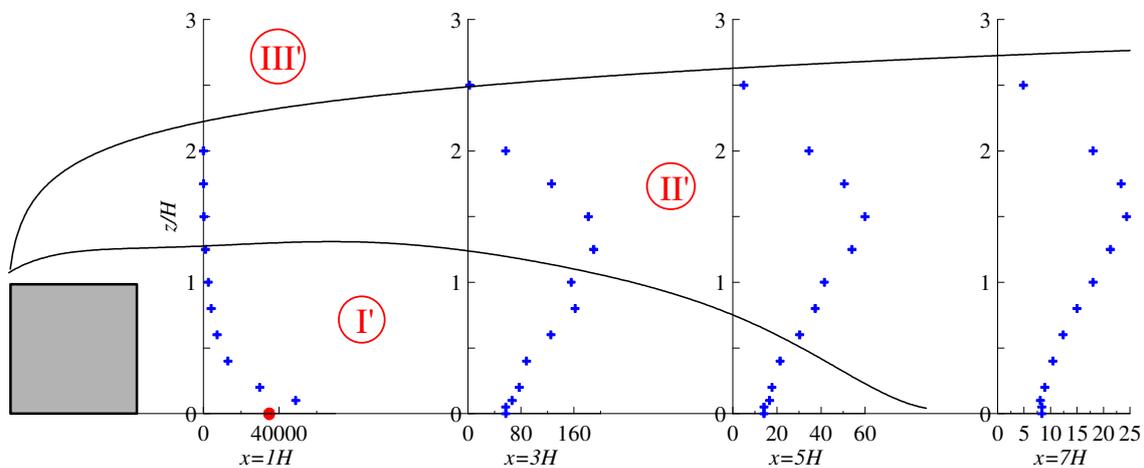
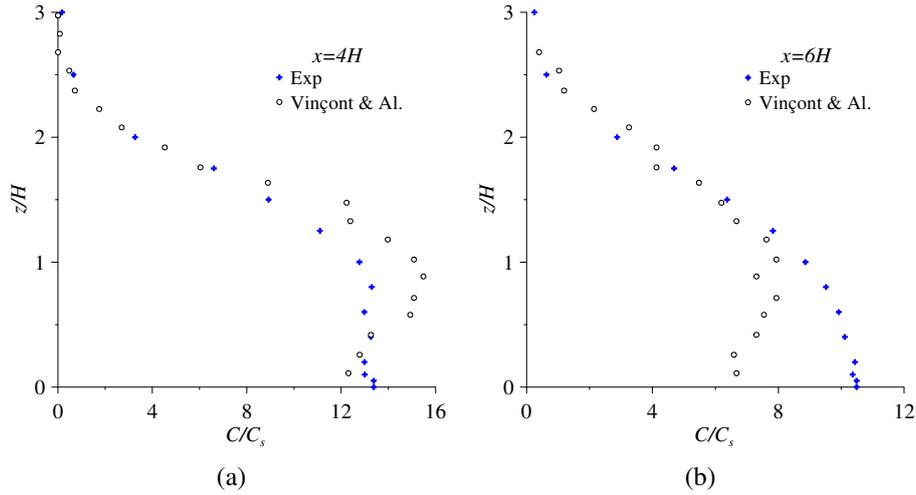
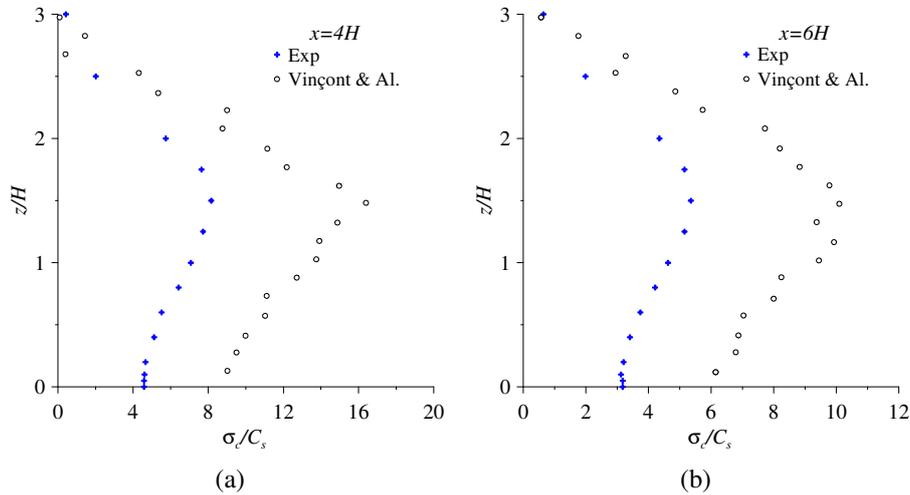


FIGURE 6.4 – Évolution spatiale de $\overline{c'^2}^*$. Les courbes continues noires représentent les frontières d'un découpage arbitraire du domaine.

Comme pour la dynamique de l'écoulement, nous avons comparé nos résultats à ceux de Vinçont et al. (2000). La figure 6.5 présente la comparaison de la concentration moyenne C^* pour les positions $x = 4H$ (a) et $x = 6H$ (b). Nous observons que sur la partie haute des profils ($z \geq 1.5H$) la correspondance des mesures est très bonne, alors que sur la partie basse ($z \leq 1.5H$) il existe des différences. En effet, pour les mesures de Vinçont et al. (2000) on constate la présence d'un maximum pour C^* en $z = H$, alors que nos mesures présentent jusqu'en $z = H$ des concentrations moyennes constantes (a), ou décroissant légèrement (b). Ces différences d'évolution des profils entraînent des écarts relatifs entre nos résultats, allant jusqu'à 25% en $x = 4H$ (a) et jusqu'à 40% en $x = 6H$ (b). Ces observations peuvent s'expliquer à l'aide de l'analyse que l'on a réalisée à partir de la figure 5.7, dans la section 5.1.1. Nous avons alors montré des différences au niveau de la dynamique de l'écoulement, dans la zone de recirculation. Les champs de vitesse n'étant pas les mêmes, il est normal que la dispersion du polluant en soit affectée.

La figure 6.6 présente la comparaison de l'écart type de concentration σ_{c^*} , pour les positions $x = 4H$ (a) et $x = 6H$ (b). On observe cette fois-ci que la forme des profils est identique mais que

FIGURE 6.5 – Comparaison de la concentration moyenne en $x = 4H$ (a) et en $x = 6H$ (b)FIGURE 6.6 – Comparaison de l'écart type de concentration en $x = 4H$ (a) et en $x = 6H$ (b)

les valeurs de σ_c^* pour Vinçont et al. (2000) sont deux fois plus élevées que les nôtres. Ceci peut s'expliquer par une différence de nombre de Schmidt $Sc = \nu/D_m$. En effet, dans notre cas, nous avons $Sc \sim 1$ alors que l'utilisation de particules de fumée d'encens par Vinçont et al. (2000) entraîne un nombre de Schmidt équivalent de l'ordre de $Sc \sim 10^6$. Or, la viscosité cinématique ν ne variant au maximum que d'un ordre de grandeur, l'essentielle des différences proviennent de la diffusion moléculaire D_m , qui peut donc varier jusqu'à quatre ordres de grandeur. Ceci implique que, dans notre configuration, la dissipation des fluctuations de concentration $\left(\varepsilon_{c^2} = D_m \overline{\frac{\partial c'}{\partial x_j} \frac{\partial c'}{\partial x_j}} \right)$ est plus importante et donc que l'on a des valeurs plus faibles de σ_c^* .

6.1.2 Analyse de la PDF de la concentration

La description de la fonction de densité de probabilité (PDF) de concentration $\Upsilon_c(c; x_i)$ est très intéressante et importante, car si l'on arrive à reproduire fidèlement son évolution, à l'aide d'une

loi mathématique, il est alors possible de connaître les différents moments statistiques $\overline{c'^n}$, par les relations :

$$C(x_i) = \int_{-\infty}^{+\infty} c \Upsilon_c(c; x_i) dc \quad (6.1)$$

$$\overline{(c-C)^n} = \overline{c'^n} = \int_{-\infty}^{+\infty} (c-C)^n \Upsilon_c(c; x_i) dc \quad (6.2)$$

Plusieurs études, dont celle de Yee and Skvortsov (2011) portant sur l'analyse du centre d'un panache de dispersion issu d'une source ponctuelle surélevée placée dans un écoulement de couche limite, ainsi que celle de Villermaux and Duplat (2003), portant sur la distribution de concentration au sein d'un panache issu d'une source ponctuelle au sol, ont montré que la PDF de concentration peut être décrite par la loi gamma (Γ law), de la forme :

$$p(\chi) = \frac{k^k}{\Gamma(k)} \chi^{k-1} \exp(-k\chi) \quad (6.3)$$

où $\chi \equiv c/C$ et $\Gamma(x)$ est la fonction gamma. L'équation 6.3 dépend uniquement du paramètre k , qui se définit comme l'inverse de l'intensité des fluctuations au carré $k = 1/i_c^2$ (avec $i_c = \sigma_c/C$).

Nous avons tracé sur les figures 6.7 à 6.11, la PDF de la concentration en $z = 0.6H$ et pour différentes positions ($x = H, x = 3H, x = 5H, x = 7H$ et $x = 9H$). Sur chaque figure, la PDF expérimentale (déterminée à l'aide d'un histogramme basé sur un nombre de classe égal à 500) est représentée en échelle log-log (a) et en échelle linéaire (b). Un extrait de 60s des signaux instantanés de concentration, en chaque point, est représenté en Annexe 6.4. Pour déterminer la représentation de la PDF à l'aide de la loi Gamma (Γ law), nous avons évalué le paramètre k à partir de nos données expérimentales de C et σ_c . Nous avons également représenté la valeur moyenne de la concentration, à la position étudiée, afin d'avoir un repère visuel nous permettant de mieux analyser la distribution de concentration autour de cette dernière.

Nous observons de grandes différences entre les résultats se situant dans la zone de recirculation. En effet, en $x = H$ on observe expérimentalement la présence de 2 pics alors que la loi Gamma est incapable de reproduire ce comportement. Cependant, on constate que la loi gamma devient de plus en plus représentative des résultats expérimentaux, lorsque l'on s'éloigne de l'obstacle. Cela suggère que dans ce type de configuration géométrique, lorsque nous sommes en dehors de la zone de recirculation, cette loi est relativement bien adaptée pour modéliser la distribution de concentration, alors qu'elle est inapplicable dans la zone de recirculation.

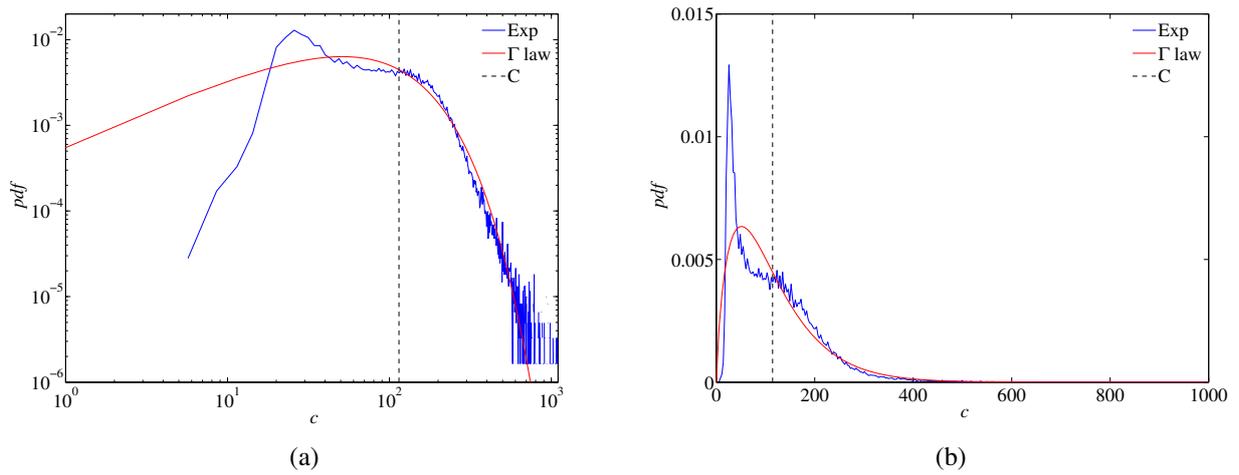


FIGURE 6.7 – PDF de la concentration en $x = H$ et $z = 0.6H$, en échelle log-log (a) et linéaire (b). La courbe discontinue noire représente la valeur moyenne de la distribution de la concentration.

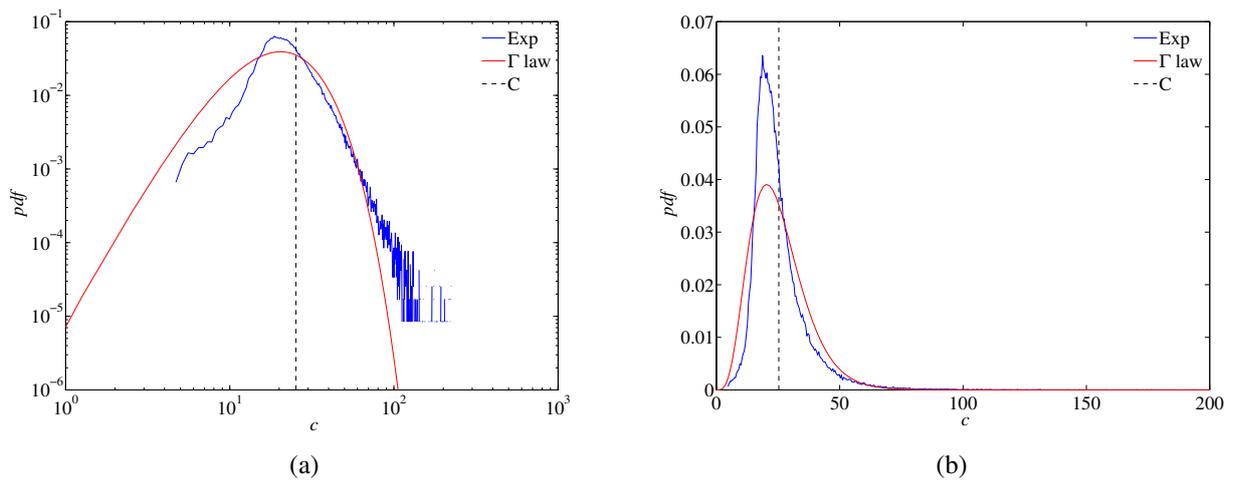


FIGURE 6.8 – PDF de la concentration en $x = 3H$ et $z = 0.6H$, en échelle log-log (a) et linéaire (b). La courbe discontinue noire représente la valeur moyenne de la distribution de la concentration.

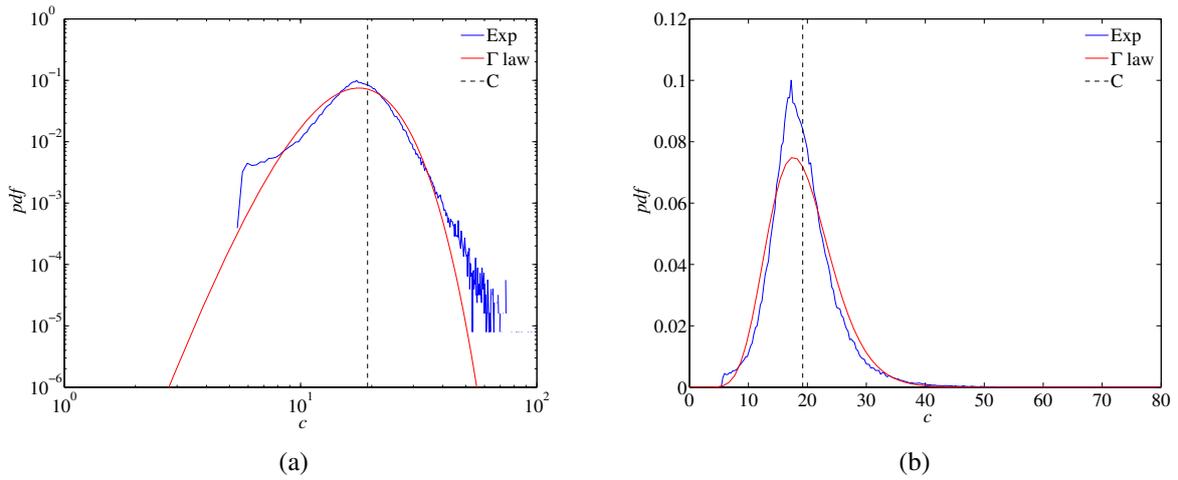


FIGURE 6.9 – PDF de la concentration en $x = 5H$ et $z = 0.6H$, en échelle log-log (a) et linéaire (b). La courbe discontinue noire représente la valeur moyenne de la distribution de la concentration.

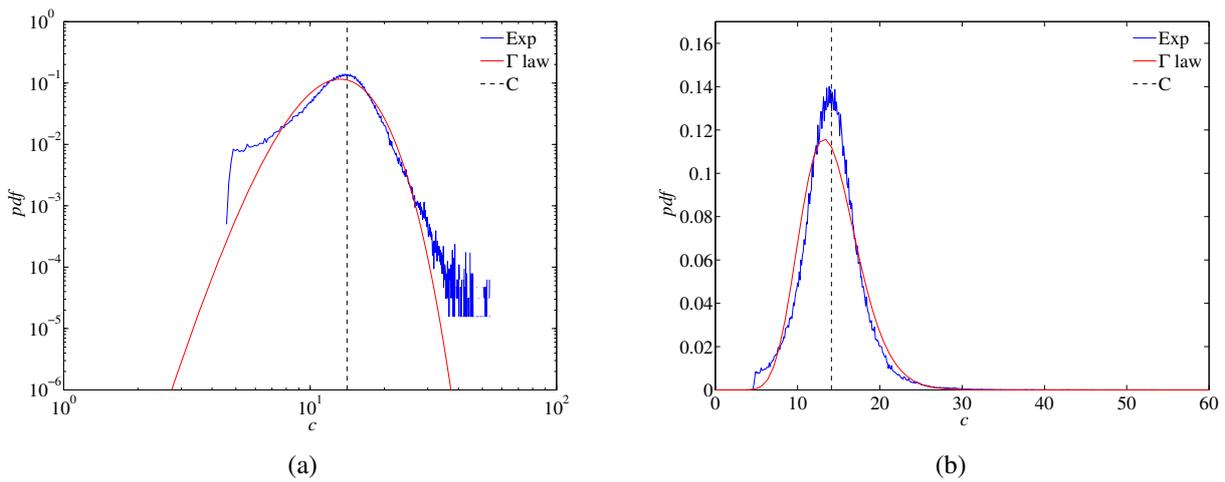


FIGURE 6.10 – PDF de la concentration en $x = 7H$ et $z = 0.6H$, en échelle log-log (a) et linéaire (b). La courbe discontinue noire représente la valeur moyenne de la distribution de la concentration.

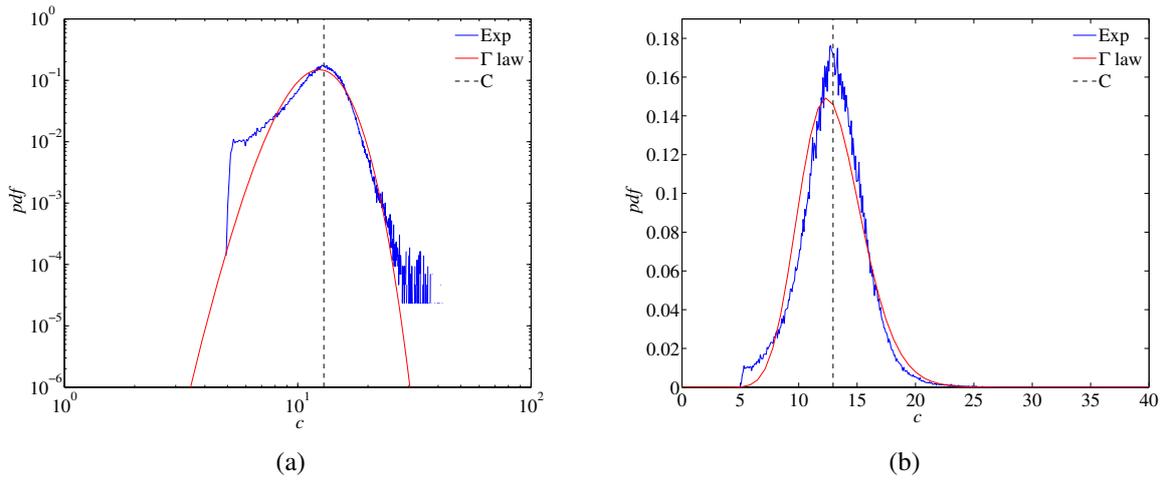


FIGURE 6.11 – PDF de la concentration en $x = 9H$ et $z = 0.6H$, en échelle log-log (a) et linéaire (b). La courbe discontinue noire représente la valeur moyenne de la distribution de la concentration.

6.1.3 Analyse des moments statistiques d'ordre 3 et 4 de la concentration

Afin de discuter, et d'avoir un second point de vue, de la validité de la loi Γ dans le cas d'une source derrière un obstacle, nous allons vérifier si les moments d'ordre 3 et 4, représentés par $Sk_c^{1/3} = \left(\frac{\overline{c^3}}{\overline{\sigma_c^3}}\right)^{1/3}$ et $Fl_c^{1/4} = \left(\frac{\overline{c^4}}{\overline{\sigma_c^4}}\right)^{1/4}$ sur les figures 6.12 à 6.15, peuvent être décrits par les relations issues de la loi gamma :

$$Sk_c^{1/3} = \left(2 \frac{\sigma_c}{C}\right)^{1/3} \quad (6.4)$$

$$Fl_c^{1/4} = \left[6 \left(\frac{\sigma_c}{C}\right)^2 + 3\right]^{1/4} \quad (6.5)$$

À nouveau, on observe de grandes différences entre les résultats se situant dans la partie I' (zone de recirculation), qui tendent à diminuer en s'éloignant de l'obstacle (verticalement et longitudinalement). Concernant l'évolution verticale du moment d'ordre 3, on constate effectivement cette tendance jusqu'en $x = 7H$, pour laisser place à une ré-augmentation de l'écart relatif (figure 6.13). La comparaison des résultats pour $Fl_c^{1/4}$, met en évidence une très bonne correspondance à partir de $x = 6H$, qui se maintient par la suite (figure 6.15). Les observations faites à partir des profils longitudinaux en $z = 0.6H$, sur la tendance de l'évolution des résultats, sont complétées par la représentation des profils verticaux en $x = 9H$ (figure 6.16). À nouveau, nous pouvons conclure que la description à l'aide de la loi Gamma est inadaptée dans la zone de recirculation alors qu'en dehors de celle-ci, elle semble tout à fait capable de reproduire la distribution de concentration.

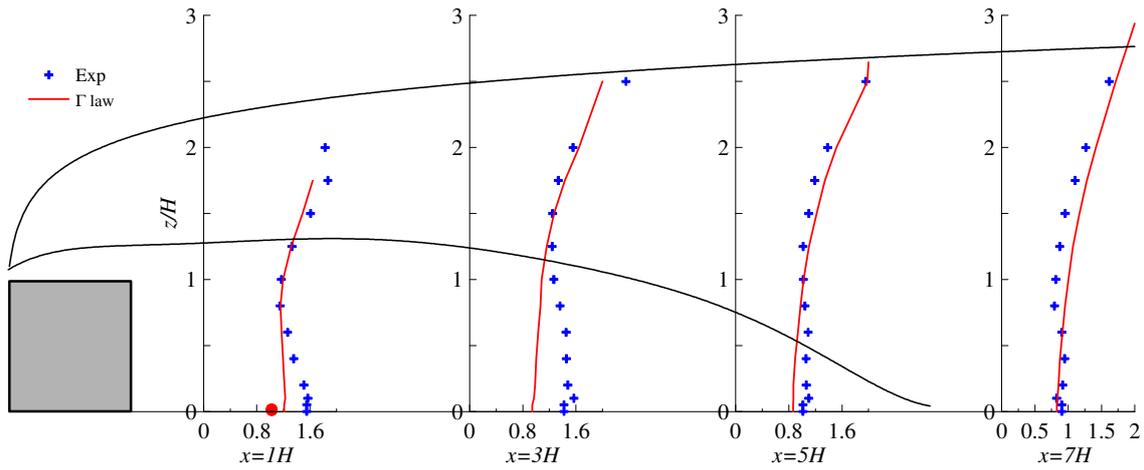


FIGURE 6.12 – Comparaison de l'évolution verticale de $Sk_c^{1/3}$ entre nos mesures et l'estimation à l'aide de la loi Γ .

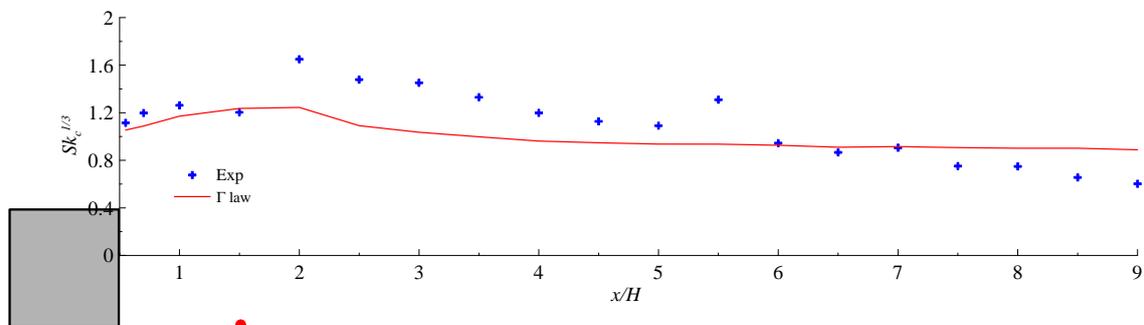


FIGURE 6.13 – Évolution longitudinale de $Sk_c^{1/3}$ en $z = 0.6H$.

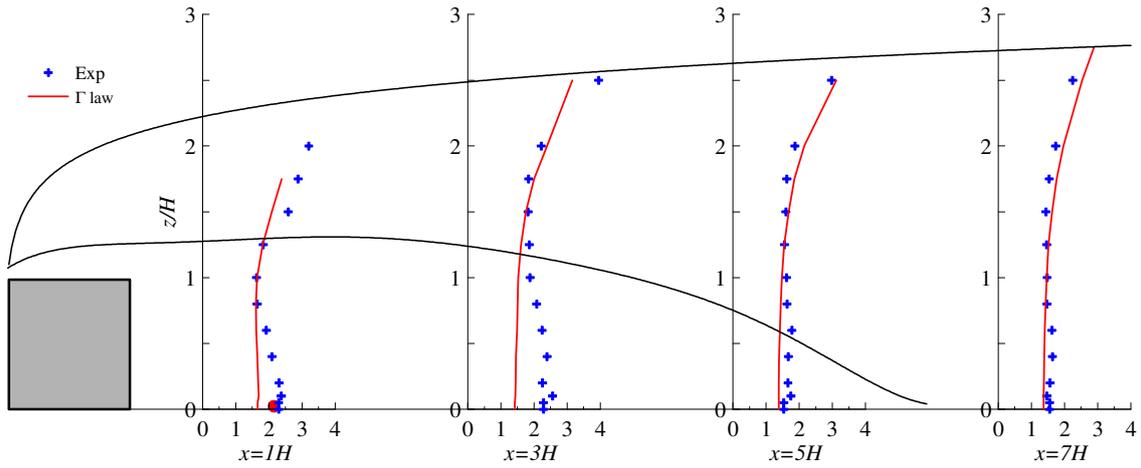


FIGURE 6.14 – Évolution spatiale de $Fl_c^{1/4}$.

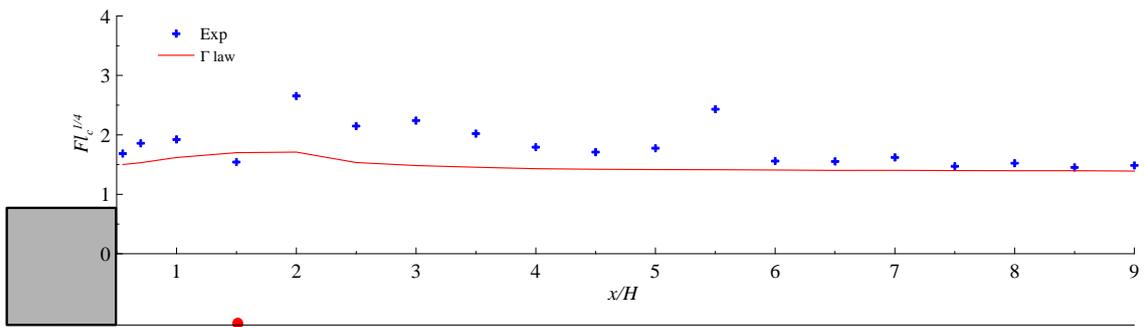


FIGURE 6.15 – Évolution longitudinale de $Fl_c^{1/4}$ en $z = 0.6H$.

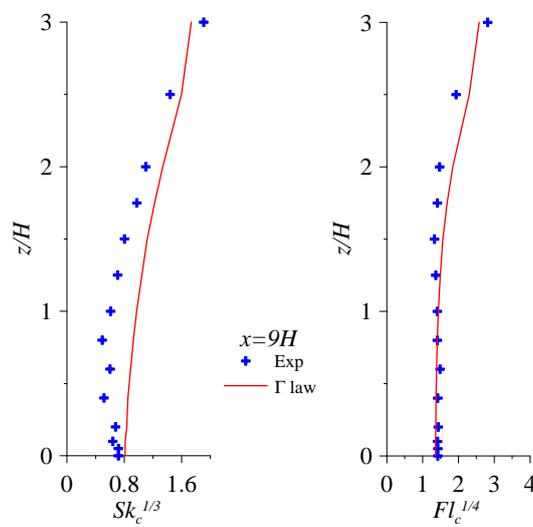


FIGURE 6.16 – Évolution verticale de $Sk_c^{1/3}$ et de $Fl_c^{1/4}$ en $x = 9H$.

6.2 Évaluation des flux de masse

Intéressons nous maintenant à l'évaluation des flux turbulents de masse, longitudinaux et verticaux, dans le sillage de l'obstacle. Ces mesures sont obtenues à l'aide du couplage des techniques LDA-FID, que l'on a validé dans la section 4.1. Elles nous permettront tout d'abord d'évaluer l'évolution verticale de ces flux, puis elles seront validées, premièrement en les comparant aux mesures de Vinçont et al. (2000) et deuxièmement en contrôlant que le flux de la quantité de polluant au sein de la zone d'étude est bien conservé.

Sur la figure 6.17 nous avons représenté simultanément l'évolution verticale des flux de masse adimensionnés $\overline{u'c'^*}$ et $\overline{w'c'^*}$. Notons que dans la zone de recirculation, le flux vertical est très faible devant le flux longitudinal ce qui est concordant avec la dynamique de l'écoulement, analysée dans le chapitre 5, montrant que dans cette zone les phénomènes longitudinaux sont privilégiés. On observe une augmentation de l'intensité du flux turbulent vertical à la frontière des zones I' et II', traduisant une diffusion de polluant de la partie I' vers la partie II'.

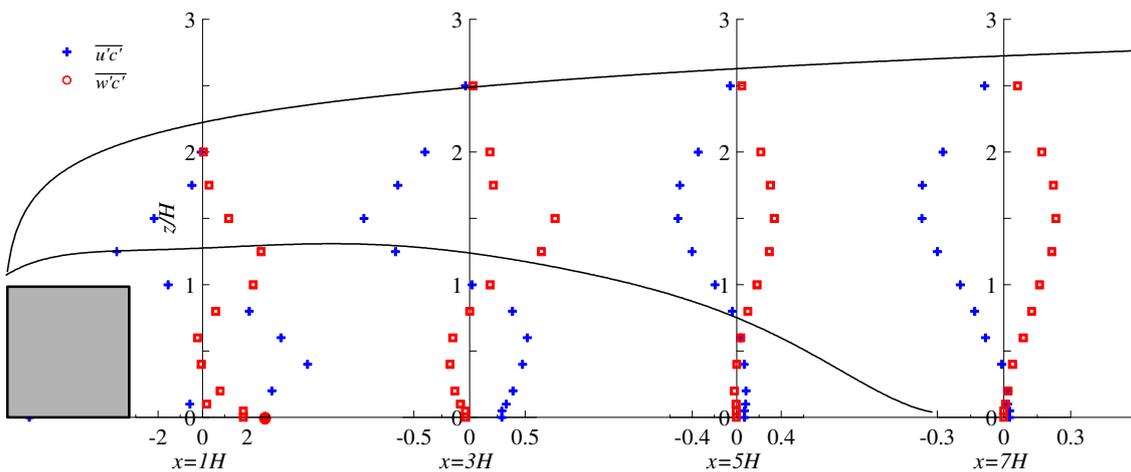
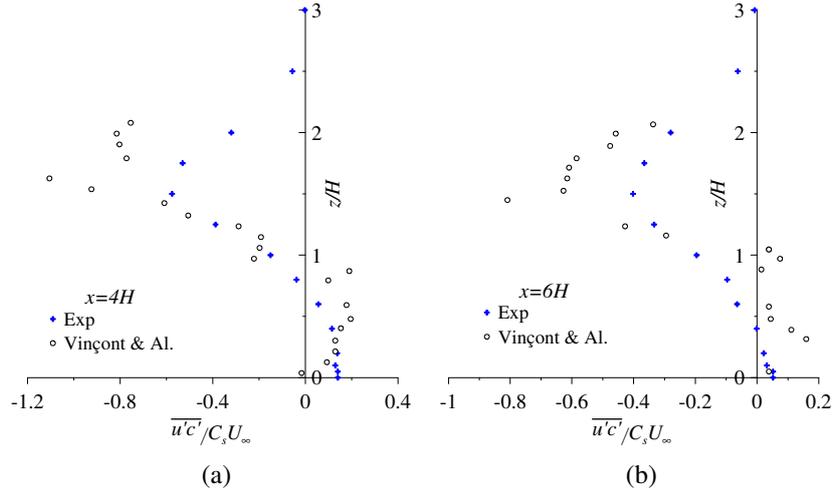
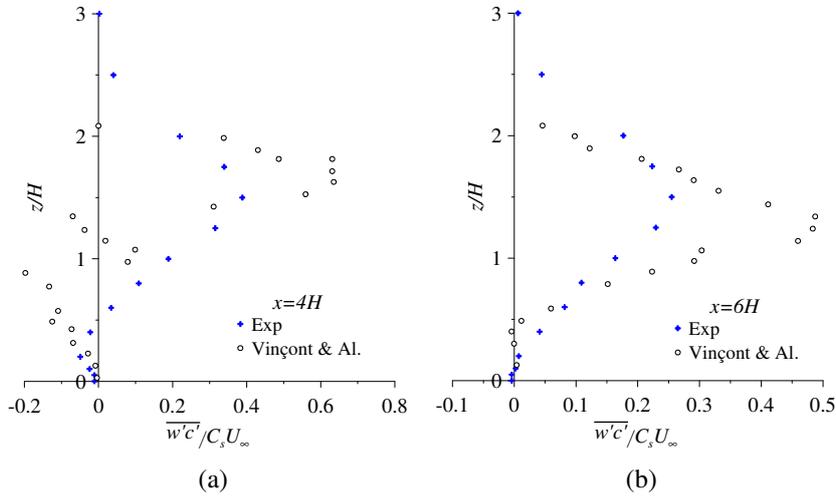


FIGURE 6.17 – Évolution spatiale des flux turbulents de masse $\overline{u'c'^*}$ et $\overline{w'c'^*}$.

Les figures 6.18 et 6.19 représentent la comparaison de nos mesures de $\overline{u'c'^*}$ et $\overline{w'c'^*}$ en $x = 4H$ et $x = 6H$, avec celles de Vinçont et al. (2000). On constate sur ces figures la bonne cohérence de nos résultats, en notant quelques écarts et une tendance dans nos mesures à être plus faibles que celles de Vinçont et al. (2000), ce qui est cohérent avec nos valeurs de σ_c plus faibles. Cependant, nous relevons ici que l'écart entre nos résultats n'est pas aussi marqué que dans la comparaison de l'écart type de concentration, reflétant que la différence d'ordre de grandeur de la diffusion moléculaire entre nos expériences affecte moins les valeurs des flux turbulents de masse. Ceci peut s'expliquer en examinant le terme de dissipation de l'équation évolutive des flux turbulents de masse, qui s'exprime par :

$$\varepsilon_{u_i'c'} = (D_m + \nu) \overline{\frac{\partial c'}{\partial x_j} \frac{\partial u_i'}{\partial x_j}}$$

La dissipation des flux turbulents étant conditionnée par la somme de D_m et de ν , l'impact de la

FIGURE 6.18 – Comparaison de $\overline{u'c'}$ en $x = 4H$ (a) et en $x = 6H$ (b)FIGURE 6.19 – Comparaison de $\overline{w'c'}$ en $x = 4H$ (a) et en $x = 6H$ (b)

différence de valeur de D_m est beaucoup moins important que dans l'expression de la dissipation de la variance de concentration qui est uniquement dépendant de D_m $\left(\varepsilon_{c^2} = D_m \frac{\partial c'}{\partial x_j} \frac{\partial c'}{\partial x_j} \right)$.

La figure 6.20 met en lumière que le flux de masse longitudinal est composé d'un flux moyen UC et d'un flux turbulent $\overline{u'c'}$ d'amplitude plus faible d'un ordre de grandeur, qui sont de signes opposés, comme nous l'avons constaté pour la configuration de couche limite.

À partir de ces données, nous pouvons accéder au débit de polluant, par la relation :

$$Q = \int_0^{+\infty} UC + \overline{u'c'} dz$$

Les résultats sont présentés sous forme adimensionnée à l'aide du débit de polluant à la source, soit $Q^* = Q/Q_{source}$. Pour $x < 1.5H$ (positionnement de la source), le débit doit être théoriquement $Q^* = 0$,

et pour $x > 1.5H$ nous devons avoir $Q^* = 1$. Sur la figure 6.21 représentant notre détermination de Q^* , on observe bien la présence d'un palier dans l'intensité des valeurs de Q^* , à la position $x = 1.5H$. Cependant, en amont de la source notre détermination expérimentale du débit est largement surestimée, puisque nous avons des valeurs autour de 0.3 – 0.4 au lieu de 0. Les mêmes observations sont faites juste en aval de la source, pour $1.5H < x < 3.5H$, où l'on peut surévaluer la valeur du débit jusqu'à 28%, alors qu'en s'éloignant de plus en plus de l'obstacle, pour $x \geq 4H$, l'écart relatif avec la valeur attendue ($Q^* = 1$) est au maximum de 10%, ce qui est tout à fait acceptable. Ces écarts proches de la source sont certainement dus à une discrétisation spatiale insuffisante de nos points de mesures dans cette zone, entraînant un manque de précision dans la détermination des différents flux.

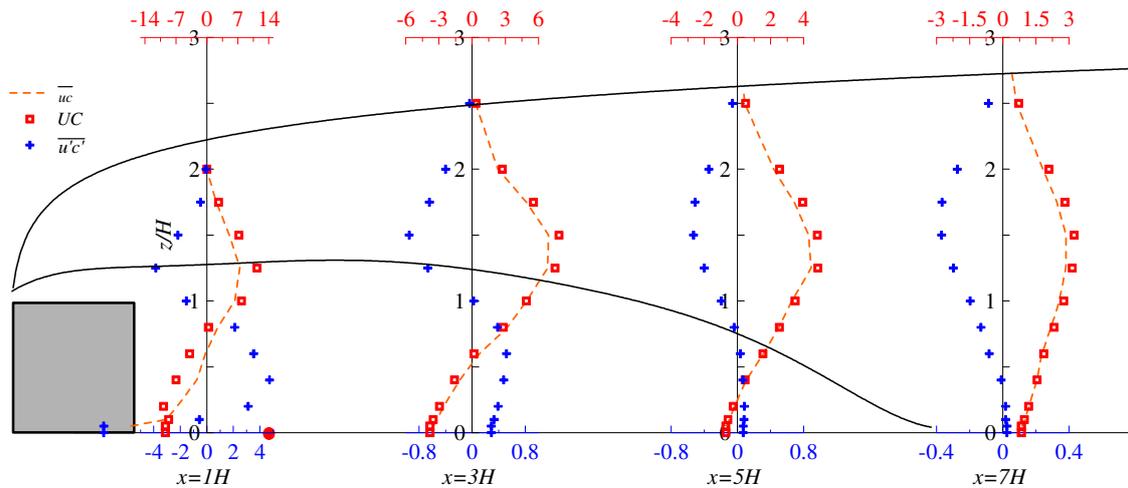


FIGURE 6.20 – Analyse détaillée du flux de masse longitudinal.

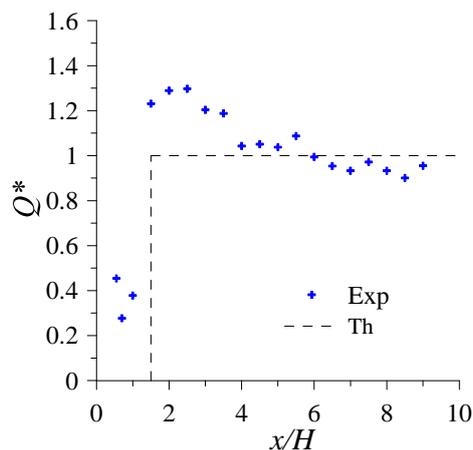


FIGURE 6.21 – Conservation du flux longitudinal.

Nous avons donc vu dans cette partie, que nos mesures de flux turbulent de masse par le couplage des techniques LDA-FID sont cohérentes avec les résultats de l'expérience de Vinçont et al. (2000). Nous avons également présenté l'évolution spatiale de ces derniers dans le sillage de notre obstacle bidimensionnel et mis en évidence la présence d'une opposition de signes entre le flux moyen UC et le flux turbulent $\overline{u'c'}$. À partir de ces données, nous avons vérifié la conservation longitudinale du

flux de polluant et mis en lumière quelques difficultés proches de la source. Ces mesures directes de flux vont maintenant nous permettre de tester divers modèles analytiques de fermeture de l'équation d'advection-diffusion.

6.3 Modèles de fermeture

Dans cette partie, nous allons analyser la cohérence interne de différents modèles de fermeture portant sur les flux turbulents de masse de l'équation d'advection-diffusion, à partir de nos données expérimentales. Pour cela nous traiterons tout d'abord les flux longitudinaux puis verticaux, auxquels nous appliquerons les différents modèles présentés dans la section 1.4.4 (SGDH, GGDH et HO-GGDH). Toutes les grandeurs présentées sont adimensionnées. Un travail similaire a été réalisé par Rossi and Iaccarino (2009b) sur les deux profils verticaux de Vinçont et al. (2000) en $x = 4H$ et $x = 6H$, déterminant ainsi les valeurs de $\alpha_c^{GGDH} = 0.1$ et $\alpha_c^{HO-GGDH} = 0.2$ pour les modèles GGDH et HO-GGDH. Dans des études similaires sur la dispersion dans un écoulement de cisaillement (Rossi, 2010) et autour d'un cube (Rossi et al., 2010), ces constantes ont été déterminées et utilisées avec comme valeur $\alpha_c^{GGDH} = 0.3$ et $\alpha_c^{HO-GGDH} = 0.575$.

Nous allons donc vérifier à l'aide de notre base de données plus complète la validité de ces différents modèles ainsi que la valeur des différentes constantes. Notons que les observations que nous avons réalisées, dans la section 6.2, sur l'insuffisance de la discrétisation spatiale de nos points de mesures dans la zone proche de la source, c'est à dire $0.5H < x < 2H$ et $z < H$, impacteront directement nos analyses effectuées dans cette zone. Malgré cela, nous avons fait le choix de représenter ces résultats.

6.3.1 Flux de masse longitudinal

6.3.1.1 Modèle SGDH

Débutons notre étude du flux longitudinal en analysant la fermeture SGDH, reliant $\overline{u'c'}$ et $\frac{\partial C}{\partial x}$ par la relation :

$$\overline{u'c'} = -D_t \frac{\partial C}{\partial x} \quad (6.6)$$

Cette fermeture suggère donc qu'il existe une opposition systématique entre le signe du flux turbulent de masse et celui du gradient de concentration moyenne. Nous avons donc voulu vérifier cette condition en traçant sur la figure 6.22 les évolutions simultanées des grandeurs $\frac{\partial C}{\partial x}$ et $\overline{u'c'}$. On constate que

l'opposition de signe entre $\overline{u'c'}$ et $\frac{\partial C}{\partial x}$ est uniquement vérifiée dans la zone de recirculation et non dans le reste du domaine. D_t étant une grandeur strictement positive, puisqu'elle est définie comme le rapport de deux variables positives (v_t et S_{C_t}), il est donc impossible de reproduire efficacement, dans tout le domaine, le flux turbulent longitudinal avec le modèle SGDH. Nous allons donc nous intéresser aux modèles plus évolués du type GGDH et HO-GGDH.

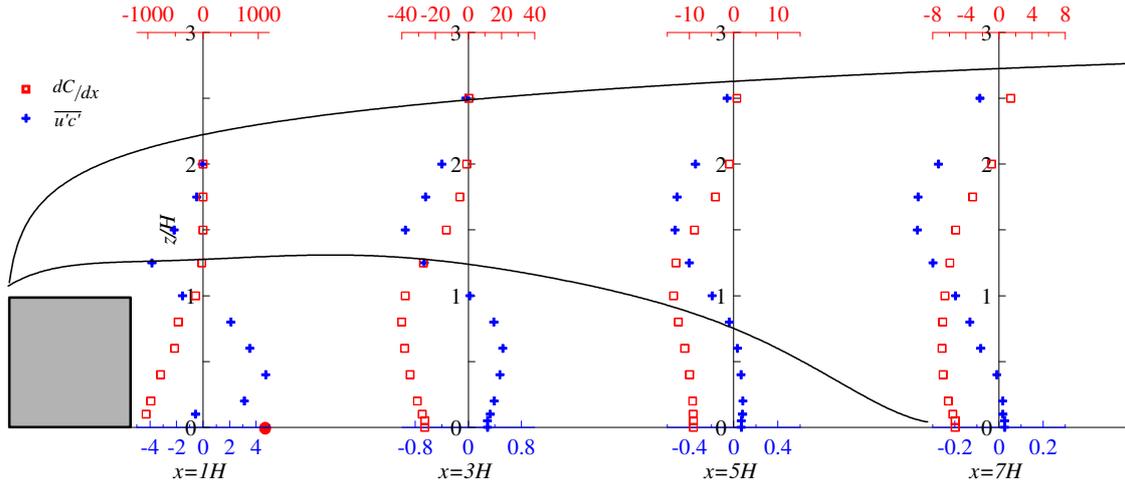


FIGURE 6.22 – Évolution spatiale de $\overline{u'c'}$ et de $\frac{\partial C}{\partial x}$ dans le sillage de l'obstacle.

6.3.1.2 Modèle GGDH

Le modèle Generalized-Gradient Diffusion Hypothesis (GGDH) prenant en compte l'anisotropie des phénomènes, exprime les flux turbulents de masse longitudinaux à l'aide de la relation :

$$\overline{u'c'} = -\alpha_{c,x}^{GGDH} \tau_c \left(\overline{u'^2} \frac{\partial C}{\partial x} + \overline{u'w'} \frac{\partial C}{\partial z} \right) \quad (6.7)$$

où $\alpha_{c,x}^{GGDH}$ est une constante et τ_c représente un temps caractéristique que nous avons exprimé comme

$\tau_c = \frac{k}{\varepsilon_R}$. Le premier terme du membre de droite est équivalent à un modèle de type SGDH avec

$D_t = \alpha_{c,x}^{GGDH} \tau_c \overline{u'^2} > 0$. Le second membre fait intervenir le gradient vertical de concentration moyenne

à travers la relation $-\alpha_{c,x}^{GGDH} \tau_c \overline{u'w'} \frac{\partial C}{\partial z}$, où $\alpha_{c,x}^{GGDH}$ et τ_c sont positifs et $\overline{u'w'}$ est négatif, impliquant

que $-\alpha_{c,x}^{GGDH} \tau_c \overline{u'w'}$ est positif. La contribution de ce terme dans l'estimation du flux longitudinal

dépend donc du signe de $\frac{\partial C}{\partial z}$. Pour illustrer la signification physique de ce terme, nous avons tracé sur

la figure 6.23 une configuration où $\frac{\partial C}{\partial z}$ est négatif (c'est à dire que les concentrations maximales sont

au sol) ainsi que le déplacement typique de particules fluides pour lesquelles $\overline{u'w'} < 0$ ($u' > 0$ lorsque

$w' < 0$ et inversement). Nous observons qu'une particule fluide montante transporte une concentration

forte vers l'arrière tandis qu'une particule fluide descendante transporte une concentration plus faible

dans le sens de l'écoulement. Il en résulte un flux turbulent de concentration dans la direction opposée

à l'écoulement. Par la présence de ce second membre on crée, à partir d'un gradient vertical de

concentration moyenne, un flux de masse dans la direction longitudinale.

Afin d'évaluer la constante α_c^{GGDH} de ce modèle, nous avons représenté, sur la figure 6.24, $\overline{u'c'}$ en

fonction de $-\frac{k}{\varepsilon_R} \left(\overline{u'^2} \frac{\partial C}{\partial x} + \overline{u'w'} \frac{\partial C}{\partial z} \right)$. Il apparaît clairement qu'il y a une grande dispersion des points

expérimentaux (avec un coefficient de corrélation $R^2 = 0.5$). Cependant à l'aide d'une régression

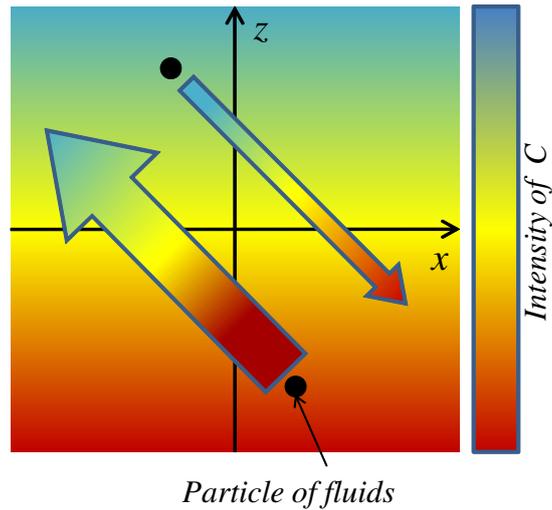


FIGURE 6.23 – Illustration de l'impact de $\frac{\partial C}{\partial z}$ sur $\overline{u'c'}$.

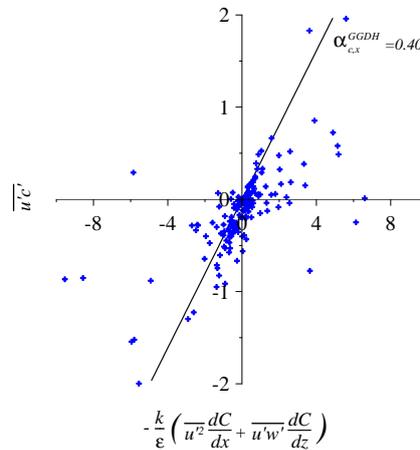
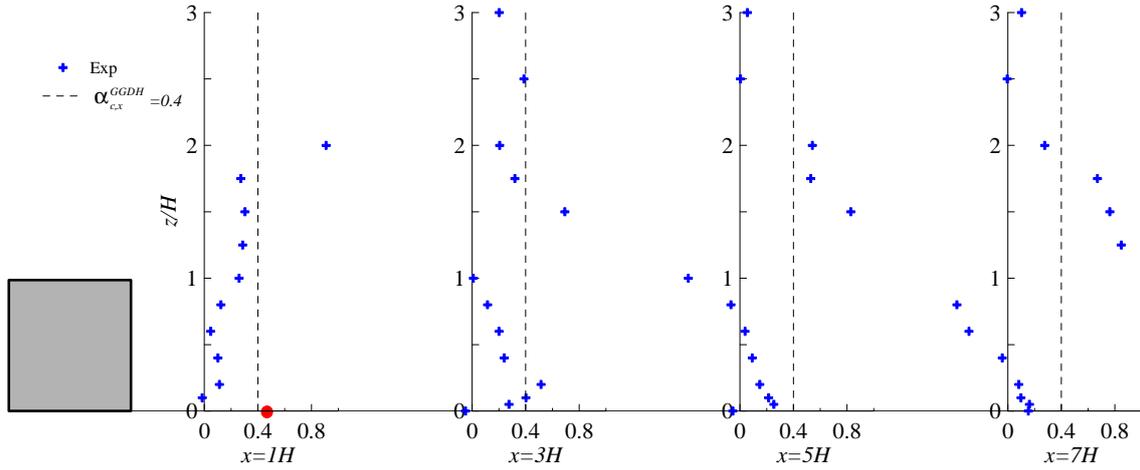
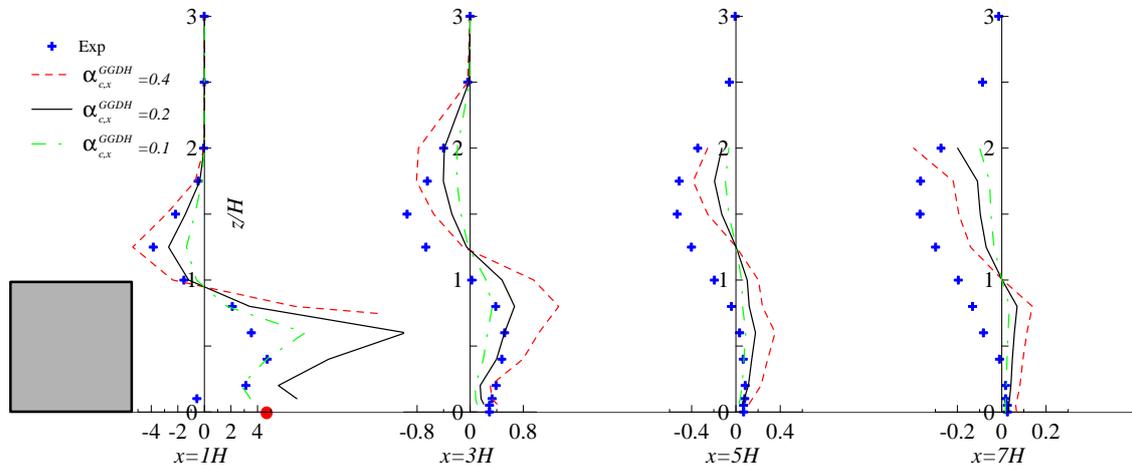


FIGURE 6.24 – Détermination de $\alpha_{c,x}^{GGDH}$.

linéaire nous obtenons la valeur de $\alpha_{c,x}^{GGDH} = 0.40$. Afin de confirmer et de représenter cette observation sous une autre forme, nous avons tracé sur la figure 6.25, l'évolution spatiale de $\alpha_{c,x}^{GGDH}$. De plus, souhaitant avoir une certaine sensibilité sur l'influence que peut avoir ce coefficient sur l'estimation finale du flux, nous avons représenté ce flux sur la figure 6.26 à partir de 3 valeurs différentes de $\alpha_{c,x}^{GGDH}$ (0.1, 0.2 et 0.4). On observe que la forme générale du profil est bien reproduite après l'obstacle, excepté dans la zone $0.5H < x < 2H$ et $z < H$, mais se dégrade en s'éloignant, et que l'intensité du flux $\overline{u'c'}$ n'est décrite que de façon très approximative.

Nous pouvons donc dire que le modèle GGDH ne décrit pas de manière satisfaisante le flux turbulent $\overline{u'c'}$.

FIGURE 6.25 – Évolution de $\alpha_{c,x}^{GGDH}$.FIGURE 6.26 – Estimation du flux de masse longitudinal pour différents $\alpha_{c,x}^{GGDH}$.

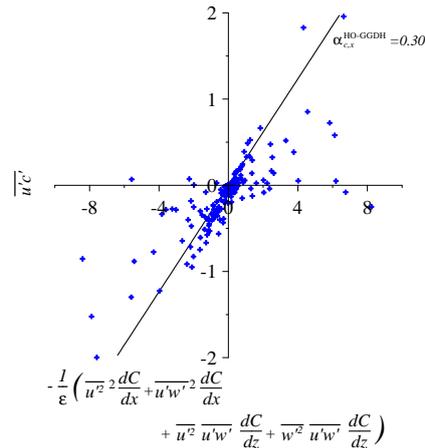
6.3.1.3 Modèle HO-GGDH

Regardons à présent si l'utilisation du modèle de complexité supérieure High-Order GGDH (HO-GGDH) permet d'améliorer les résultats. Ce dernier exprime le terme de diffusion turbulente $D_{t,ij}$ à l'aide de produits de corrélations doubles des vitesses. Nous avons donc le flux turbulent de masse longitudinal qui s'exprime à l'aide de la relation :

$$\overline{u'c'} = -\alpha_c \frac{1}{\varepsilon} \left(\overline{u'^2} \frac{\partial C}{\partial x} + \overline{u'w'^2} \frac{\partial C}{\partial x} + \overline{u'^2 u'w'} \frac{\partial C}{\partial z} + \overline{w'^2 u'w'} \frac{\partial C}{\partial z} \right) \quad (6.8)$$

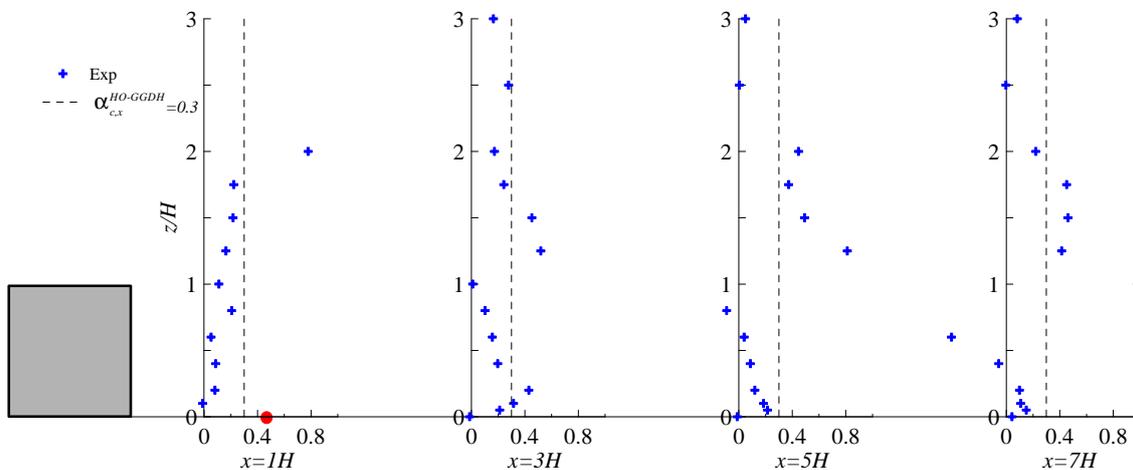
À nouveau, on constate la présence du gradient vertical de concentration moyenne dans les deux derniers termes du membre de droite. Ces derniers peuvent être interprétés de la même manière que nous l'avons fait dans la description du modèle GGDH.

En réalisant la même étude que pour le modèle GGDH on observe, sur les figures 6.27 et 6.28, une légère amélioration des résultats avec une dispersion des points plus faible ($R^2 = 0.63$). La détermination du coefficient $\alpha_{c,x}^{HO-GGDH}$, à l'aide d'une régression linéaire, nous donne $\alpha_{c,x}^{HO-GGDH} = 0.3$.

FIGURE 6.27 – Détermination de $\alpha_{c,x}^{HO-GGDH}$.

À nouveau, l'étude de sensibilité concernant cette valeur sur le résultat final (figure 6.29), met en évidence les mêmes constatations que pour le modèle GGDH, c'est à dire une bonne représentation de la forme du profil proche de l'obstacle, mais qui se dégrade en s'éloignant, accompagnée par des difficultés à reproduire l'intensité du flux turbulent.

L'utilisation du modèle plus complexe HO-GGDH améliore légèrement les résultats mais reste tout de même limitée dans la reproduction du flux $\overline{u'c'}$.

FIGURE 6.28 – Évolution de $\alpha_{c,x}^{HO-GGDH}$.

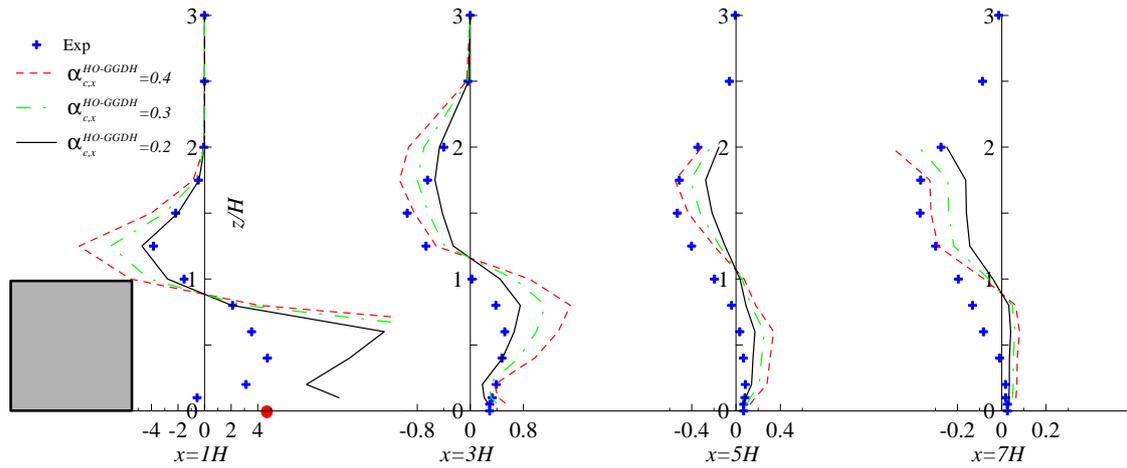


FIGURE 6.29 – Estimation du flux de masse longitudinal pour différents $\alpha_{c,x}^{HO-GGDH}$.

6.3.1.4 Bilan

Nous avons donc montré que le modèle SGDH présente une incohérence interne lorsque l'on s'intéresse à la direction longitudinale, provenant de la non vérification de la condition d'opposition du signe entre le flux turbulent de masse et le gradient longitudinal de la concentration moyenne, le rendant incapable de reproduire le flux $\overline{u'c'}$ dans la partie II' du domaine d'étude. Les modèles de fermetures plus complexes GGDH et HO-GGDH n'étant pas limités par cette condition très stricte, rendus possible grâce à l'ajout de termes contenant le gradient vertical de C , permettent d'obtenir des estimations de $\overline{u'c'}$ avec des allures de courbes très similaires à celles des mesures. La figure 6.30 présente un bilan des résultats pour l'estimation du flux turbulent de masse longitudinal, avec les valeurs des coefficients $\alpha_{c,x}^{GGDH}$ et $\alpha_{c,x}^{HO-GGDH}$ obtenues à l'aide des régressions linéaires, soit $\alpha_{c,x}^{GGDH} = 0.4$ pour le modèle GGDH et $\alpha_{c,x}^{HO-GGDH} = 0.3$ pour le modèle HO-GGDH. On constate que malgré une forme de courbes très proche de celles des mesures, et une légère amélioration des résultats si l'on utilise le modèle le plus complexe, les modèles présentent toujours des écarts relatifs très importants avec l'expérience, pouvant dépasser les 100% d'erreurs relatives dans l'estimation des intensités maximale et minimale du flux.

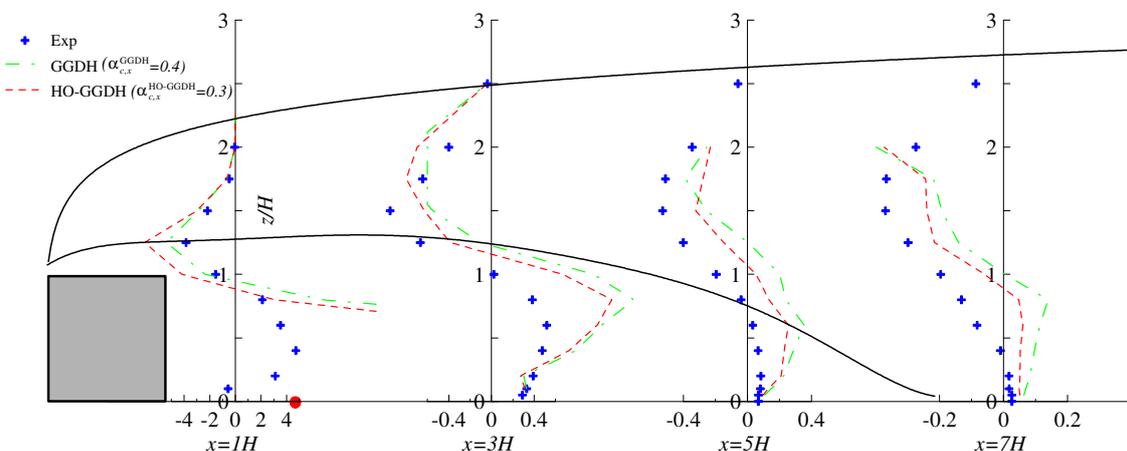


FIGURE 6.30 – Comparaison du flux de masse longitudinal à l'aide des différents modèles.

6.3.2 Flux de masse Vertical

6.3.2.1 Modèle SGDH

Intéressons nous maintenant au flux turbulent de masse vertical. Le modèle de fermeture le plus simple et le plus couramment utilisé dans les codes de calculs RANS, est le modèle "Standard Gradient-Diffusion Hypothesis" (SGDH) qui relie directement les flux de masse $\overline{u'_i c'}$ au gradient de concentration moyenne à l'aide d'une diffusivité turbulente D_t . Appliquée à la composante verticale, cette relation s'exprime :

$$\overline{w' c'} = -D_t \frac{\partial C}{\partial z} \quad (6.9)$$

La figure 6.31 présente simultanément l'évolution spatiale du gradient vertical de concentration $\frac{\partial C}{\partial z}$, et du flux turbulent vertical de masse $\overline{w' c'}$. On observe clairement que contrairement au flux longitudinal, l'hypothèse d'opposition du signe entre les deux grandeurs est bien respectée dans tout le domaine d'étude.

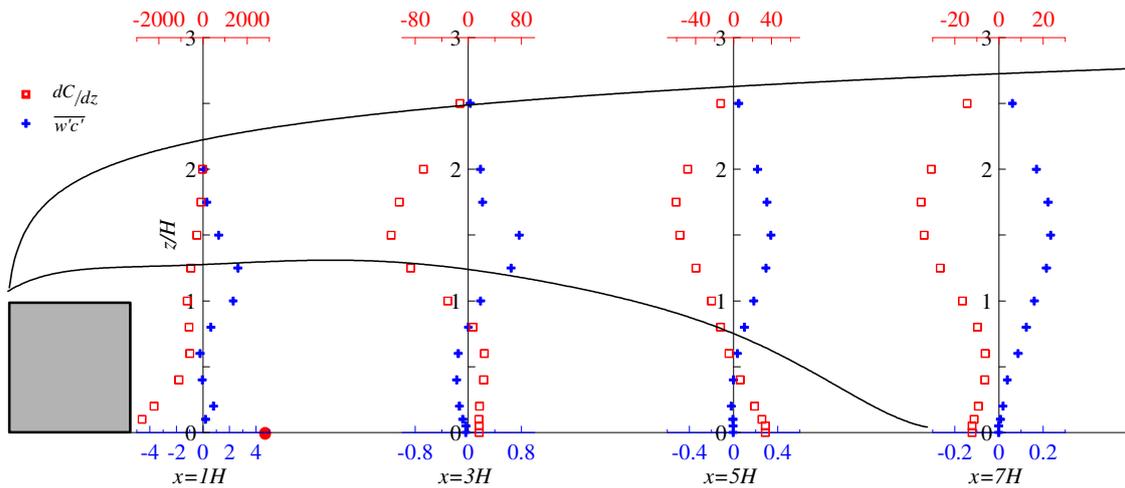
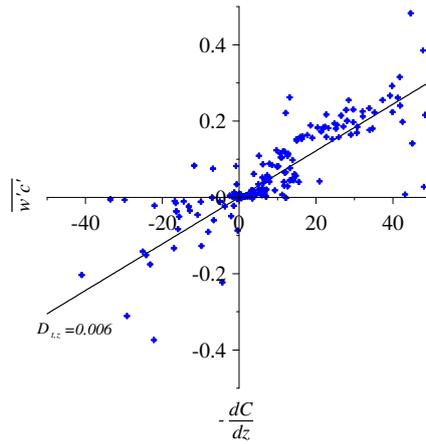
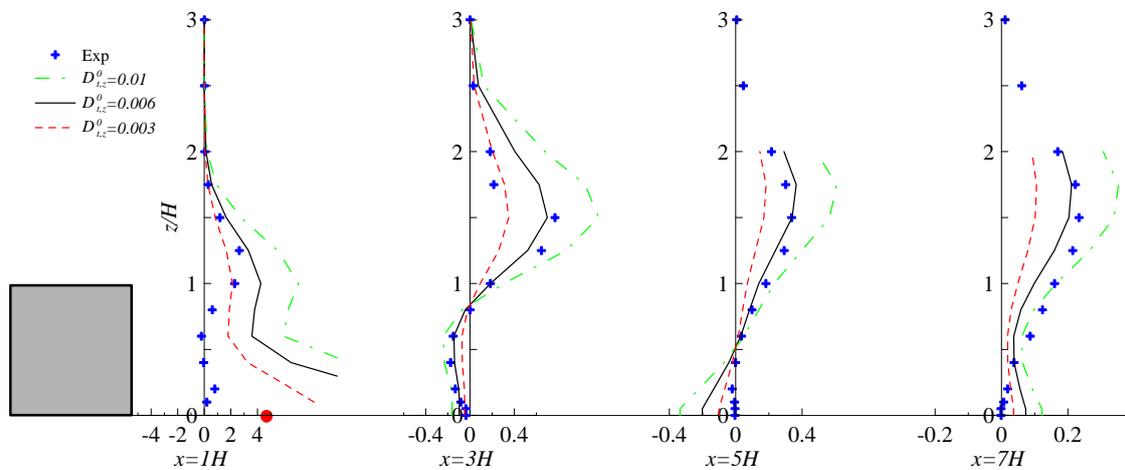


FIGURE 6.31 – Évolution spatiale de $\overline{w' c'}$ et de $\frac{\partial C}{\partial z}$ dans le sillage de l'obstacle.

À ce stade, il existe différentes possibilités d'analyses. Soit l'on peut considérer, de manière très naïve, que la diffusion turbulente D_t est une simple constante, soit on peut l'exprimer comme sa définition, c'est à dire par la relation :

$$D_t = \frac{\nu_t}{Sc_t} \quad (6.10)$$

À ce niveau, nous pouvons également distinguer le cas où la viscosité turbulente ν_t est soit définie par un modèle SGDH $\left(\nu_t^{def} = -\frac{\overline{u'w'}}{\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial x}} \right)$, soit définie à l'aide de la relation du modèle $k - \varepsilon$ $\left(\nu_t^{mod} = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \right)$. Précisons tout de même qu'il n'est nullement notre intention de montrer que D_t est une constante, mais simplement d'explorer les différents degrés de complexité qu'il peut exister.

FIGURE 6.32 – Détermination de D_t .FIGURE 6.33 – Estimation du flux de masse vertical pour différents D_t

Commençons, de manière naïve, en considérant que la diffusion turbulente D_t peut être une constante. À partir de cette hypothèse, nous avons tracé, sur la figure 6.32, $\overline{w'c'}$ en fonction de $\frac{\partial C}{\partial z}$, et nous avons déterminé à l'aide d'une régression linéaire la valeur du coefficient $D_t = 0.006 \text{ m}^2/\text{s}$. On notera que les points expérimentaux sont moins dispersés que précédemment, avec un coefficient de corrélation $R^2 = 0.78$. L'analyse de sensibilité sur la détermination du flux $\overline{w'c'}$ avec différentes valeurs de D_t , représentée à la figure 6.33, illustre que cette valeur de $D_t = 0.006 \text{ m}^2/\text{s}$ est particulièrement bien adaptée, excepté dans le sillage proche de l'obstacle ($0.5H < x < 2H$ et $z < H$) où, rappelons le, notre résolution spatiale des points de mesure est insuffisante. Nous ne pouvons donc pas dire avec certitude si ces très grands écarts, dans cette zone, proviennent d'une défaillance du modèle ou de nos mesures expérimentales.

Comme nous l'avons vu dans la section 1.4, la simulation des phénomènes de dispersion dans les modèles RANS, tels que le modèle $k - \varepsilon$, est également basée sur ce type de modélisation afin de fermer l'équation d'advection-diffusion, à la différence que la diffusivité turbulente est définie comme

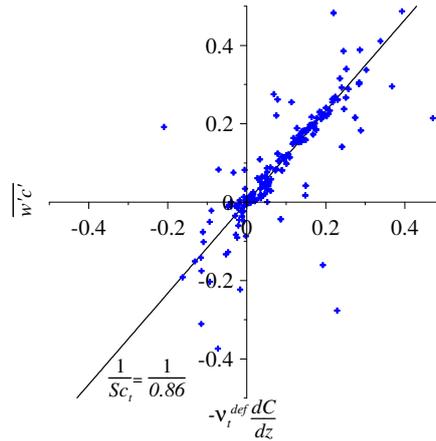


FIGURE 6.34 – Représentation de $\overline{w'c'}$ en fonction de $-v_t^{def} \frac{\partial C}{\partial z}$, nous permettant de déterminer la valeur de Sc_t .

le rapport entre la viscosité turbulente v_t et le nombre de Schmidt turbulent Sc_t (égale à 0.7 dans les logiciels : voir Annexe 2), nous donnant la relation :

$$\overline{w'c'} = -\frac{v_t}{Sc_t} \frac{\partial C}{\partial z} \quad (6.11)$$

Dans le cas où v_t est définie à l'aide de sa définition v_t^{def} (équation 1.29), il nous est possible d'appliquer une analyse similaire à celle que nous réalisons jusqu'à présent, mais portée sur la détermination d'une valeur constante pour le nombre de Schmidt turbulent. À partir de la figure 6.34, représentant $\overline{w'c'}$ en fonction de $-v_t^{def} \frac{\partial C}{\partial z}$, l'application d'une régression linéaire nous permet de déterminer la valeur de $Sc_t = 0.86$. On notera que la dispersion des points expérimentaux est beaucoup plus faible que précédemment avec un coefficient de corrélation égal à $R^2 = 0.93$. Une représentation des valeurs locales du nombre de Schmidt, représentée sur la figure 6.35 et accompagnée de la valeur $Sc_t = 0.7$ (en ligne pointillée), nous permet de constater que cette valeur est moins adaptée dans la zone de recirculation. Les figures 6.36 et 6.37 représentent l'évolution longitudinale de ce coefficient pour $z = 0.6H$ et $z = 1.25H$ respectivement. Une fois encore, on met en évidence que la valeur de $Sc_t = 0.7$ est relativement bien adaptée dans la zone II', ce qui n'est pas le cas dans la zone de recirculation.

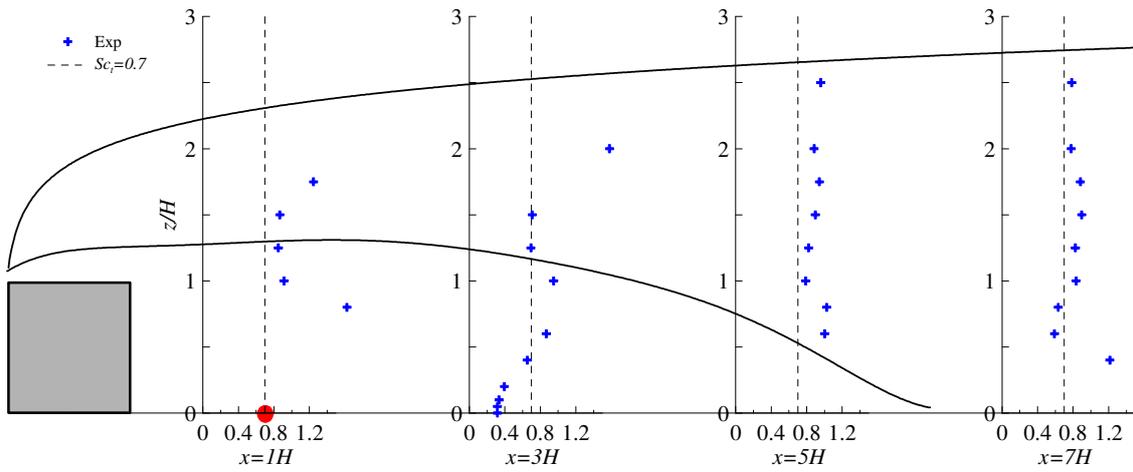


FIGURE 6.35 – Évolution verticale du nombre de Schmidt turbulent Sc_t

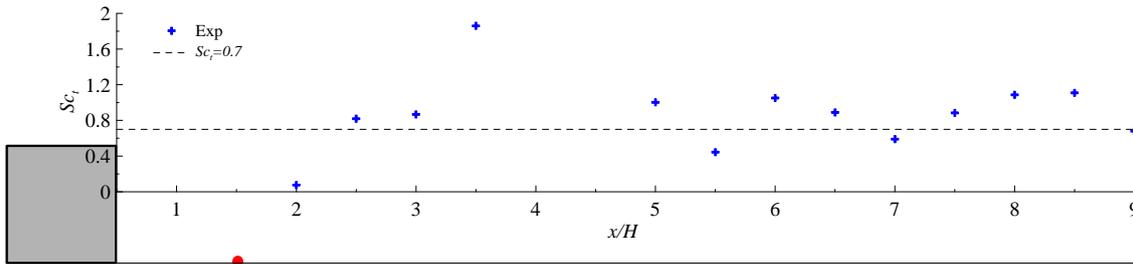


FIGURE 6.36 – Évolution longitudinale de Sc_t pour $z = 0.6H$

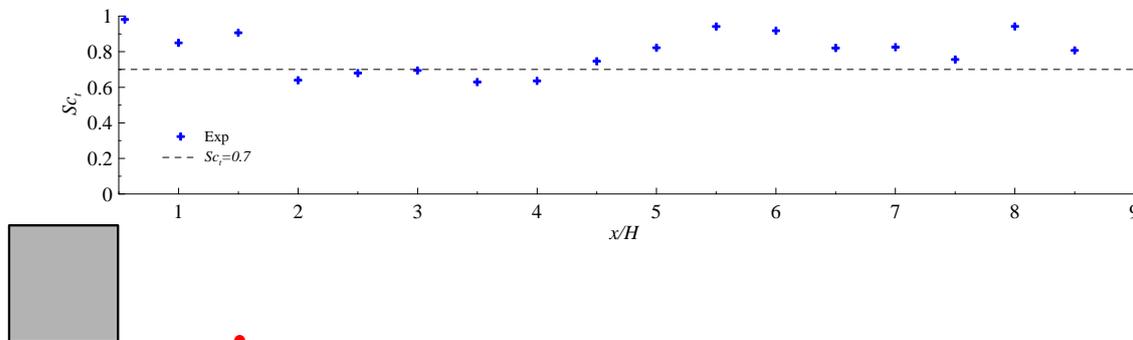


FIGURE 6.37 – Évolution longitudinale de Sc_t pour $z = 1.25H$

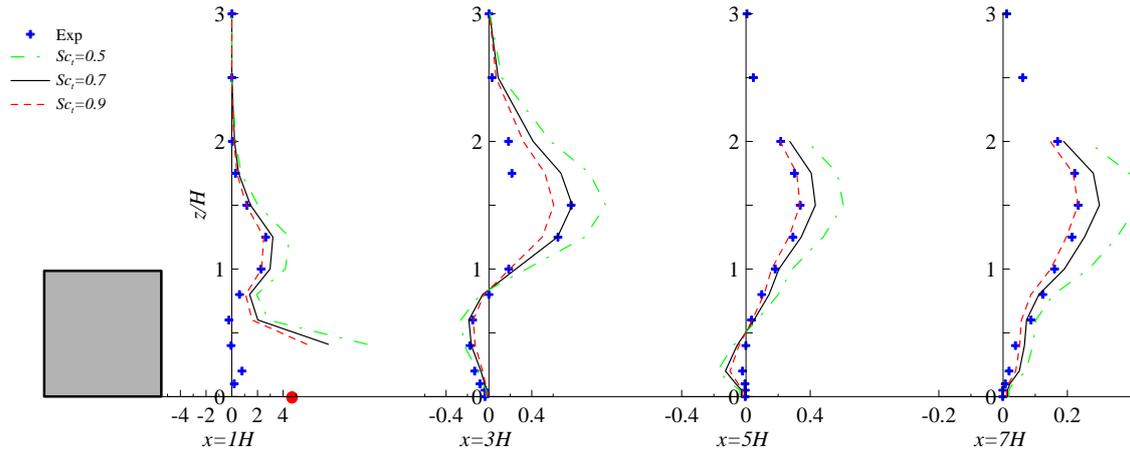


FIGURE 6.38 – Comparaison du flux de masse turbulent vertical $\overline{w'c'}$ entre nos mesures et l'expression $-\frac{v_t^{def}}{Sc_t} \frac{\partial C}{\partial z}$, pour différentes valeurs du nombre de Sc_t

L'analyse de sensibilité sur la détermination du flux $\overline{w'c'}$ avec différentes valeurs de Sc_t (0.5, 0.7 et 0.9), représentée à la figure 6.38, illustre que la valeur de $Sc_t = 0.9$ est très bien adaptée.

Regardons maintenant le cas où v_t est définie à l'aide de la relation utilisée dans les modèles RANS, soit v_t^{mod} (équation 1.31), nous permettant d'exprimer le flux turbulent vertical par l'équation :

$$\overline{w'c'} = -\frac{C_\mu k^2}{Sc_t \varepsilon_R} \frac{\partial C}{\partial z} \quad (6.12)$$

La représentation de $\overline{w'c'}$ en fonction de $-\frac{k^2}{\varepsilon_R} \frac{\partial C}{\partial z}$ nous permet d'estimer le rapport C_μ/Sc_t , qui dans les logiciels CFD est généralement fixée à la valeur de 0.13 (avec $C_\mu = 0.09$ et $Sc_t = 0.7$). Ces résultats sont tracés sur la figure 6.39. On constate une dispersion des points expérimentaux relativement faible, avec $R^2 = 0.75$, correspondant à une valeur de 0.07 pour le rapport entre la constante C_μ et le nombre de Schmidt turbulent. On observe également que la valeur 0.13, implémentée traditionnellement dans les modèles RANS, est presque deux fois plus élevée que notre détermination. Cependant, ce résultat est concordant avec plusieurs observations que l'on avait faites précédemment. Tout d'abord, comme nous venons de le montrer, notre estimation du nombre de Schmidt turbulent indique une valeur expérimentale plus forte que celle utilisée dans les modèles (0.86 au lieu de 0.7). Deuxièmement, lors de la détermination de la constante C_μ (figure 5.39 de la section 5.2), nous avons montré que la valeur $C_\mu = 0.09$ est quasiment toujours plus forte que notre estimation expérimentale. En combinant des valeurs plus faibles pour C_μ et plus fortes pour Sc_t il est normal que l'on retrouve un rapport plus faible entre ces deux grandeurs. À l'aide de la figure 6.40, représentant l'évolution verticale du rapport C_μ/Sc_t , on observe que la dispersion des points de mesures est essentiellement localisée dans la zone de recirculation. On remarque également que plus on s'éloigne de l'obstacle, plus ce rapport tend à se rapprocher de la valeur $C_\mu/Sc_t = 0.13$. L'analyse de sensibilité sur la détermination du flux $\overline{w'c'}$ avec différentes valeurs du rapport C_μ/Sc_t (0.035, 0.07 et 0.13), représentée à

la figure 6.41, illustre sous une nouvelle forme les remarques précédentes et que la détermination du flux turbulent vertical présente une forte dépendance par rapport au rapport des grandeurs C_μ et Sc_t . On notera également que l'estimation des flux par cette méthode présente des résultats moins bons que les deux analyses précédentes, essentiellement localisées sur la partie haute des différents profils. Cela peut s'expliquer par le fait que dans cette partie du domaine, les valeurs de k et de ε_R sont très proches de 0 et donc que leurs rapports divergent.

Nous avons donc constaté que le modèle SGDH est un modèle robuste qui permet de bien reproduire le flux turbulent vertical de masse, aussi bien en utilisant la diffusivité turbulente D_t égale à une constante, que lorsque l'on modélise cette grandeur à travers l'expression $D_t = \frac{v_t}{Sc_t}$.

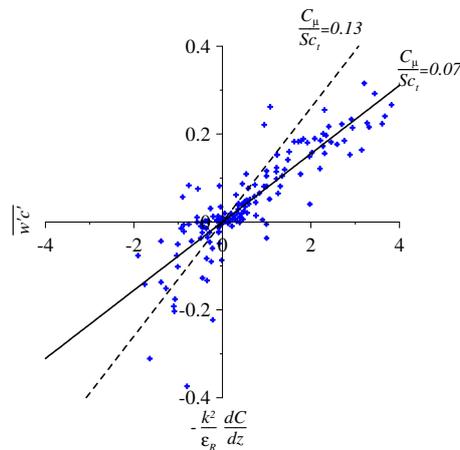


FIGURE 6.39 – Représentation de $\overline{w'c'}$ en fonction de $-\frac{k^2}{\varepsilon_R} \frac{\partial C}{\partial z}$, nous permettant de déterminer la valeur du rapport C_μ/Sc_t . La courbe en pointillés noire représente la valeur de 0.13 traditionnellement implémentée par défaut dans les logiciels CFD.

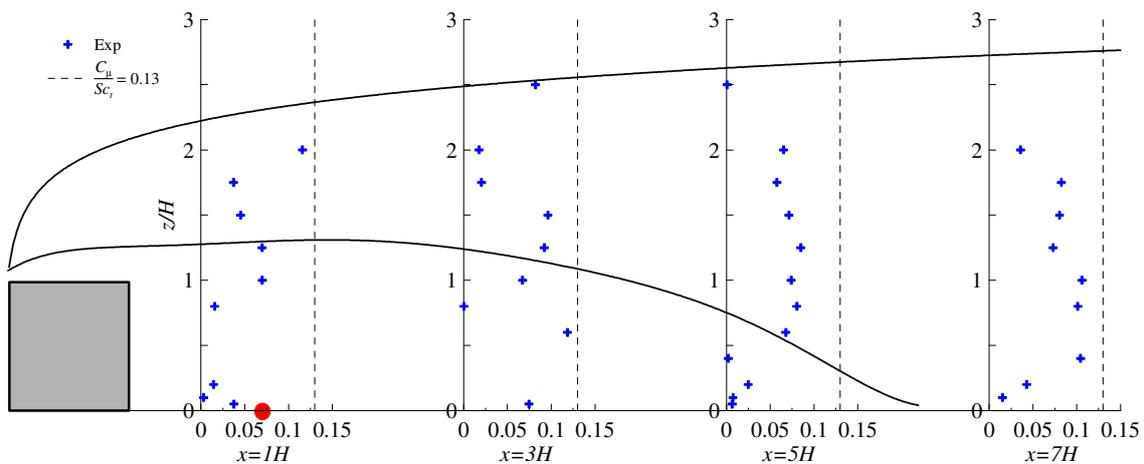


FIGURE 6.40 – Évolution verticale du rapport entre C_μ et Sc_t

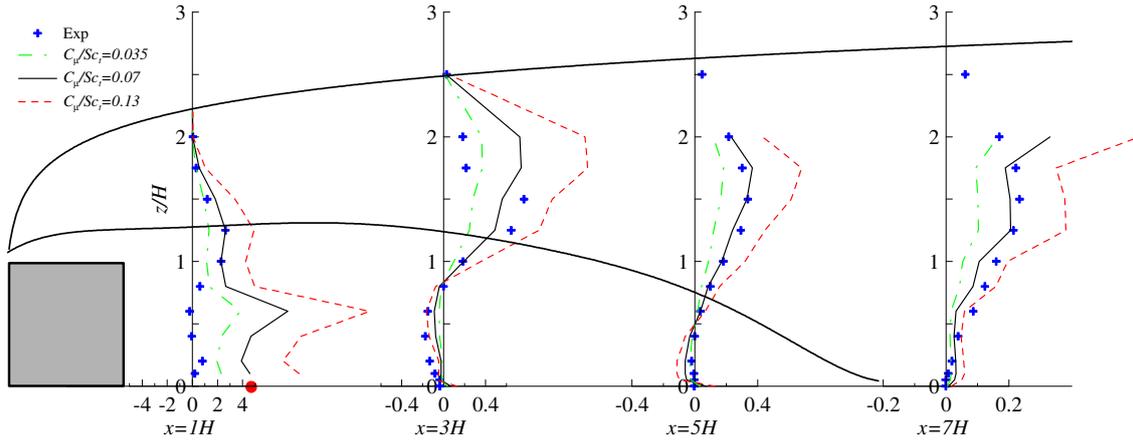


FIGURE 6.41 – Comparaison du flux de masse turbulent vertical $\overline{w'c'}$ entre nos mesures et l'expression $-\frac{C_\mu}{Sc_t} \frac{k^2}{\epsilon_R} \frac{\partial C}{\partial z}$, pour différentes valeurs du rapport C_μ/Sc_t .

6.3.2.2 Modèle GGDH

Le modèle GGDH permet d'exprimer le flux turbulent de masse vertical, à l'aide de la relation :

$$\overline{w'c'} = -\alpha_{c,z}^{GGDH} \frac{k}{\epsilon} \left(\overline{u'w'} \frac{\partial C}{\partial x} + \overline{w'^2} \frac{\partial C}{\partial z} \right) \quad (6.13)$$

À partir de la même analyse que nous venons d'effectuer, nous traçons sur la figure 6.43 $\overline{w'c'}$ en fonction de $\frac{k}{\epsilon} \left(\overline{u'w'} \frac{\partial C}{\partial x} + \overline{w'^2} \frac{\partial C}{\partial z} \right)$. L'application d'une régression linéaire à ces données nous donne un coefficient $\alpha_{c,z}^{GGDH} = 0.19$ avec une dispersion des points expérimentaux caractérisée par un coefficient de corrélation $R^2 = 0.4$ (ce qui est beaucoup plus faible que dans les analyses du modèle SGD). La figure 6.44, représentant l'analyse de sensibilité de l'estimation du flux pour différentes valeurs de $\alpha_{c,z}^{GGDH}$, illustre sous une nouvelle forme que malgré une complexification du modèle, censé mieux représenter la physique des phénomènes, le modèle GGDH ne donne pas une meilleure estimation de $\overline{w'c'}$ que le modèle SGD, mais au contraire, détériore les résultats.

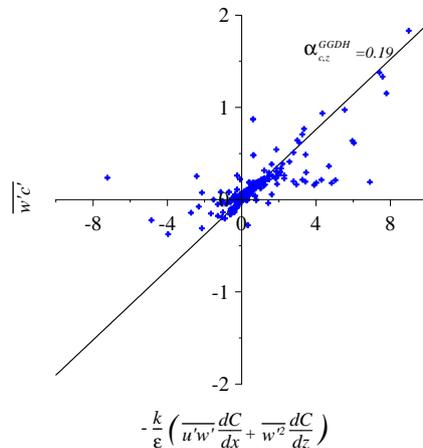
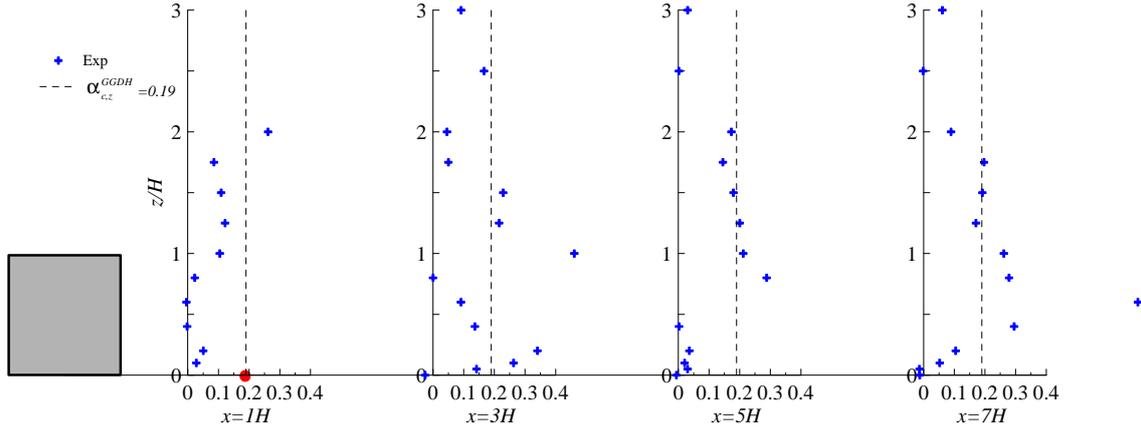
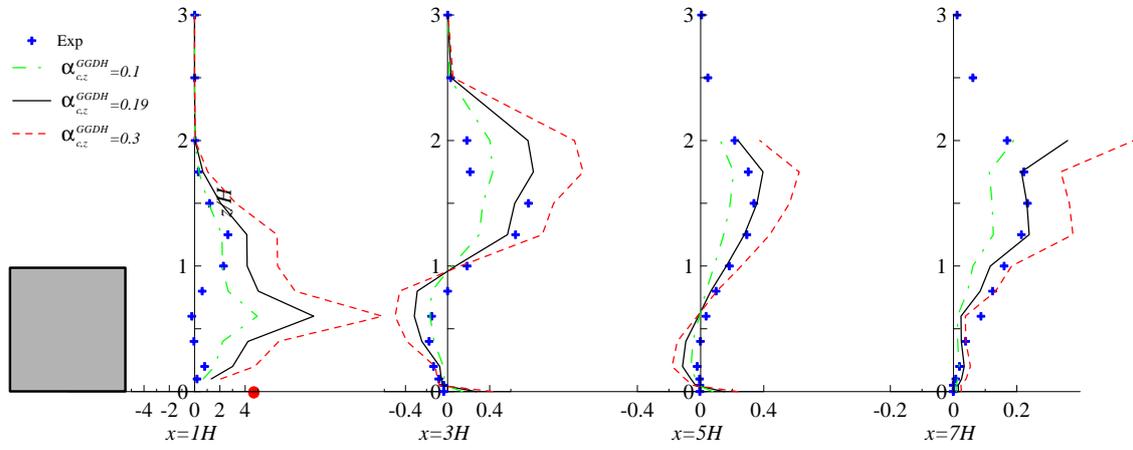


FIGURE 6.42 – Détermination de $\alpha_{c,z}^{GGDH}$.

FIGURE 6.43 – Évolution de $\alpha_{c,z}^{GGDH}$.FIGURE 6.44 – Estimation du flux de masse vertical pour différents $\alpha_{c,z}^{GGDH}$.

6.3.2.3 Modèle HO-GGDH

Regardons à présent si l'utilisation du modèle de complexité supérieur High-Order GGDH (HO-GGDH), estimant le flux turbulent de masse vertical à l'aide de l'équation 6.14, nous permet d'améliorer les résultats.

$$\overline{w'c'} = -\alpha_c^{HO-GGDH} \frac{1}{\varepsilon} \left(\overline{u'^2 u'w'} \frac{\partial C}{\partial x} + \overline{w'^2 u'w'} \frac{\partial C}{\partial x} + \overline{u'w'^2} \frac{\partial C}{\partial z} + \overline{u'^2} \frac{\partial C}{\partial z} \right) \quad (6.14)$$

L'estimation de la valeur optimale pour le coefficient $\alpha_{c,z}^{HO-GGDH}$ est 0.08 (figure 6.45), avec une dispersion des points moins importante que pour le modèle GGDH, caractérisée par $R^2 = 0.67$, ce que nous pouvons également observer sur la figure 6.46. De plus l'étude de sensibilité sur la détermination du flux $\overline{w'c'}$ pour différentes valeurs de $\alpha_{c,z}^{HO-GGDH}$, montre une amélioration des résultats par rapport à l'utilisation du modèle GGDH, qui restent cependant moins bons que ceux issus du modèle SGD.

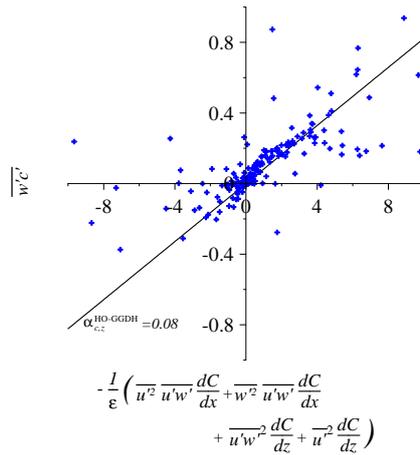


FIGURE 6.45 – Détermination de $\alpha_{c,z}^{HO-GGDH}$.

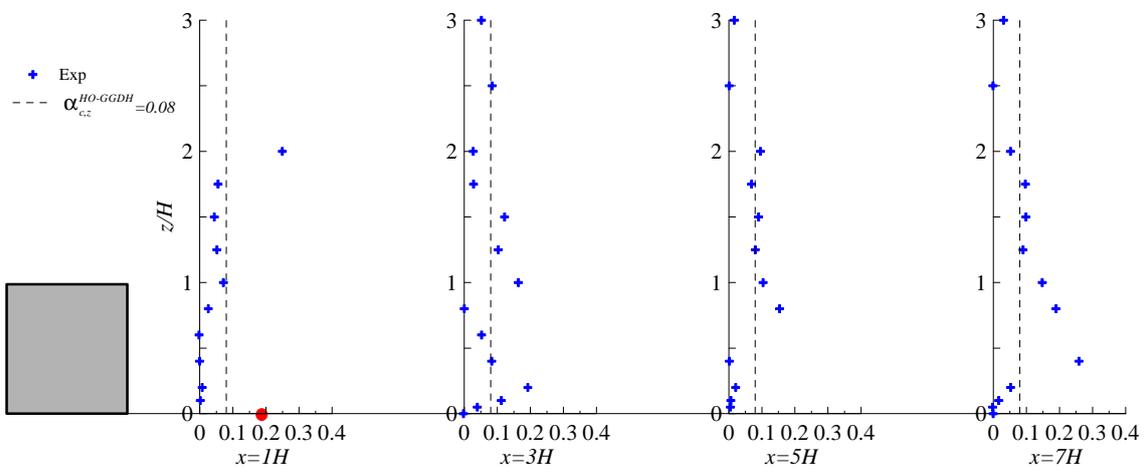


FIGURE 6.46 – Évolution de $\alpha_{c,z}^{HO-GGDH}$.

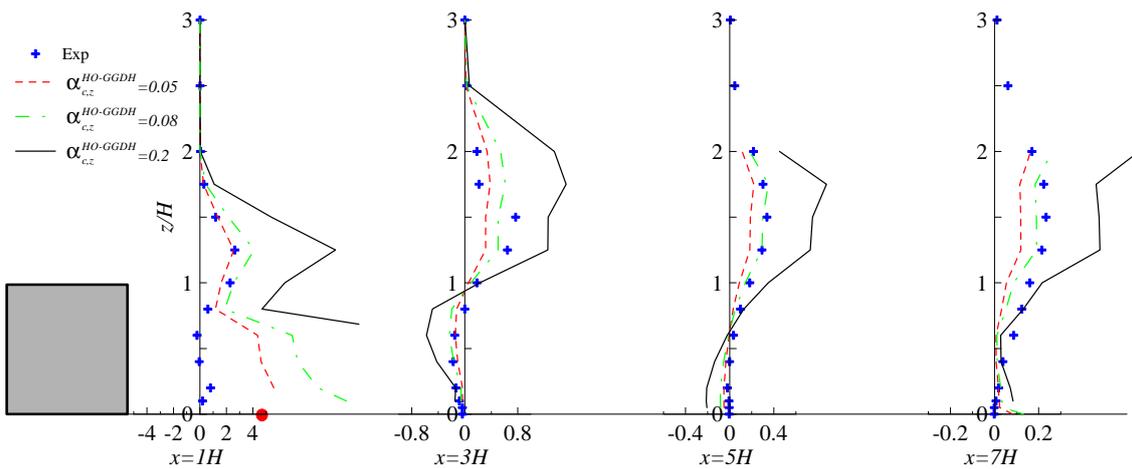


FIGURE 6.47 – Estimation du flux de masse vertical pour différents $\alpha_{c,z}^{HO-GGDH}$.

6.3.2.4 Bilan

Pour une meilleure comparaison, et à titre indicatif, nous avons choisi de représenter sur une même figure, l'évolution spatiale du flux turbulent de masse vertical estimé par les 3 modèles de fermeture ainsi que nos valeurs expérimentales (pour le modèle SGDH nous représenterons le cas où D_t est une constante et le cas où il s'exprime par $D_t = v_t^{def}/Sc_t$, avec $Sc_t = 0.9$). La valeur des coefficients, $\alpha_{c,z}^{GGDH}$, $\alpha_{c,z}^{HO-GGDH}$ et D_t , a été choisie à partir des différentes régressions linéaires.

Tout d'abord, on observe clairement que les 3 modèles ne permettent pas une bonne représentation de $\overline{w'c'}$ juste en aval de l'obstacle et dans la zone de recirculation, $0.5H < x < 2H$ et $z < H$, qui provient sans doute d'une discrétisation spatiale trop large de nos points de mesures dans cette zone proche de la source. En s'éloignant de l'obstacle, on constate une nette amélioration des résultats. On notera que le modèle SGDH (avec D_t constant) présente quelques limitations à reproduire le flux turbulent de masse près de la paroi contrairement aux deux autres modèles, alors que dans le reste du domaine, il donne de tout aussi bons résultats, voir meilleurs que les modèles GGDH et HO-GGDH. Notons que le modèle le plus robuste est le modèle SGDH définissant la diffusivité turbulente par $D_t = v_t^{def}/Sc_t$, avec $Sc_t = 0.9$.

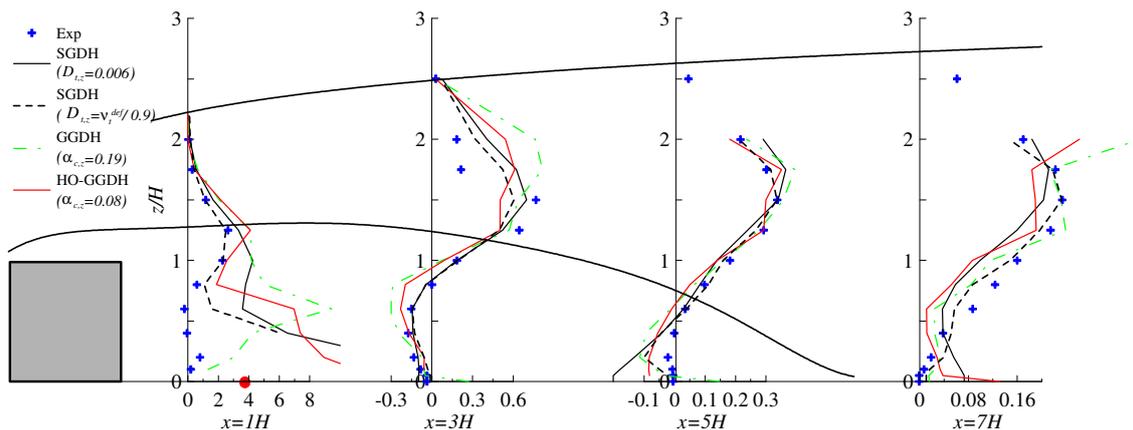


FIGURE 6.48 – Comparaison du flux de masse vertical à l'aide des différents modèles.

6.3.3 Conclusion

Nous avons donc étudié en détail la cohérence interne de 3 modèles analytiques de fermeture de l'équation d'advection-diffusion (SGDH, GGDH et HO-GGDH) avec l'estimation des constantes D_t (dans l'hypothèse où la diffusivité turbulente peut être considérée constante), Sc_t , C_μ/Sc_t , $\alpha_{c,z}^{GGDH}$ et $\alpha_{c,z}^{HO-GGDH}$, obtenues à l'aide de régression linéaire. Dans notre analyse, nous avons différencié les flux turbulents longitudinaux et verticaux. Pour chacun des cas d'étude, nous avons caractérisé la dispersion du nuage de points à l'aide d'un coefficient de corrélation R^2 , nous servant de critère afin d'évaluer, et de comparer, la performance des différents modèles. Le récapitulatif des valeurs de R^2 est donné dans le tableau 6.1.

Notre première observation a été que le modèle SGDH présente une incohérence avec l'hypothèse d'opposition de signes entre le flux turbulent de masse et le gradient de concentration moyenne dans cette direction, le rendant inapplicable dans la direction de l'écoulement. En augmentant la complexité

Configuration des flux	SGDH			GGDH	HO-GGDH
	D_t constant	$D_t = v_t^{def}/Sc_t$	$D_t = v_t^{mod}/Sc_t$		
Flux longitudinal	Pas applicable			0.5	0.63
Flux vertical	0.78	0.93	0.75	0.4	0.67

TABLE 6.1 – Récapitulatif du coefficient de corrélation R^2 , issu des différentes régressions linéaires.

des modèles (GGDH puis HO-GGDH), les résultats présentent une allure de courbes très similaire à celle des mesures, avec une précision légèrement supérieure si l'on utilise le modèle le plus complexe (augmentation de R^2), mais présentant tout de même des écarts pouvant dépasser les 100% d'erreur relative avec les mesures. Ces modèles ne donnent donc qu'un ordre de grandeur dans l'estimation de $\overline{u'c'}$.

L'étude portant sur le flux turbulent dans la direction verticale a montré de meilleurs résultats, en commençant par la vérification de l'opposition de signes entre les flux et les gradients de concentration moyenne, nous permettant d'analyser le modèle SGDh dans cette direction. Nous avons également vu qu'il existe différentes approches dans l'analyse de ce modèle. Tout d'abord nous avons considéré naïvement que la diffusion turbulente D_t pouvait être considérée comme une constante, et montré que cette modélisation très simpliste reproduit bien (avec un coefficient de corrélation supérieur à ceux estimés dans le sens longitudinal) le flux $\overline{w'c'}$. Dans un second temps, nous avons exprimé D_t à l'aide de sa définition, déplaçant l'analyse sur la détermination des grandeurs Sc_t (dans le cas où v_t est définie par v_t^{def}) et C_μ/Sc_t (dans le cas où v_t est définie par v_t^{mod}). L'exploitation de ces résultats a montré, en déterminant v_t à l'aide de sa définition v_t^{def} , qu'on obtient une estimation optimale ($R^2 = 0.93$) du flux turbulent $\overline{w'c'}$. Cependant, en exprimant v_t par la relation employée dans les modèles RANS, on diminue la précision des résultats (R^2 étant de 0.75). Cette imprécision est principalement localisée entre la frontière des zones II' et III', là où les valeurs de k et de ϵ_R deviennent très proches de 0, et donc où leur rapport peut diverger.

L'analyse des modèles plus complexes GGDH et HO-GGDH a montré des performances beaucoup plus faibles que celles du modèle SGDh. On notera tout de même une amélioration entre le passage du modèle GGDH au modèle HO-GGDH (passage de $R^2 = 0.4$ à $R^2 = 0.67$). Il serait intéressant d'étudier d'autres modèles plus évolués, comme ceux qui sont basés sur la résolution des équations évolutives des grandeurs $\overline{u'c'}$ et $\overline{w'c'}$.

6.4 Étude de l'équation évolutive de la variance de concentration

L'introduction de ce document nous a permis de comprendre en quoi l'accès aux informations concernant les fluctuations de concentration est importante dans l'étude du risque industriel, de la dispersion de polluants toxiques, inflammables ou odorants. Nous avons également rappelé dans la

section 1.3 que l'équation évolutive portant sur la variance de la concentration $\overline{c'^2}$, s'exprime comme :

$$\underbrace{\frac{1}{2} \overline{u_j} \frac{\partial \overline{c'^2}}{\partial x_j}}_{Adv_{c'^2}} = \underbrace{-\overline{u'_j c'}}_{P_{c'^2}} \frac{\partial \overline{c}}{\partial x_j} + \underbrace{-\frac{1}{2} \frac{\partial \overline{c' c' u'_j}}{\partial x_j}}_{-\frac{1}{2} \nabla \cdot T_{c'^2}} - \underbrace{D_m \frac{\partial c'}{\partial x_j} \frac{\partial c'}{\partial x_j}}_{\varepsilon_{c'^2}} \quad (6.15)$$

Comme pour le traitement des données PIV, portant sur l'analyse du bilan de k , la discrétisation spatiale des gradients introduit des erreurs non négligeables, qui peuvent être réduites en interpolant nos données expérimentales suivant z puis x à l'aide d'une fonction de type double Gaussienne (équation 6.16) pour la verticale et de type double exponentielle (équation 6.17) pour la direction longitudinale (voir la correspondance entre les mesures et les interpolations en Annexe 3).

$$c(z) = a_1 \exp\left(-\frac{z-b_1}{c_1}\right) + a_2 \exp\left(-\frac{z-b_2}{c_2}\right) \quad (6.16)$$

$$c(x) = a_3 \exp(d_1 x) + a_4 \exp(d_2 x) \quad (6.17)$$

La figure 6.49 présente les différents termes de l'équation 6.15. Entre l'obstacle et la source ($0.5H < x < 1.5H$), nous pouvons observer que les maxima des différentes grandeurs se situent proche du sol, alors que pour des profils plus éloignés, les maxima se situent dans la zone de fort cisaillement ($H < z < 2H$). On constate que pour $x > 1.5H$ et en dehors de la zone I, on retrouve dans le cœur des profils un équilibre entre $\varepsilon_{c'^2}$ et $Adv_{c'^2}$ qui sont d'une amplitude plus importante que les termes $P_{c'^2}$ et $-\frac{1}{2} \nabla \cdot T_{c'^2}$, ce qui est également mis en évidence à travers le profil longitudinal en $z = 1.25H$ de la figure 6.50. Dans la zone de recirculation et pour $x > 1.5H$, contrairement à la zone II', le terme de transport $-\frac{1}{2} \nabla \cdot T_{c'^2}$ est positif. On notera également qu'en $x = 7H$ les profils sont étirés verticalement et présentent des valeurs d'un ordre de grandeur inférieur par rapport à la dispersion en couche limite rugueuse (la position $x = 7H$ étant équivalente à $x = 1.28\delta$ sur la figure 4.33).

Ayant déterminé expérimentalement les valeurs de $\varepsilon_{c'^2}$, il nous est maintenant possible de tester le modèle de fermeture de la dissipation de $\overline{c'^2}$, exprimé par la relation 1.53 :

$$\varepsilon_{c'^2} = \frac{1}{R_f k} \overline{c'^2} \quad (6.18)$$

Dans un premier temps, nous avons déterminé la valeur de la constante R_f en traçant sur la figure 6.52 la grandeur $\frac{\varepsilon_{R-}}{k} \overline{c'^2}$ en fonction de $\varepsilon_{c'^2}$. A l'aide d'une régression linéaire, nous obtenons $R_f = 0.66$, ce qui se situe bien entre les valeurs 0.8 et 0.5 utilisées par Sato and Sada (2002) et Hsieh et al.

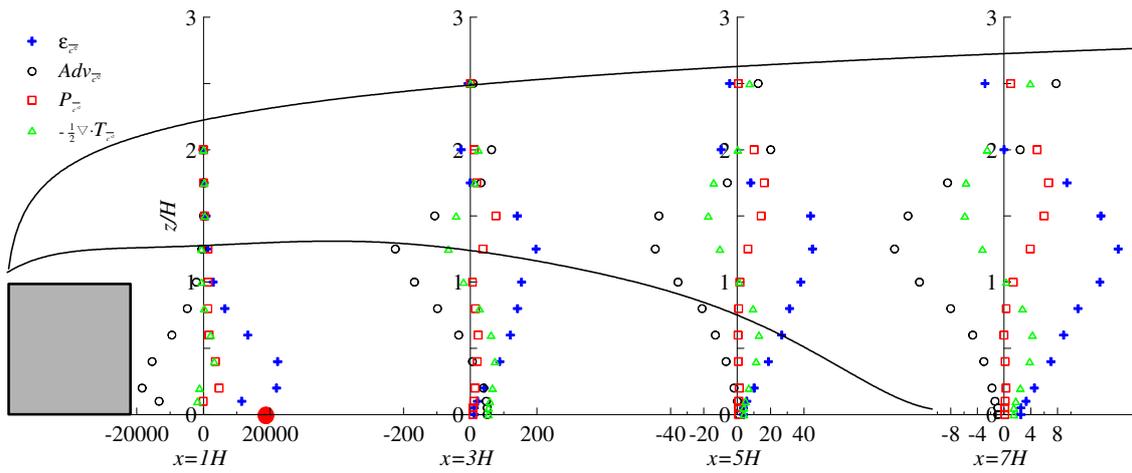


FIGURE 6.49 – Termes de l'équation évolutive de $\overline{c^2}$

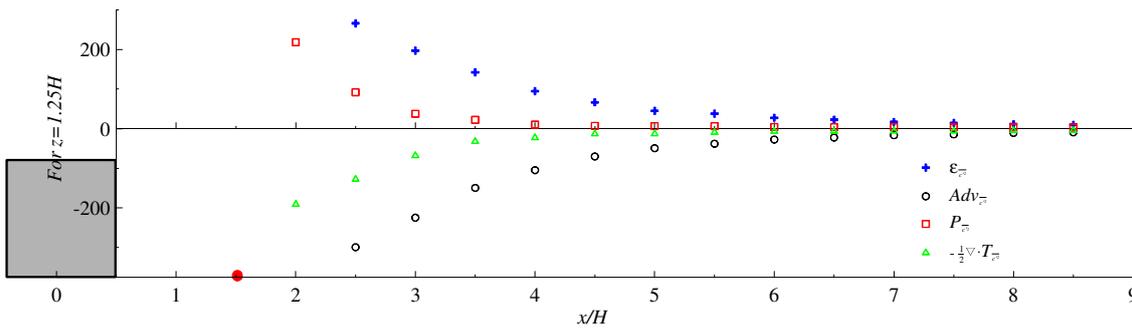


FIGURE 6.50 – Évolution longitudinale des termes de l'équation évolutive de $\overline{c^2}$ en $z = 1.25H$.

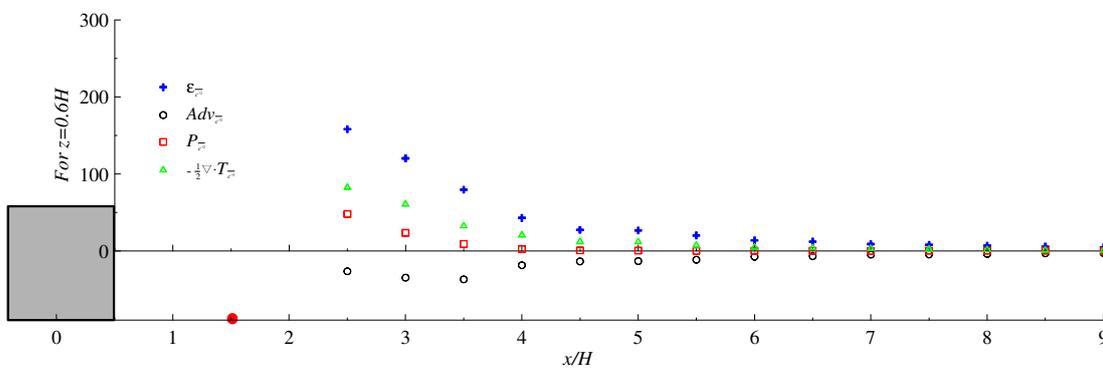


FIGURE 6.51 – Évolution longitudinale des termes de l'équation évolutive de $\overline{c^2}$ en $z = 0.6H$.

(2007) respectivement. On relèvera une relativement faible dispersion des mesures utilisées pour la régression (avec $R^2 = 0.84$), ce qui est confirmé par l'évolution spatiale de R_f représentée à la figure 6.53. Suite à cela, nous avons réalisé une étude de sensibilité des résultats de ce modèle par rapport à une variation de R_f , pouvant aller de 0.5 à 0.8. Les conséquences d'une telle variation sont illustrées sur la figure 6.54, et mettent en évidence qu'à l'aide de cette fermeture, $\varepsilon_{c/2}$ est bien reproduit, sauf proche de l'obstacle, en $x = H$. Rappelons qu'à cette position, la discrétisation spatiale trop large de nos points de mesures peut contribuer à ces grandes différences.

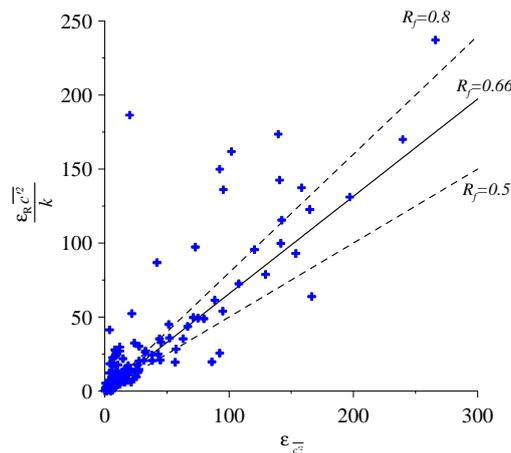


FIGURE 6.52 – Détermination de R_f .

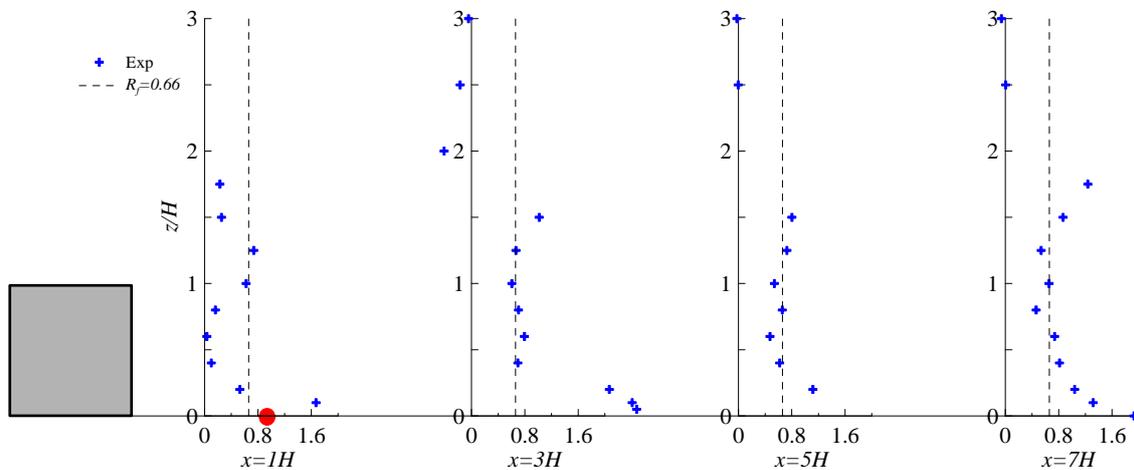


FIGURE 6.53 – Évolution de R_f

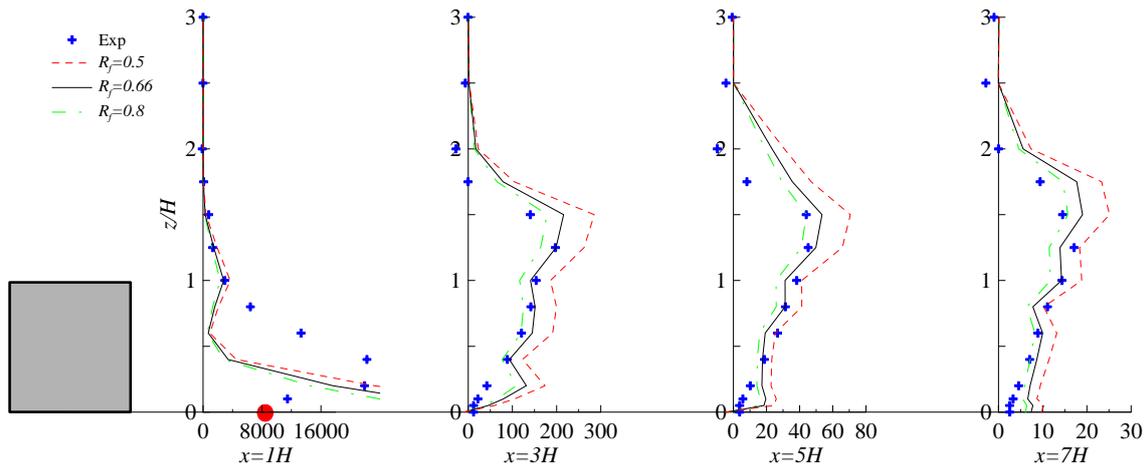


FIGURE 6.54 – Comparaison de ϵ_{c^2} entre nos expériences et la modélisation pour différents R_f

Conclusion : L'analyse de la dispersion d'un polluant, assimilé à un scalaire passif, dans le sillage d'un obstacle bidimensionnel, dont nous avons déterminé les caractéristiques dynamiques dans la section 5, a débuté par l'étude des 4 premiers moments statistiques de la concentration avant que nos résultats soient comparés à ceux de l'expérience de Vinçont et al. (2000). Au cours de cette exploitation, nous avons montré que l'utilisation de la loi Gamma, pour reproduire la PDF de concentration, est adaptée uniquement en dehors de la zone de recirculation.

À l'aide de nos mesures de flux de masse turbulent, réalisées à l'aide du couplage LDA-FID, nous avons ensuite étudié les flux turbulents de masse dans le sens longitudinal et vertical, avant de tester la validité de différents modèles de fermeture concernant l'équation d'advection-diffusion et portant sur la modélisation de $\overline{u'_i c^i}$. Nous avons montré que le modèle SGDH est très bien adapté dans le sens vertical, mais n'est pas applicable dans le sens longitudinal. De plus, on a pu observer que l'utilisation des modèles plus évolués du type GGDH et HO-GGDH, ne permet pas toujours d'améliorer l'estimation des différents flux, voir qu'ils présentent des résultats moins bons que le modèle SGDH basé sur le nombre de Schmidt turbulent Sc_t (modèle de fermeture utilisé dans la plupart des codes CFD). Finalement nous avons examiné avec attention l'équation évolutive de la variance de concentration et déterminé ϵ_{c^2} afin de discuter de la validité du modèle de fermeture basé sur cette grandeur utilisée, par exemple, dans le logiciel Code_Saturne.

Conclusion générale et perspectives

Le travail de recherche réalisé dans le cadre de cette thèse a pour objectif une caractérisation expérimentale fine de l'écoulement et de la dispersion turbulente autour d'un obstacle bidimensionnel placé dans une couche limite de surface, afin d'évaluer la validité des modèles RANS en vue de leur application pour l'étude de la dispersion atmosphérique.

Dans un premier temps, nous avons analysé la dynamique de l'écoulement de couche limite, se développant sur une paroi rugueuse, en commençant par déterminer ses paramètres caractéristiques, de vitesses et de longueurs, induits par notre configuration expérimentale. L'analyse s'est poursuivie par la réalisation d'une étude sur les différents termes de l'équation évolutive de l'énergie cinétique turbulente k ce qui nous a permis, en particulier, d'estimer son taux de dissipation ε comme le résidu de cette équation. Cette technique de détermination de ε a ensuite été confrontée à d'autres méthodes, basées sur l'isotropie de la turbulence ainsi que sur l'hypothèse de Taylor (dite de turbulence « gelée »), montrant que ces différentes approches fournissent des résultats comparables dans le cas d'un écoulement de couche limite. Nous avons poursuivi en comparant la viscosité turbulente ν_t issue d'une détermination basée sur un modèle de type SGDh
$$\left(\nu_t^{def} = -\frac{\overline{u'w'}}{\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial x}} \right)$$
 avec celle utilisée dans les modèles RANS
$$\left(\nu_t^{mod} = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \right)$$
. Les résultats nous ont permis de mettre en évidence les lacunes de ce modèle à reproduire efficacement cette quantité, provenant d'une valeur inadaptée de la constante C_μ , que nous avons déterminée égale à 0.04 au lieu de 0.09, dans un écoulement de couche limite. Nous avons fini cette analyse dynamique, par l'estimation des échelles spatiales caractéristiques de la turbulence (L_{ww} et η).

Dans un second temps, nous avons étudié la dispersion d'un polluant passif dans cet écoulement, en commençant par présenter notre procédé de mesures simultanées de vitesse-concentration à l'aide des couplages LDA-FID et HWA-FID. Cela nous a permis de mettre en lumière les différents enjeux métrologiques, qui sont principalement liés à la difficulté de réduire l'influence de la réalisation d'une mesure sur la seconde (présence d'ensemencement pour le LDA et intrusivité des techniques pour le FID et HWA). L'analyse de ces influences mutuelles a montré qu'en imposant une distance minimale $d_{LDA-FID} = 2cm$ entre les deux volumes de mesures, les perturbations dues à la présence du FID dans la veine d'essai sont négligeables. De plus, une comparaison des mesures FID portant sur les 4 premiers moments statistiques de la concentration, en présence ou non de l'ensemencement

de l'écoulement avec de l'huile végétale, nécessaire à la mesure LDA, a montré que cette présence supplémentaire d'hydrocarbure en bruit de fond ne modifie pas significativement les mesures. L'étude de l'évolution des principales statistiques de la concentration, issues de la dispersion d'un polluant passif émis au sol dans un écoulement de couche limite, nous a permis de déterminer les propriétés auto-similaires et l'évolution de l'étalement du panache. Nous avons poursuivi l'analyse de la dispersion en déterminant les flux turbulents de masse longitudinaux et verticaux. Ces mesures nous ont permis d'évaluer la validité du modèle de fermeture SGDH (modèle qui relie directement les flux turbulents aux gradients de concentrations moyennes à travers une diffusion turbulente D_t). Nous avons montré que ce dernier fonctionnait correctement dans le sens vertical, mais présentait des limitations importantes dans le sens de l'écoulement provenant de la non vérification de l'opposition de signes entre $\overline{u'c'}$ et le gradient longitudinal de concentration moyenne. À partir des mesures de $\overline{u'c'}$ et $\overline{w'c'}$, nous avons déterminé expérimentalement l'évolution spatiale de la grandeur D_t et celle du nombre de Schmidt turbulent Sc_t , qui ne présente pas une valeur constante mais bien une évolution en fonction de l'éloignement de la paroi. Si l'on devait toutefois assigner une valeur fixe à la grandeur Sc_t , notre analyse suggère, dans un écoulement de couche limite, qu'elle soit plus proche de 0.9 que de 0.7, comme elle est majoritairement implémentée (par défaut) dans les logiciels de CFD (Fluent, Code_Saturne). Finalement nous avons examiné avec attention l'équation évolutive de la variance de concentration, et déterminé son taux de dissipation ε_{c^2} , afin de discuter de la validité d'un modèle de fermeture basé sur cette grandeur, qui est utilisée, par exemple, dans le logiciel Code_Saturne.

Notre étude s'est poursuivie par l'analyse de la dynamique autour d'un obstacle bidimensionnel, de hauteur H et placé dans la couche limite étudiée précédemment, faisant apparaître une zone de recirculation de longueur $6H$. Après avoir mis en évidence la bonne cohérence de nos principales statistiques d'écoulement, issues de mesures LDA et PIV, avec celles de l'expérience de Vinçont et al. (2000), nous avons déterminé les différents termes de l'équation évolutive de k nous permettant d'estimer ε comme le résidu de cette équation. Au cours de cette estimation, nous avons réalisé une étude de sensibilité portant sur la contribution des termes de corrélation entre la vitesse et la pression, en les modélisant comme $-2/5$ des termes de transport (modèle proposé par Lumley (1978)). Les observations affichent clairement une influence non négligeable de cette modélisation sur les résultats de ε . Cependant, à travers des études présentées par Kim et al. (1987) et Rogers and Moser (1994) nous ne pouvons pas considérer que cette modélisation est pleinement et systématiquement justifiée. C'est pourquoi nous avons fait le choix de négliger la contribution de ce terme dans la suite de notre analyse. Nous avons poursuivi en confrontant l'estimation de ε issue de l'équation de l'ECT avec d'autres méthodes, basées sur l'isotropie de la turbulence ainsi que sur l'hypothèse de Taylor, montrant que ces deux dernières approches ne sont pas applicables dans le sillage d'un obstacle. La présentation de nos résultats expérimentaux s'est enchaînée avec la détermination de la viscosité turbulente et par le calcul des corrélations doubles de vitesse, nous permettant d'estimer les différentes échelles spatiales et temporelles caractéristiques de la dynamique de l'écoulement.

À l'aide de ces mesures fines du champ de vitesse, nous avons évalué les paramétrisations du modèle $k - \varepsilon$ et montré que la valeur du coefficient $C_\mu = 0.09$ semble bien adaptée dans le sillage de l'obstacle,

contrairement à l'écoulement de couche limite, conduisant à une bonne estimation de v_t . Une étude de sensibilité, portant sur la détermination de la constante σ_k du modèle $k - \varepsilon$, indique à nouveau que la prise en compte des termes de pression-vitesse à travers la modélisation de Lumley (1978) apporte une contribution non négligeable. L'analyse de la dynamique de l'écoulement dans le sillage de l'obstacle s'est achevée sur la comparaison des résultats issus d'une simulation RANS, à l'aide des logiciels Code_Saturne et Fluent employant le modèle de fermeture $k - \varepsilon$, avec nos mesures. Les différentes comparaisons montrent une bonne reproduction des différentes grandeurs, avec tout de même une surestimation de ε directement en aval de l'obstacle.

La dernière partie de ces travaux de recherche, est consacrée à l'étude de la dispersion d'un polluant à partir d'une source linéique placée en aval de l'obstacle, au sol et en $x = 1.5H$. Pour cela, nous avons commencé par étudier avec précision les 4 premiers moments statistiques de la concentration, tout en montrant la cohérence de nos résultats en les comparant à ceux de l'expérience de Vinçont et al. (2000). Nous avons poursuivi en examinant l'évolution de la fonction de densité de probabilité (PDF) de concentration et en testant si une loi analytique de type « loi Gamma » pouvait s'appliquer, dans la configuration étudiée, afin de reproduire la distribution de concentration. Nous avons montré la validité d'une telle loi en dehors de la zone de recirculation, et en particulier la capacité à estimer les moments statistiques d'ordre 3 et 4.

L'étude des différents flux turbulents de masse, réalisée à l'aide du couplage LDA-FID, nous a permis de tester la cohérence interne de différents modèles de fermeture (SGDH, GGDH et HO-GGDH) de l'équation d'advection-diffusion. Nous avons tout d'abord montré que, dans la direction longitudinale, le modèle SGDH n'est pas incohérent de manière globale autour de l'obstacle, en raison de la non vérification (principalement en dehors de la zone de recirculation) de l'opposition de signes entre le $\overline{u'c'}$ et le gradient de concentration moyenne longitudinal. De plus, dans cette direction, l'utilisation de modèles plus évolués et plus complets, du type GGDH et HO-GGDH, permettent d'obtenir l'allure des flux turbulents de masse mais uniquement de façon approximative. Dans le sens vertical, le modèle SGDH (avec différents niveaux de complexités) semble le plus adapté et le plus robuste afin d'estimer les flux turbulents de masse verticaux. Au cours de ces analyses, nous avons également pu déterminer expérimentalement le coefficient de diffusivité turbulente D_t et le nombre de Schmidt turbulent Sc_t , et montrer que le modèle de fermeture utilisé dans la modélisation RANS, se basant sur une valeur de Sc_t fixe, reproduit de manière satisfaisante les flux de masse.

Finalement l'analyse de l'équation évolutive de la variance de concentration, nous donnant particulièrement accès à l'estimation de ε_{c^2} , nous a permis de discuter de la validité du modèle de fermeture utilisé dans le logiciel Code_Saturne, dans cette configuration plus complexe, et en particulier d'évaluer et de conforter la valeur de la constante R_f , comprise entre 0.5 et 0.8 (Sato and Sada (2002) et Hsieh et al. (2007)).

Les perspectives de ce travail sont nombreuses et de natures différentes.

Nos travaux, portant sur le champ de dispersion en aval de l'obstacle bidimensionnel, ont soulevé quelques interrogations sur l'insuffisance de la discrétisation spatiale de nos points de mesures dans

la zone proche de la source, c'est à dire aux positions $0.5H < x < 2H$ et $z < H$. Un complément de mesures et d'analyses dans cette région permettrait sans doute de mieux appréhender les phénomènes physiques qui s'y développent et de réaliser de manière plus fine des tests de validation des modèles de fermeture.

Nous avons également présenté une limitation de notre analyse de l'équation évolutive de k , induite par l'incapacité de nos appareils à mesurer les corrélations pression-vitesse, qui selon certaines études (Panigrahi et al., 2005; Liu and Thomas, 2004), ne sont pas toujours négligeables. Il serait donc intéressant de mesurer ces corrélations, par exemple, en mettant en œuvre la technique PIV rapide, comme l'a réalisé Haigermoser (2009) dans une cavité.

Numériquement, la continuité de ces travaux est de confronter et de discuter des performances d'autres modèles RANS plus complets comme la fermeture $R_{ij} - \varepsilon$. Il est également envisageable d'utiliser cette base de données expérimentales afin d'examiner d'autres familles de modélisation, comme les modèles Lagrangiens, en déterminant leurs paramètres clés (temps Lagrangien, temps de micro-mélange).

Il serait également nécessaire de réaliser les mêmes analyses sur des configurations géométriques plus complexes, comme des écoulements 3D autour d'un obstacle isolé, ou dans un réseau d'obstacles. De plus, afin d'avoir une analyse complète sur ces phénomènes, on pourrait également réaliser une comparaison des résultats issus d'expériences de terrain, comme ceux provenant du Site Instrumental de Recherche par Télédétection Atmosphérique (SIRTA).

Annexes

Annexe 1 : Démonstration de la relation permettant l'estimation du taux de dissipation de l'ECT dans le cas d'une turbulence isotropique

Dans l'équation 1.11 de la section 1.1.1, nous avons vu que le taux de dissipation s'exprimant :

$$\varepsilon = \frac{1}{2} \nu \overline{\left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)^2} = \nu \left[\overline{\left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \right)} + \overline{\frac{\partial^2 u'_i u'_j}{\partial x_i \partial x_j}} \right] \quad (6.19)$$

peut être approché par la relation :

$$\varepsilon' \simeq \nu \overline{\left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \right)} \quad (6.20)$$

Cette expression contient des termes de la forme $\overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial x} \right)^2}$ qui peuvent être évalués à l'aide d'une échelle de longueur dite "micro-échelle de Taylor" λ définie par :

$$\overline{\left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \right)^2} = \frac{\overline{u_i'^2}}{\lambda_{ij}^2} \quad (6.21)$$

Nous pouvons distinguer l'échelle de Taylor longitudinale $\lambda_{\parallel}^2 = \lambda_{ii}^2 = \frac{\overline{u_i'^2}}{\left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_i} \right)^2}$ (si $i = j$) et transversale $\lambda_{\perp}^2 = \lambda_{ij}^2 = \frac{\overline{u_i'^2}}{\left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \right)^2}$ (si $i \neq j$).

En plus de la relation 1.56 et d'après Karman and Howarth (1938), il existe, en turbulence isotrope, une relation entre les échelles de Taylor longitudinale et transversale donnée par :

$$\lambda_{\parallel} = \sqrt{2} \lambda_{\perp} \quad (6.22)$$

ce qui implique :

$$\overline{\left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_i} \right)^2} = \frac{1}{2} \overline{\left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \right)^2} \quad (6.23)$$

Donc en développant l'expression de la pseudo dissipation, nous avons :

$$\varepsilon' = \nu \overline{\left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \right)}$$

$$\varepsilon' = \nu \left[\begin{array}{ccc} \overline{\left(\frac{\partial u'_1}{\partial x_1}\right)^2} & + \overline{\left(\frac{\partial u'_1}{\partial x_2}\right)^2} & + \overline{\left(\frac{\partial u'_1}{\partial x_3}\right)^2} \\ + \overline{\left(\frac{\partial u'_2}{\partial x_1}\right)^2} & + \overline{\left(\frac{\partial u'_2}{\partial x_2}\right)^2} & + \overline{\left(\frac{\partial u'_2}{\partial x_3}\right)^2} \\ + \overline{\left(\frac{\partial u'_3}{\partial x_1}\right)^2} & + \overline{\left(\frac{\partial u'_3}{\partial x_2}\right)^2} & + \overline{\left(\frac{\partial u'_3}{\partial x_3}\right)^2} \end{array} \right]$$

En appliquant maintenant la relation entre les différents gradients (équation 6.23) représentant la condition d'isotropie, nous obtenons :

$$\varepsilon' = \nu \overline{\left(\frac{\partial u'_1}{\partial x_1}\right)^2} \left[\begin{array}{ccc} 1 & +2 & +2 \\ +2 & +1 & +2 \\ +2 & +2 & +1 \end{array} \right]$$

$$\varepsilon' = 15\nu \overline{\left(\frac{\partial u'_1}{\partial x_1}\right)^2} \quad (6.24)$$

Annexe 2 : Proposition de justification de la constante du nombre de Schmidt égale à 0.7

Le profil de vitesse moyenne dans une couche limite peut être reproduit à l'aide d'une loi logarithmique du type (section 3.1) :

$$\frac{\bar{u}(z)}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{z-d}{z_0} \right) \quad (6.25)$$

impliquant que le gradient de vitesse vertical s'exprime par :

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \frac{u_*}{\kappa z} \quad (6.26)$$

Nous pouvons également définir que la vitesse de frottement dans une couche limite s'exprime par la relation :

$$\overline{u'w'} \sim -u_*^2 \quad (6.27)$$

De plus, si l'on applique un modèle de fermeture de type SGDH pour les tensions de Reynolds $\overline{u'w'}$, ces dernières s'expriment :

$$\overline{u'w'} = -v_t \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad (6.28)$$

En combinant les équations 6.26, 6.27 et 6.28, nous obtenons la relation :

$$v_t = u_* \kappa z \quad (6.29)$$

De plus, la diffusion turbulente $D_{t,z}$ peut s'exprimer en fonction du temps Lagrangien par la relation (Taylor, 1921) :

$$D_{t,z} = \sigma_w^2 T_{Lz} \text{ si } t \gg T_{Lz}$$

or

$$T_{Lz} = \frac{2\sigma_w^2}{C_0 \varepsilon}$$

où C_0 est une constante comprise entre 2 et 10. Dans le cas d'un écoulement de couche limite il existe un équilibre entre la production et la dissipation de l'ECT :

$$\varepsilon = P = -\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \frac{u_*^3}{\kappa z}$$

Nous avons donc :

$$D_{t,z} = \frac{\sigma_w^2 \cdot 2 \cdot \sigma_w^2}{C_0 \frac{u_*^3}{\kappa z}} = \frac{2 \sigma_w^4}{C_0 u_*^3} \kappa z \quad (6.30)$$

Dans une couche limite de surface on considère généralement que (voir les figures 3.2 et 3.3) :

$$\sigma_w = \alpha_w u_* \text{ avec } \alpha_w = 1.3$$

L'équation 6.30 devient donc :

$$D_{t,z} = \frac{2 * \alpha_w^4 u_*^4}{C_0 u_*^3} \kappa z = \frac{2 * \alpha_w^4}{C_0} u_* \kappa z$$

En faisant apparaitre la viscosité turbulente v_t à l'aide de l'équation 6.29, nous obtenons :

$$D_{t,z} = \frac{2 * \alpha_w^4}{C_0} v_t$$

Or le nombre de Schmidt se définissant comme :

$$Sc_{tz} = \frac{v_t}{D_{tz}}$$

Nous avons au finale :

$$Sc_{tz} = \frac{v_t}{D_{tz}} = \frac{C_0}{2 * 1.3^4} = 0.7$$

Annexe 3 : Extraits des signaux instantanés de concentration utilisés dans la détermination de la PDF de concentration

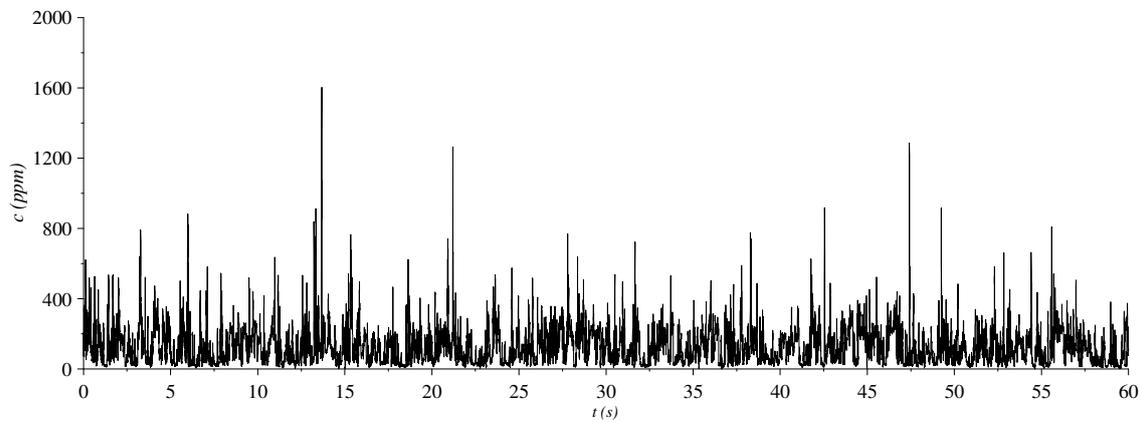


FIGURE 6.55 – Extraits du signal instantané de concentration à la position $x = H$ et $z = 0.6H$

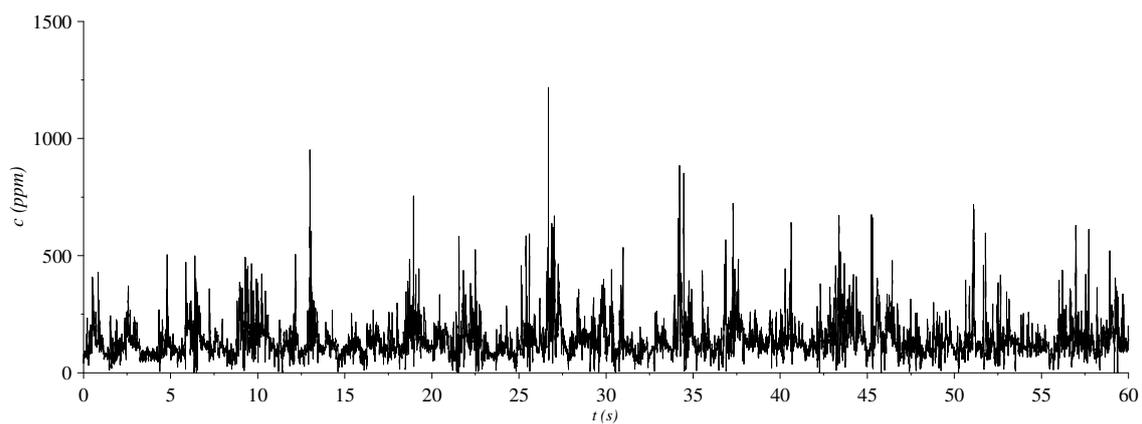


FIGURE 6.56 – Extraits du signal instantané de concentration à la position $x = 3H$ et $z = 0.6H$

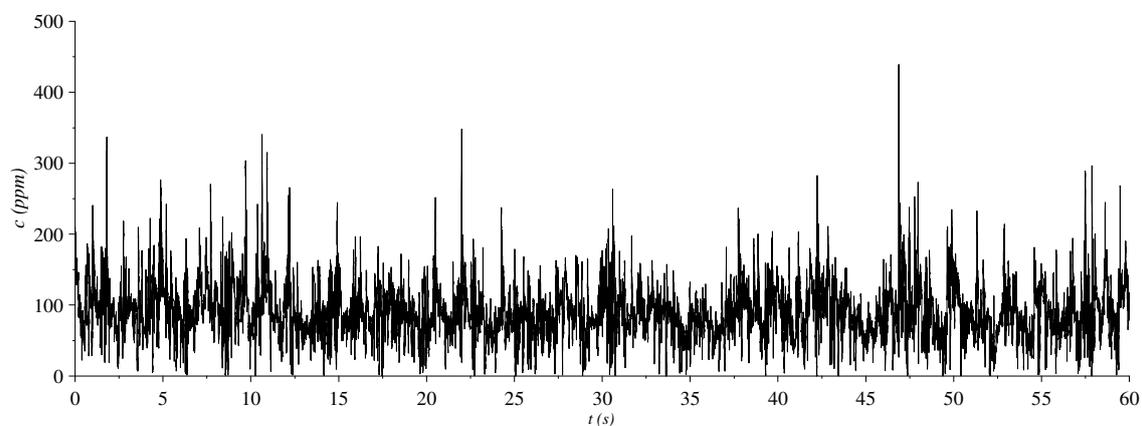


FIGURE 6.57 – Extraits du signal instantané de concentration à la position $x = 5H$ et $z = 0.6H$

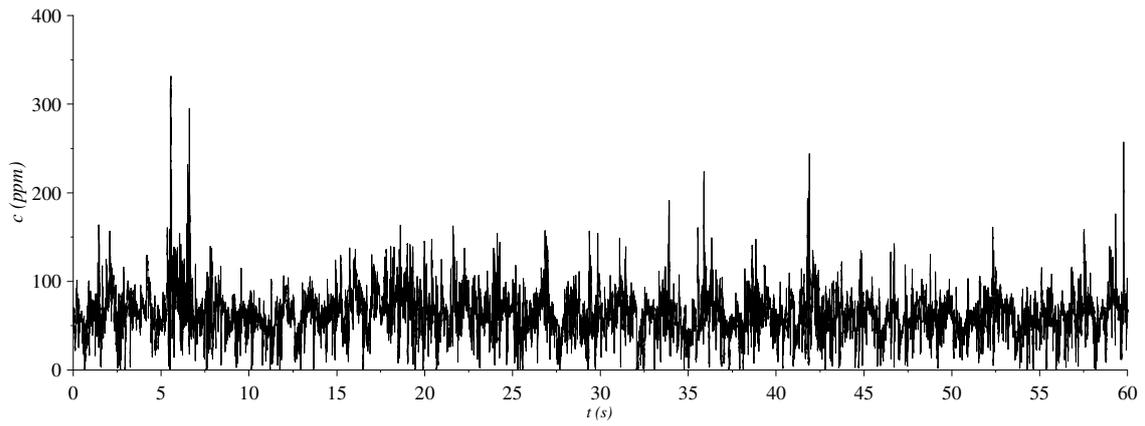


FIGURE 6.58 – Extraits du signal instantané de concentration à la position $x = 7H$ et $z = 0.6H$

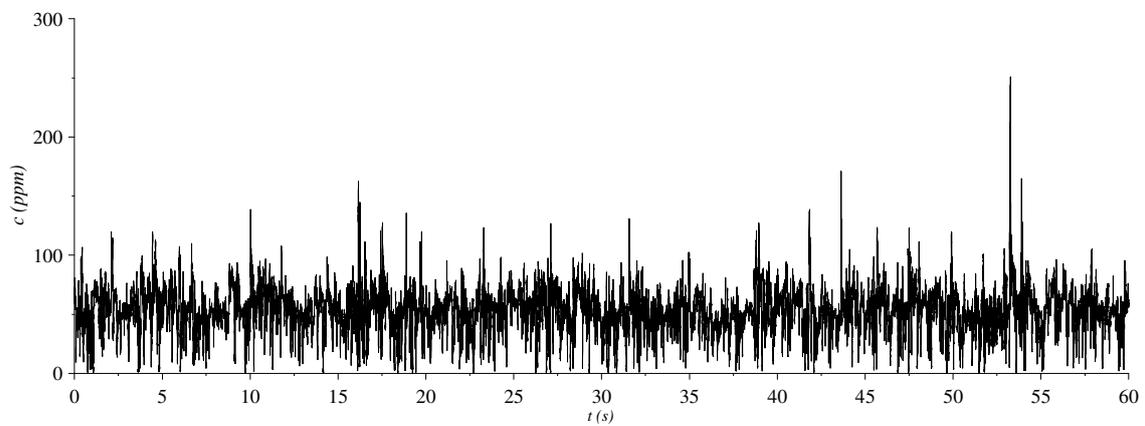


FIGURE 6.59 – Extraits du signal instantané de concentration à la position $x = 9H$ et $z = 0.6H$

Annexe 4 : Approximation des mesures de concentration par régression avec des profils analytiques

La discrétisation spatiale des gradients de concentration peut introduire des erreurs non négligeables, qui peuvent être réduites en appliquant une régression à nos données expérimentales suivant z puis x à l'aide d'une fonction de type double Gaussienne pour la verticale et de type double exponentielle pour la direction longitudinale :

$$c(z) = a_1 \exp\left(-\frac{z-b_1}{c_1}\right) + a_2 \exp\left(-\frac{z-b_2}{c_2}\right)$$
$$c(x) = a_3 \exp(d_1 x) + a_4 \exp(d_2 x)$$

où les 4 coefficients sont évalués en chaque point du domaine en appliquant la procédure de moindre carré. Notons que cette approche est également appliquée $\overline{c'^2}$, $\overline{u'_j c'}$ et $\overline{c' c' u'_j}$.

La correspondance entre les mesures et les régressions, est illustrée, par quelques exemples, sur les figures 6.60, 6.61 et 6.62.

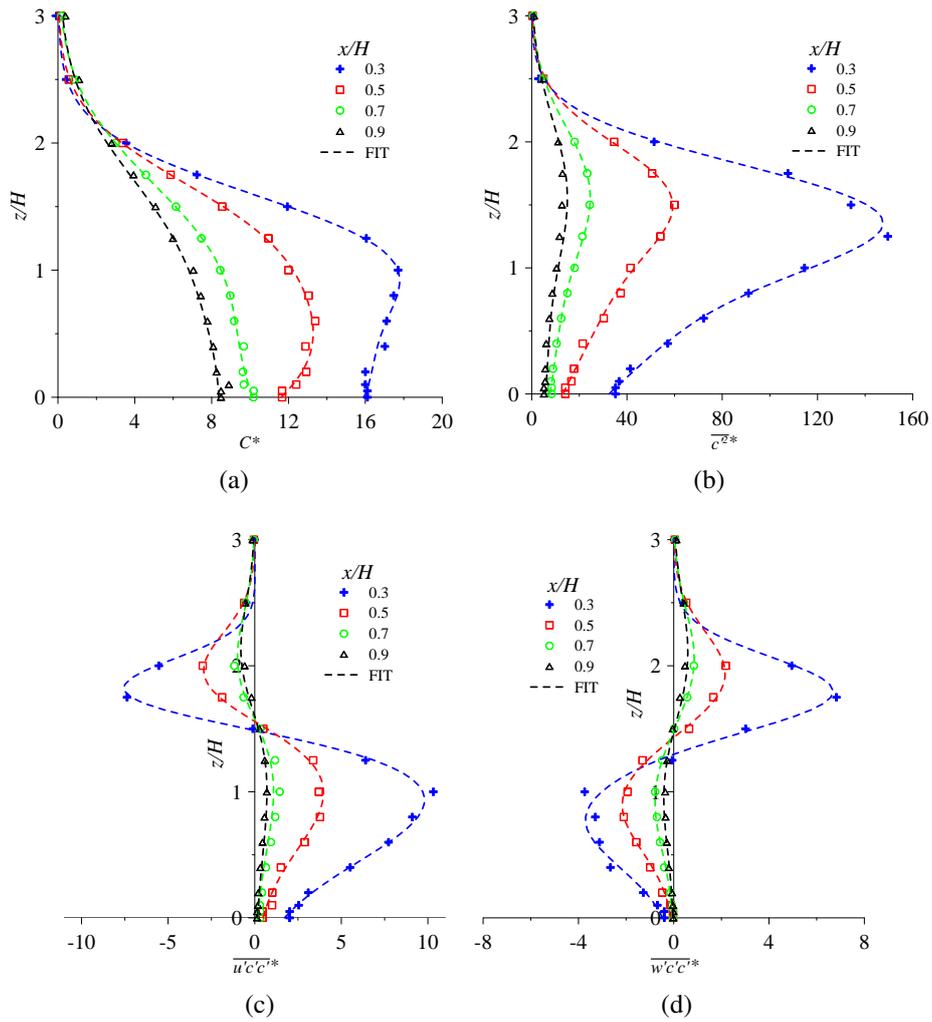
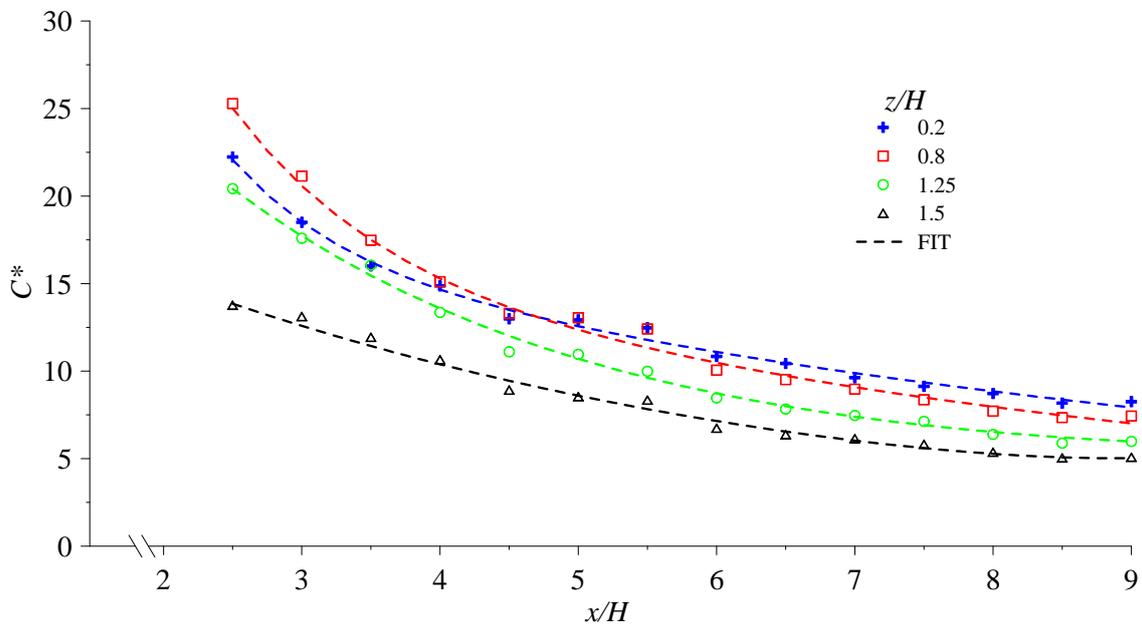
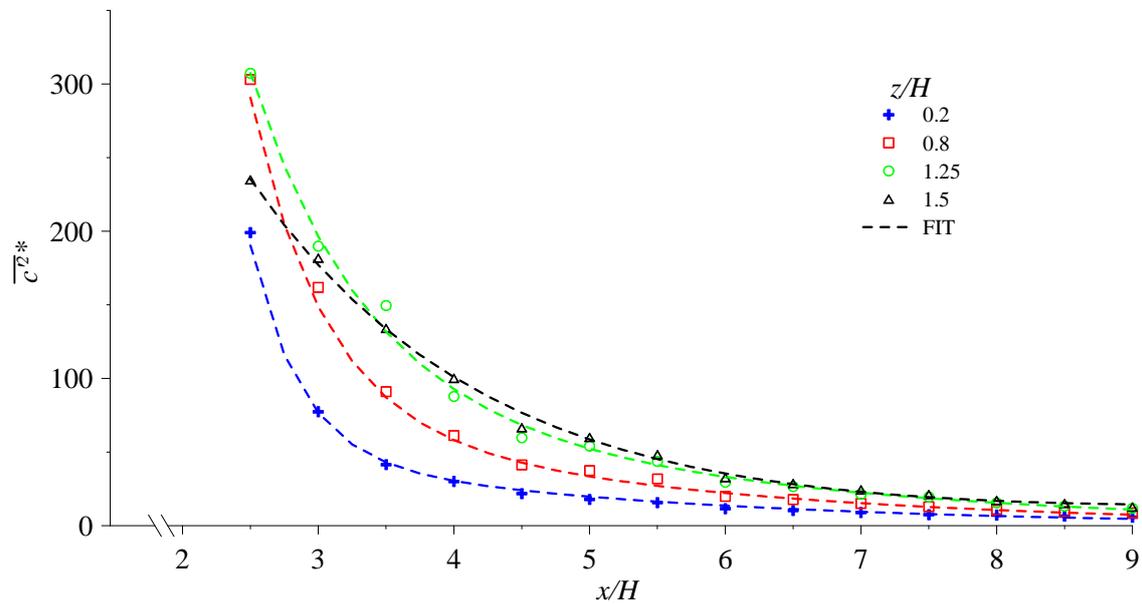


FIGURE 6.60 – Comparaison entre nos mesures et l'interpolation de type double Gaussienne pour les grandeurs C (a) $\overline{c'^2}$ (b), $\overline{u'c'l'}$ (c) et $\overline{w'c'l'}$ (d), et pour différentes distances à l'obstacle.

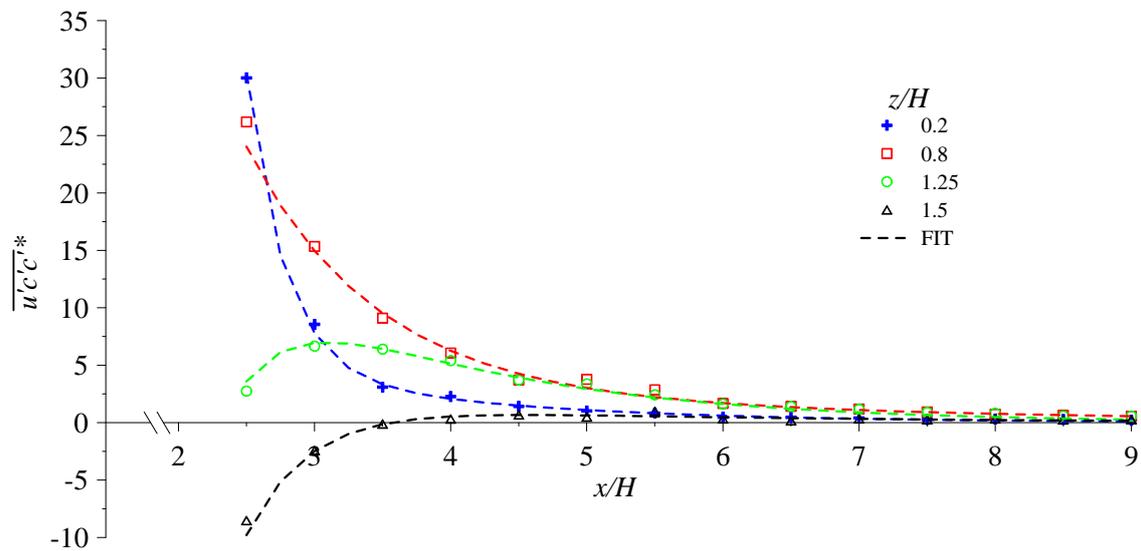


(a)

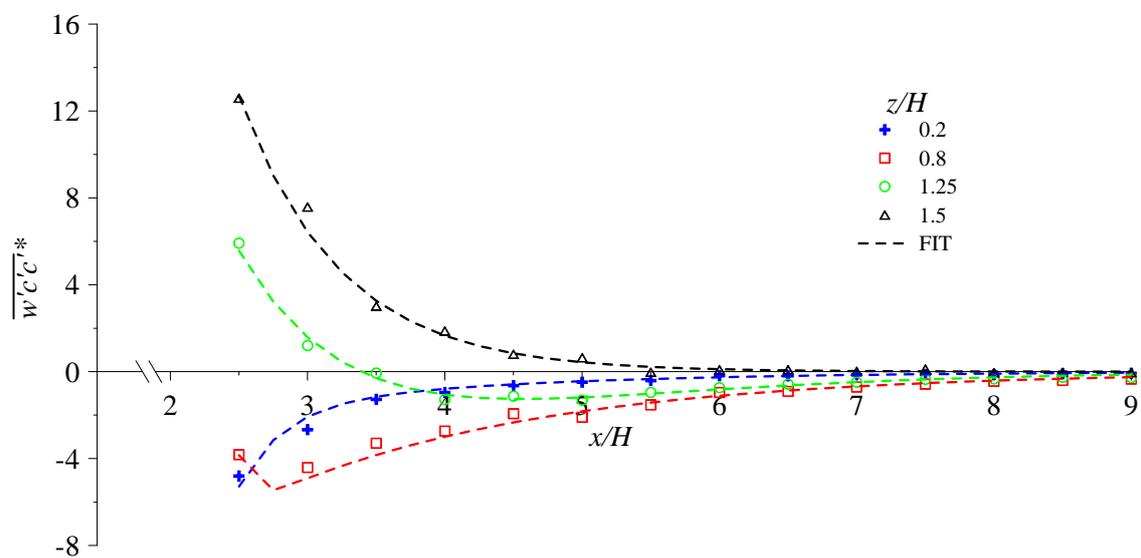


(b)

FIGURE 6.61 – Comparaison entre nos mesures et l'interpolation longitudinale, de type double exponentielle, pour les grandeurs C (a) et $\overline{C^{2*}}$ (b), et pour différentes distances au sol)



(a)



(b)

FIGURE 6.62 – Comparaison entre nos mesures et l'interpolation longitudinale, de type double exponentielle, pour les grandeurs $\overline{u'c'c'}$ (a) et $\overline{w'c'c'}$ (b), et pour différentes distances au sol

Bibliographie

Références

- Abe, K. and K. Suga : 2001, 'Towards the development of a Reynolds-averaged algebraic turbulent scalar flux model'. *International Journal of Heat and Fluid Flow* **22**, 19–29.
- Acharya, M., J. Bornstein, and M. P. Escudier : 1985, 'Turbulent boundary layers on rough surfaces'. *Experiments in Fluids* **4(1)**, 33–47.
- Andronopoulos, S., D. Grigoriadis, A. Robins, A. Venetsanos, S. Rafailidis, and J. Bartzis : 2002, 'Three-dimensional modeling of concentration fluctuations in complicated geometry'. *Environmental Fluid Mechanics* **1**, 415–440.
- ANSYS : 2011, *FLUENT 6.3 User's Guide, Release 14.0*.
- Baldi, S., A. Ducci, and M. Yianneski : 2004, 'Determination of Dissipation Rate in Stirred Vessels Through Direct Measurement of Fluctuating Velocity Gradients'. *Chemical Engineering & Technology* **27-3**, 275–281.
- Baldi, S. and M. Yianneski : 2004, 'On the quantification of energy dissipation in the impeller stream of a stirred vessel from fluctuating velocity gradient measurements'. *Chemical Engineering & Technology* **59/13**, 2659–2671.
- Batchelor, G. : 1949, 'Diffusion in a field of homogeneous turbulence'. *Australian Journal of Scientific Research* **A2**, 437–450.
- Ben_Salem, N. : 2014, 'Modélisation directe et inverse de la dispersion atmosphérique en milieux complexes'. Ph.D. thesis.
- Boussinesq, J. : 1877, *La théorie des eaux courantes*.
- Bradbury, L. : 1965, 'The structure of a self-preserving turbulent plane jet'. *Journal of Fluid Mechanics* **23(1)**, 31–64.

- Bruun, H. H. : 1995, *Hot-wire anemometry. Principles and signal analysis*.
- Carpentieri, M., P. Hayden, and A. Robins : 2012, 'Wind tunnel measurements of pollutant turbulent fluxes in urban intersections'. *Atmospheric Environment* **46**, 669–674.
- Carpentieri, M. and A. Robins : 2010, 'Tracer flux balance at an urban canyon intersection'. *Boundary Layer Meteorology* **135(2)**, 229–242.
- Castro, I. and M. Dianat : 1990, 'Pulsed wire velocity anemometry near walls'. *Experiments in Fluids* **8**, 343–352.
- CEREA : 2011, *Code Saturne 2.0.4 Theory and Programmers Guide*.
- Comte-Bellot : 1976, 'Hot-wire anemometry'. *Annual Review of Fluid Mechanics* **8**, 209–231.
- Comte-Bellot, G. and C. Bailly : 2003, *Turbulence*.
- Contini, D., P. Hayden, and A. Robins : 2006a, 'Concentration field and turbulent fluxes during the mixing of two buoyant plumes'. *Atmospheric Environment* **40**, 7842–7857.
- Contini, D., P. Hayden, and A. Robins : 2006b, 'Concentration field and turbulent fluxes during the mixing of two buoyant plumes'. *Atmospheric Environment* **40(40)**, 7842–7857.
- Counihan, J., J. Hunt, , and P. Jackson : 1974, 'Wakes behind two-dimensional surface obstacles in turbulent boundary layers'. *Journal of Fluid Mechanics* **64**, 529–564.
- Csanady, G. : 1967, 'Concentration fluctuations in turbulent diffusion'. *Journal of the Atmospheric Sciences* **24**, 21–28.
- Daly, B. and F. Harlow : 1970, 'Transport Equations in Turbulence'. *Physics of Fluids* **13**, 2634–2649.
- E. Gutmark and I. Wygnanski : 1976, 'The planar turbulent jet'. *Journal of Fluid Mechanics* **73(2)**, 465–495.
- Fackrell, J. : 1980, 'A flame ionisation detector for measuring fluctuating concentration'. *Journal of Physics E - Scientific Instruments* **13**, 888–893.
- Fackrell, J. and A. Robins : 1982a, 'Three-dimensional modeling of concentration fluctuations in complicated geometry'. *Journal of Fluid Mechanics* **117**, 1–26.
- Fackrell, J. E. and A. Robins : 1982b, 'Concentration fluctuations and fluxes in plumes from point sources in a turbulent boundary layer'. *Journal of Fluid Mechanics* **117**, 1–26.
- Fouras, A. and J. Soria : 1998, 'Accuracy of out-of-plane vorticity measurements derived from in-plane velocity field data'. *Experiments in Fluids* **25**, 409–430.
- Franke, J., C. Hirsch, A. Jensen, H. Krus, M. Schatzmann, P. Westbury, S. Miles, J. Wisse, and N. Wright : 2004, 'Recommendations on the use of cfd in wind engineering'. *Cost Action C* **14**, C1.

- Gamel, H., P. Salizzoni, L. Soulhac, P. MÃ©jean, M. Marro, N. Grosjean, and B. Carissimo : 2014, 'Turbulent kinetic energy budget and dissipation in the wake of 2D obstacle. Analysis of k-eps closure model'. *Fluids Engineering Division Summer Meeting, USA, Chicago*.
- Garbero, V., P. Salizzoni, and L. Soulhac : 2010, 'Experimental Study of Pollutant Dispersion Within a Network of Streets'. *Boundary-Layer Meteorology* **136**, 457–487.
- Garratt, J. : 1992, 'The atmospheric boundary layer'. *Cambridge University Press*.
- Gibson, M. and B. Launder : 1978, 'Ground Effects on Pressure Fluctuations in the Atmospheric Boundary Layer'. *Journal of Fluid Mechanics* **86(3)**, 491–511.
- Grant, H. : 1958, 'The large eddies of turbulent motion'. *Journal of Fluid Mechanics* **4**, 149–190.
- Haigermoser, C. : 2009, 'Application of an acoustic analogy to PIV data from rectangular cavity flows'. *Experiments in Fluids* **47**, 145–157.
- Hall, D. and M. Emmott : 1991, 'Avoiding aerosol sampling problems in fast response flame ionisation detectors'. *Experiments in Fluids* **10(40)**, 237–240.
- Hinze, J. : 1959, *Turbulence*.
- Hsieh, K., F. Lien, and E. Yee : 2007, 'Numerical modeling of passive scalar dispersion in an urban canopy layer'. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* **95(12)**, 1611–1636.
- Irwin : 1981, 'The design of spires for wind simulation'. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* **7**, 361–366.
- Jones, W. and B. Launder : 1972, 'The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence'. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **15**, 301–314.
- Kaimal, J., , and J. Finnigan : 1994, 'Atmospheric Boundary Layer Flows, their structure and measurement'. *Oxford University Press*.
- Karman and Howarth : 1938, 'On the Statistical Theory of Isotropic turbulence'. *Proceedings of the Royal Society London* **164A**, doi : 10.1098/rspa.1938.0013.
- Kawata, T., Y. Naka, and S. Obi : 2014, 'Simultaneous measurement of fluctuating velocity and pressure in the near wake of a circular cylinder'. *Experiments in Fluids* **55**.
- Kim, J., P. Moin, and R. Moser : 1987, 'Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number'. *Journal of Fluid Mechanics* **177**, 133–166.
- Koeltzsch, K. : 1999, 'The height dependence of the turbulent Schmidt number within the boundary layer'. *Atmospheric Environment* **34(7)**, 1147–1151.
- Launder, B., G. Reece, and W. Rodi : 1975, 'Progress in the Development of a Reynolds-stress Turbulence Closure'. *Journal of Fluid Mechanics* **68(3)**, 537–566.

- Launder, B. and D. Spalding : 1974, 'The numerical computation of turbulent flows'. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering* **3(2)**, 269–289.
- Legg, B., P. Copin, and R. M.R : 1984, 'A three-hot-wire anemometer for measuring two velocity components in high intensity turbulent boundary layers'. *Journal of Physic. E : Scientific Instruments* **17**, 970–976.
- Lien, F. and M. Leschziner : 1994, 'Assessment of Turbulent Transport Models Including Non-Linear RNG Eddy-Viscosity Formulation and Second-Moment Closure'. *Computers and Fluids* **23**, 983–1004.
- Liu, X. and J. Katz : 2006, 'Instantaneous pressure and material acceleration measurements using a four-exposure PIV system'. *Experiments in Fluids* **41**, 227–240.
- Liu, X. and F. Thomas : 2004, 'Measurement of the turbulent kinetic energy budget of a planar wake flow in pressure gradients'. *Experiments in Fluids* **37**, 469–482.
- Lourenco, L. and A. Krothapalli : 1995, 'On the accuracy of velocity and vorticity measurements with piv'. *Experiments in Fluids* **18**, 421–428.
- Lumley, J. : 1965, 'Interpretation of Time Spectra Measured in High-Intensity Shear Flows'. *Physics of Fluids* **8**, 1056.
- Lumley, J. : 1978, 'Computational modelling of turbulent flows'. *Advances in Applied Mechanics* **18**, 123.
- Lumley, J. and B. Khajeh-Nouri : 1974, 'Computational Modeling of Turbulent Transport'. *Advances in Geophysics* **18A**, 196–192.
- Michelet, S., Y. Antoine, F. Lemoine, and M. Mahouast : 1998, 'Mesure directe du taux de dissipation de l'énergie cinétique de turbulence par vélocimétrie laser bi-composante : validation dans une turbulence de grille'. *Comptes rendus de l'Académie des sciences. Série IIb, mécanique, physique, astronomie* **326**, 621–626.
- Milliez, M. and B. Carissimo : 2008, 'Computational Fluid Dynamical Modelling of Concentration Fluctuations in an Idealized Urban Area'. *Boundary-Layer Meteorology* **127**, 241–259.
- Mochida, A., Y. Tominaga, S. Murakami, and R. Yoshie : 2002, 'Comparison of various k-eps model and DSM applied to flow around a high-rise building, report on AIJ cooperative project for CFD prediction of wind environment'. *Wind and Structures* **2-4**, 227–244.
- Moonen, P., V. Dorer, and J. Carmeliet : 2011, 'Evaluation of the ventilation potential of court yards and urban street canyons using RANS and LES'. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* **99**, 414–423.

- Nironi, C. : 2013, 'Concentration fluctuations of a passive scalar in a turbulent boundary layer'. Ph.D. thesis.
- Nosek, L. K. S., R. Kellnerova, K. Jurcakova, and Z. Janour : 2012, 'Wind Tunnel Measurement of Turbulent and Advective Scalar Fluxes : A Case Study on Intersection Ventilation'. *The Scientific-World Journal* **Article ID 381357**.
- Panigrahi, P., A. Schroeder, and J. Kompenhans : 2005, 'Turbulent structures and budgets behind permeable ribs'. *6th International Symposium on Particle Image Velocimetry*.
- Panofsky, H. and J. Dutton : 1984, 'Atmospheric turbulence : models and methods for engineering applications'. *Wiley*.
- Perry, A., K. Lim, and S. Henbest : 1987, 'An experimental study of the turbulence structure in smooth and rough-wall boundary layers'. *Journal of Fluid Mechanics* **177**, 437–466.
- Perry, A., W. Schofield, and P. Joubert : 1968, 'Rough wall turbulent boundary layers'. *Journal of Fluid Mechanics* **37(2)**, 383–413.
- Poggi, D. and G. Katul : 2010, 'Evaluation of the turbulent kinetic energy dissipation rate inside canopies by zero and level crossing density methods'. *Boundary-Layer Meteorology*.
- Poggi, D., G. Katul, and J. Albertson : 2006, 'Scalar dispersion within a model canopy : Measurements and three-dimensional Lagrangian models'. *Advances in Water Resources* **29/2**, 326–335.
- Pope, S. : 2013, *Turbulent Flows*.
- Prandtl, L. : 1945, 'Uber ein neues Formelsystem fur die ausgebildete Turbulenz'. *Nachr Akad. Wiss. Gottingen* p. 16.
- Raffel, M., C. Willert, S. Werely, and J. Kompenhaus : 1998, *Particle Image Velocimetry : A parcticle guide*. Springer.
- Raupach, M. R., R. A. Antonia, and S. Rajagopalan : 1991, 'Rough-wall turbulent boundary layers'. *Applied Mechanics Reviews*.
- Raupach, M. R. and B. J. Legg : 1983, 'Turbulent dispersion from an elevated line source : measurements of wind-concentration moments and budgets'. *Journal of Fluid Mechanics* **136**, 111–137.
- Raupach, M. R., A. S. Thom, and I. Edwards : 1980, 'A wind-tunnel study of turbulent flow close to regularly arrayed rough surfaces'. *Boundary-Layer Meteorology* **18**, 373–397.
- Robins, A. : 1979, 'The development and structure of simulated neutrally stable atmospheric boundary layers'. *Journal of Industrial Aerodynamics* **4**, 71–100.
- Rodean, H. : 1991, 'The universal constant for the Lagrangian structure function'. *Physics of Fluids* **A(3)**, 1479.

- Rodi, W. : 1997, 'Comparison of LES and RANS calculations of the flow around bluff bodies'. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* **69-71**, 55–75.
- Rogers, M., N. Mansour, and W. Reynolds : 1989, 'An algebraic model for the turbulent flux of a passive scalar'. *Journal of Fluid Mechanics* **203**, 77–101.
- Rogers, M. and R. Moser : 1994, 'Direct simulation of a selfsimilar turbulent mixing layer'. *Physics of Fluids* **6-2**, 903.
- Rossi, R. : 2010, 'A numerical study of algebraic flux models for heat and mass transport simulation in complex flows'. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **53**, 4511–4524.
- Rossi, R. and G. Iaccarino : 2009a, 'Numerical simulation of scalar dispersion downstream of a square obstacle using gradient transport type models'. *Atmospheric Environment* pp. 1–14.
- Rossi, R. and G. Iaccarino : 2009b, 'Numerical simulation of scalar dispersion downstream of a square obstacle using gradient-transport type models'. *Atmospheric Environment* **43-16**, 218–2531.
- Rossi, R., D. Philips, and G. Iaccarino : 2010, 'A numerical study of scalar dispersion downstream of a wall-mounted cube using direct simulations and algebraic flux models'. *International Journal of Heat and Fluid Flow* **31**, 805–819.
- Rotach, M. W. : 1993, 'Turbulence close to a rough urban surface part I : Reynolds stress'. *Boundary-Layer Meteorology* **65**, 1–28.
- Rotta, J. : 1951, 'Statische Theorie nicht-homogener Turbulenz'. *Arch. Phys* **129**, 547–572.
- Rotta, J. : 1964, 'Temperaturverteilungen in der turbulenten grenzschicht an der ebenen platte'. *Heat Mass Transfer* **7**, 215–228.
- Sabatino, S. D., R. Buccolieri, B. Pulvirenti, and R. Britter : 2007, 'Simulation of pollutant dispersion within idealised urban-type geometries with CFD and integral models'. *Atmospheric Environment* **41**, 8316–8329.
- Salizzoni, P. : 2006, 'Mass and momentum transfer in the urban boundary layer'. Ph.D. thesis.
- Salizzoni, P., M. Marro, L. Soulhac, N. Grosjean, and R. Perkins : 2011, 'Turbulent transfer between street canyons and the overlying atmospheric boundary layer'. *Boundary Layer Meteorology* **141**, 393–414.
- Sato, A. and K. Sada : 2002, 'Estimation of gas concentration fluctuations using a numerical model and comparison with those of wind tunnel experiments'. *Proceedings, 8th int. conf. on Harmonisation within atmospheric dispersion modelling for regulatory purposes* pp. 215–219.
- Schlichting, H. : 1979, *Boundary layer theory*.

- Schmitt, F. : 2007, 'About Boussinesq's turbulent viscosity hypothesis : historical remarks and a direct evaluation of its validity'. *Comptes Rendus Mécanique, Elsevier* **335**, 617–627.
- Schofield, W. H. and E. Logan : 1990, 'Turbulent Shear Flow Over Surface Mounted Obstacles'. *Journal of Fluids Engineering* **112(4)**, 376–385.
- Smalley, R., R. Antonia, and L. Djenidi : 2001, 'Self-preservation of rough-wall turbulent boundary layers'. *European Journal of Mechanics - B/Fluids* **20**, 591–602.
- Snijders, A., A. Koppius, and C. Nieuwvelt : 1983, 'An experimental determination of the turbulent prandtl number in the inner boundary layer for air flow over a flat plate'. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **26**, 425–431.
- Soulhac, L., P. Mejean, and R. Perkins : 2001, 'Modelling the transport and dispersion of pollutants in street canyons'. *International Journal of Environment and Pollution* **16**, 404–413.
- Squire, D., C. Morrill-Winter, C. de Silva, N. Hutchins, and I. Marusic : 2014, 'Well resolved instantaneous profiles in high Reynolds number rough-wall flows'. *17th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*.
- Stapountzis, H., B. L. Sawford, J. Hunt, and R. E. Britter : 1986, 'Structure of the temperature field downwind of a line source in grid turbulence'. *Journal of Fluid Mechanics* **165**, 401–424.
- Sykes, R., W. Lewellen, and S. Parker : 1984, 'A turbulent-transport model for concentration fluctuations and fluxes'. *Journal of Fluid Mechanics* **139**, 193–218.
- Taylor, G. : 1921, 'Diffusion by continuous movements'. *Proceedings of the London Mathematical Society* **20(1)**, 196–212.
- Taylor, G. : 1938, 'the Spectrum of Turbulence'. *Proceedings of the Royal Society London* **164**, doi : 10.1098/rspa.1938.0032.
- Tennekes, H. : 1982, 'Similarity Relations, Scaling Laws and Spectral Dynamics'. *Atmospheric Turbulence and Air Pollution Modelling* pp. 37–68.
- Tennekes, H. and J. Lumley : 1972, *A first Course in Turbulence*.
- Tominaga, Y. and T. Stathopoulos : 2013, 'CFD simulation of near-field pollutant dispersion in the urban environment : review of current modeling techniques'. *Atmospheric Environment* **79**, 716–730.
- Tritton, D. : 1974, *Physical Fluid Dynamics*.
- Ullum, U., J.J.Schmidt, and P.S.Larsen : 1997, 'Temporal Evolution of Perturbed and Unperturbed Flow Field behind a Fence : PIV Analyses and Comparison with LDA data'. *Proceedings of 7th International Conference Laser Anemometry : Advances and Applications* pp. 809–816.

- Villermaux, E. and J. Duplat : 2003, 'Mixing as an aggregation process'. *Physical review Letters* **91** :184501.
- Vinçont, J., S. Simoëns, M. Ayrault, and J. Wallace : 2000, 'Passive scalar dispersion in a turbulent boundary layer from a line source at the wall and downstream of an obstacle'. *Journal of Fluid Mechanics*. **424**, 127.
- Weil, J., R. Sykes, and A. Venkatram : 1992, 'Evaluating air-quality models : review and outlook'. *Journal of Applied Meteorology* **31**, 1121–1145.
- Westerweel, J. : 1997, 'Fundamentals of digital particle image velocimetry'. *Measurement Science and Technology* **8**, 1379.
- Wilson, J., G. Thurtell, and G. Kidd : 1981, 'Numerical simulation of particle trajectories in inhomogeneous turbulence, III : comparison of predictions with experimental data for the atmospheric surface layer'. *Boundary-Layer Meteorology* **21**, 443.
- Xie, Z. and I. Castro : 2006, 'LES and RANS for turbulent flow over arrays of wall mounted obstacles'. *Flow Turbulence Combust* **76**, 21–312.
- Yee, E. and A. Skvortsov : 2011, 'Scalar fluctuations from a point source in a turbulent boundary layer'. *Physical review Letters* **84** :036306.
- Yeung, P. and S. Pope : 1989, 'Lagrangian statistics from direct numerical simulation of isotropic turbulence'. *Journal of Fluid Mechanics* **207**, 53.

AUTORISATION DE SOUTENANCE

Vu les dispositions de l'arrêté du 7 août 2006,

Vu la demande du Directeur de Thèse

Monsieur L. SOULHAC

et les rapports de

Monsieur F. ANSELMET

Professeur - Ecole centrale de Marseille - 49 rue F. Joliot-Curie - BP 146 - 13384 Marseille

Et de

Monsieur C. SEIGNEUR

Professeur - 6-8 avenue Blaise Pascal - Champs sur Marne - 77455 MARNE LA VALLEE

Monsieur GAMEL Hervé

est autorisé à soutenir une thèse pour l'obtention du grade de **DOCTEUR**

Ecole doctorale MECANIQUE , ENERGETIQUE, GENIE CIVIL ET ACOUSTIQUE

Fait à Ecully, le 30 janvier 2015

P/Le directeur de l'E.C.L.
La directrice des Etudes



Résumé

Depuis une dizaine d'années, l'évolution de la puissance des ordinateurs a permis de développer l'utilisation, dans les études d'ingénierie, des simulations 3D CFD (Computational Fluid Dynamics) pour l'étude de l'atmosphère à petite échelle, en particulier pour la dispersion de polluants sur des sites industriels et urbains complexes. Compte tenu de la complexité des domaines à étudier et des ressources de calcul généralement disponibles, ces études sont la plupart du temps réalisées à l'aide des modèles RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes), et particulièrement avec le modèle de fermeture $k - \varepsilon$. Différents travaux de validation de l'approche RANS $k - \varepsilon$ ont mis en évidence quelques limitations à reproduire la dynamique de l'écoulement et de la dispersion dans des configurations géométriques complexes. Le travail de recherche réalisé dans le cadre de cette thèse a pour objectif une caractérisation expérimentale fine de l'écoulement et de la dispersion turbulente autour d'un obstacle bidimensionnel placé dans une couche limite de surface, afin d'évaluer la validité des modèles RANS en vue de leur application pour l'étude de la dispersion atmosphérique.

Dans un premier temps, nous avons utilisé des techniques d'anémométrie à fil chaud, d'anémométrie laser Doppler et d'anémométrie par image de particules, pour déterminer le champ de vitesse dans une couche limite de surface rugueuse et autour d'un obstacle bidimensionnel de section carrée. Une attention particulière a été portée sur l'analyse des termes de l'équation évolutive de l'énergie cinétique turbulente (ECT) et sur la détermination de la viscosité turbulente ν_t . Différentes approches ont également été utilisées pour estimer le taux de dissipation ε de l'énergie cinétique turbulente. Nous avons mis en évidence que ces différentes approches fournissent des résultats comparables dans le cas de la couche limite, tandis que seule la technique estimant ε comme le résidu de l'ECT est applicable dans le sillage de l'obstacle. De plus, nos mesures ont permis d'évaluer les paramétrisations du modèle $k - \varepsilon$ et de montrer que la valeur du coefficient $C_\mu = 0.09$ ne semble pas adaptée dans le cas de la couche limite, conduisant à une surestimation de ν_t , alors que cette valeur apparaît plus adaptée dans le cas de l'obstacle. Une étude de sensibilité, portant sur la détermination de la constante σ_k du modèle $k - \varepsilon$, indique une contribution non négligeable des termes de corrélation entre la vitesse et la pression dans le sillage de l'obstacle.

Dans un deuxième temps, nous avons étudié la dispersion d'un scalaire passif, en mesurant les différents moments statistiques de la concentration, au moyen d'un détecteur à ionisation de flamme. Nous avons également déterminé les flux turbulents de masse, par un couplage entre les mesures de vitesse et de concentration, en prenant soin de contrôler les influences réciproques des deux techniques de mesure. Ces mesures nous ont permis de tester la validité de différents modèles de fermeture de l'équation d'advection-diffusion pour estimer les flux dans le sens vertical et dans le sens longitudinal. Nous avons également pu déterminer expérimentalement le coefficient de diffusivité turbulente D_t , nous permettant d'évaluer un nombre de Schmidt turbulent Sc_t , afin de mettre en évidence que la valeur $Sc_t = 0.7$ est adaptée à la majorité des zones étudiées, excepté dans la zone de recirculation induite par l'obstacle. Enfin, nous nous sommes intéressés aux différents termes de l'équation de la variance de la concentration et plus particulièrement à son taux de dissipation. À nouveau, les mesures nous ont permis de tester un modèle de fermeture disponible dans la littérature et de montrer la bonne cohérence entre le modèle et l'expérience.

Mots clés : Mesures expérimentales, Dispersion atmosphérique, Couche limite turbulente, Obstacle bidimensionnel, Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente, Flux turbulent de masse, Modèle $k - \varepsilon$.