



HAL
open science

Modélisation et étude expérimentale de la turbulence au sein des couches limites atmosphériques.

Séverine Tomas

► **To cite this version:**

Séverine Tomas. Modélisation et étude expérimentale de la turbulence au sein des couches limites atmosphériques.. Physique [physics]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2007. Français. NNT : . tel-00327561

HAL Id: tel-00327561

<https://theses.hal.science/tel-00327561>

Submitted on 8 Oct 2008

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

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

UNIVERSITE TOULOUSE III - PAUL SABATIER

THESE

en vue de l'obtention du grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE TOULOUSE III

Discipline : Physique de l'Atmosphère

présentée par

Séverine TOMAS

**Modélisation et étude expérimentale
de la turbulence au sein des
couches limites atmosphériques**

Soutenue le 30 janvier 2007 devant la commission d'examen :

Serge Chauzy	Professeur des Univ. Toulouse III	Président
Fabien Anselmet	Directeur de recherche IRPHE	Rapporteur
Philippe Drobinski	Chercheur CNRS-Paris 6	Rapporteur
Joan Cuxart Rodamilans	Professeur des Univ. Iles Baléares	Examineur
Olivier EIFF	Professeur des Univ. INPT-IMFT	Co-directeur
Valéry Masson	Ingénieur Ponts et Chaussées CNRM	Directeur thèse

Remerciement

Ces travaux ont été réalisés au sein du Centre National de Recherche Météorologique à Toulouse sous la direction de Monsieur Valéry Masson, Ingénieur des Ponts et Chaussées, chef de l'équipe TURBulence Atmosphérique et Urbaine (CNRM/GMME/TURBAU, Toulouse) et de Monsieur le professeur Olivier Eiff de l'Institut National Polytechnique de Toulouse et chef du groupe Ondes, Turbulence et Environnement de l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse. Je tiens à remercier la direction du CNRM de m'avoir accueilli et plus particulièrement Messieurs Brun Eric, Poitevin Joël, Pailleux Jean et Raynal Norbert.

Je remercie tout particulièrement Monsieur Valéry Masson pour la qualité de son encadrement, sa vivacité, sa disponibilité et surtout sa rigueur professionnelle. A son contact, j'ai pu apprécier ce qu'est le milieu de la recherche et m'aguerrir. Il m'a permis de pénétrer dans les entrailles de MESO-NH et sa turbulence. Il a été mon guide dans le labyrinthe des routines et autres modules ; le tout en veillant que je ne perde pas le contact avec la physique que traduisent ces lignes de code.

A Monsieur le professeur Olivier Eiff, qui a contribué à l'encadrement et l'avancée de cette thèse, j'exprime ma profonde gratitude. Il m'a offert la chance de mettre en place et réaliser une expérience. Il m'a laissé le temps de tâtonner afin de trouver ou tout au moins proposer des solutions techniques à mes exigences scientifiques. En ce sens, il m'a formée et je lui en suis reconnaissante.

J'exprime ma sincère reconnaissance à Monsieur Joël Noilhan pour m'avoir acceptée dans son groupe et fait confiance. En outre, il s'est préoccupé de mon avenir professionnel et je l'en remercie.

Je tiens également à remercier sincèrement Monsieur Fabien Anselmet, Directeur de Recherche au CNRS-IRPHE et Monsieur Philippe Drobinski, Chercheur au CNRS-Paris 6 qui m'ont fait l'honneur de juger et critiquer mes travaux, Monsieur le Professeur Serge Chauzy qui a accepté de présider le jury de thèse et Monsieur Joan Cuxart Rodamilans per l'interès que ha mostrat pel meu treball. J'exprime mes remerciements à Frédéric Moulin qui outre m'avoir éclairée lors du traitement des données, a participé au jury.

Je souhaite remercier vivement Joël Stein, Jean-Luc Redelsperger, Fleur Couvreur et Françoise Guichard pour la diligence de leurs commentaires et leurs discussions ainsi que Jean Maziejewski et Aaron Boone pour leurs suggestions anglophones.

Que ce soit au sein du groupe GMME ou de l'équipe SPEA, j'ai bénéficié d'excellentes conditions de travaux. J'ai eu la chance de rencontrer des personnes volontaires, impliquées et surtout très riches sur le plan humain. J'ai peur en citant des noms d'en oublier...tanpis, je me lance !

Pour ce qui est de l'ordre du soutien technique, j'exprime ma sincère gratitude à Sylvie Donier, Catherine Meurey, Isabelle Mallet, Jeanine Payart, Sylvie Malardel, Christine Lac, pour leur bienveillance lors des "ratés" informatiques et autres bugs MESO-NH. Pierre Lacarrère pour ses explications, ses travaux et pour avoir veillé au bon déroulement des pauses cafés.

Tant lors des expériences que par la suite, les journées passées au sein de l'équipe SPEA ont été riches en échanges à la fois techniques, scientifiques et humains. Je remercie très chaleureusement Jean-Christophe Canonici pour m'avoir acceptée au sein de son équipe et surtout pour ses bons mots et son altruisme, Mireille Anne-Morera pour sa disponibilité et sa bienveillance, Jean-Claude Boulay pour sa rigueur, sa gentillesse et sa patience, Serge Lassus-Pigat pour ses explications et ses conseils, Hervé Schaffner pour son soutien logistique et également sa patience, Bernard Beaudoin pour sa disponibilité et ses debugages.

Pour les conseils avisés je pense fortement à Alexandre Paci sans qui je ne me serais peut-être pas orientée vers la météo, Julien Pergaud pour sa curiosité et sa disponibilité, Driss Bari et sa bonne humeur, Claire Sarrat pour ses engagements et les paroles échangées, Joaquin Munoz Sabater pour son entrain et son soutien moral, Pere Quintana-Segui pour ses cours de catalan et ses prises de positions, Fabienne Rousset pour ses trucs de cuisines, cours de yoga et autres adresses partagées, Siham Lanjeri pour sa sensibilité et gentillesse, Julia Hidalgo pour sa volonté et ses encouragements, Aude Lemonsu pour son aide, sans oublier Eric Martin et ses voyages, Thierry Bergot pour sa disponibilité et sa constance. J'ai une pensée toute particulière pour Régine Darros pour son soutien logistique et moral, sa bienveillance et sa gentillesse.

Ensuite, je pense à ceux qui ont partagés mon bureau et qui m'ont supporté à savoir Dominique Carrer, Lionel Jarlan, Ludovic Bouilloud, Stevie Roquelaure et Jean-François Mahfouf ou encore ceux de qui j'étais voisine Patrick Le Moigne, Bernhard Geiger, Tomislav Maric et Jérôme Rangognio. Pour leur soutien dans ma recherche d'emploi, je remercie vivement Jean-Louis Brenguier pour également ses encouragements, Véronique Ducrocq, Florence Habet, Jean-louis Roujean et Olivier Hautecoeur.

Je tiens à remercier chaleureusement tous ceux qui se sont impliqués pour sauver quelques matous et plus particulièrement Françoise Dupin et Alain Pauly.

Je remercie chaleureusement tous les membres de CTI et plus particulièrement Viviane Rey, Claude Cheroux, Serge Blin, Eric Brauge et Michel Tyteca pour leur assistance technique, leur disponibilité et leur patience. L'ensemble de l'équipe 4M pour m'avoir autorisée à lâcher des ballons et monter sur les toits de Toulouse. Le personnel administratif pour m'avoir simplifié les démarches et pour leur disponibilité à savoir Yann Poirier, Laurent Jacquin, Daniel Olcèse, Nicole Valette, Dominique Lacarrère et Marie-Hélène Cluzeau et ses conseils gastronomiques.

Mes pensées se tournent maintenant vers mes proches et amis, mes grands-parents, mon papy et ma mémé. Plus particulièrement vers mon indien pour sa patience et son réconfort. Et enfin et surtout, mes parents, ils m'ont solidement épaulé dès le tout début, ils m'ont affectueusement aidée à être plus sage. Je ne les remercierais jamais assez.

Table des matières

Nomenclature	7
1 Introduction	9
I Etude des couches limites convectives	11
2 Modélisation des couches limites convectives	12
2.1 Introduction : les principales approches	12
2.2 Dérivations des termes à contre-gradients	15
2.3 Paramétrisation des termes à contre-gradients	20
2.4 Présentation des outils numériques et des cas simulés	22
2.4.1 Les cas de couches limites convectives sèches simulés pour validation	22
2.4.2 Simulations LES	24
2.4.3 Réglages préliminaires du schéma 1D	25
2.5 Impact de l'implémentation des MTOs dans le schéma de turbulence 1D	32
2.5.1 Analyse qualitative	33
2.5.2 Analyses des profils verticaux des budgets de flux de chaleur et de variance de température potentielle	37
2.5.3 Analyse statistique	39
2.5.4 Bilan et perspectives de l'étude des couches limites convectives	40
II Etude expérimentale des couches limites neutres	41
3 Etat de l'art sur les couches limites neutres	42
3.1 Eléments de définition	42
3.1.1 Structure verticale	42
3.1.2 Transition et établissement de couche limite neutre	44
3.2 Caractéristiques des couches de surface	45
3.2.1 Structure verticale	45
3.2.2 Transition	47
3.2.3 Equilibre	52

3.3	Caractéristiques des couches en équilibre	59
3.4	Caractéristiques des zones de transition	67
3.5	Synthèse	75
4	Protocole expérimental	76
4.1	Motivation de l'expérience	76
4.2	Configuration expérimentale	77
4.2.1	Veine hydraulique	77
4.2.2	Tranquillisation et conditions de sol	79
4.2.3	Caractéristiques des rugosités	81
4.3	Mesures préliminaires et dimensionnement	86
4.3.1	Laser Doppler Vélocimétrie (LDV)	86
4.3.2	Estimation des frottements pariétaux	93
4.4	Mesures de vélocimétrie par imagerie de particules (PIV)	94
4.4.1	Objectif scientifique	94
4.4.2	Traitement P.I.V. : Principe et avantages du logiciel post-traitement	95
4.4.3	Acquisition des champs PIV	98
4.4.4	Procédure détaillée des calculs du champ de vitesses	107
5	Résultats de l'expérience sur les couches limites neutres	109
5.1	Objectif scientifique de l'étude	109
5.2	Extraction des signaux moyens, des signaux turbulents et de leur évolution	110
5.2.1	Problématique	110
5.2.2	Protocole	110
5.3	Les champs moyens de vitesses	114
5.3.1	Profils verticaux moyens des vitesses longitudinale, $\langle \overline{U} \rangle_x$, et verticale, $\langle \overline{W} \rangle_x$	114
5.3.2	Champ de vitesse longitudinale à l'échelle de la veine	118
5.3.3	Champ de vitesse verticale	120
5.4	Développement vertical de la couche limite neutre	123
5.4.1	Épaisseur de la couche limite neutre : $\delta(x)$	123
5.4.2	Épaisseur de déplacement ($\delta^*(x)$) et de quantité de mouvement ($\theta(x)$)	126
5.5	Caractéristiques surfaciques des couches limites neutres : cisaillement u_* et échelle de rugosité z_0	127
5.5.1	Estimation à partir des profils de $\langle \overline{U} \rangle_x$	127
5.5.2	Estimation à partir des profils verticaux de $\langle \overline{u'w'} \rangle_x$	132
5.5.3	Synthèse	133
5.6	Les champs turbulents	135
5.6.1	Variances $\langle \overline{u'^2} \rangle_x$, $\langle \overline{w'^2} \rangle_x$ et flux $\langle \overline{u'w'} \rangle_x$	135
5.6.2	Détermination des taux de corrélation $R_{u'_i u'_j, r}$	139
5.6.3	Détermination des échelles intégrales $L_{u'_i u'_j, r}$	141
5.7	Bilans normalisés de $\langle e \rangle_x$, $\langle \overline{u'^2} \rangle_x$, $\langle \overline{w'^2} \rangle_x$ et $\langle \overline{u'w'} \rangle_x$	143
5.7.1	Equation d'évolution de $\langle e \rangle_x$	143

5.7.2	Equation d'évolution de $\langle \overline{u'^2} \rangle_x$	147
5.7.3	Equation d'évolution de $\langle \overline{w'^2} \rangle_x$	149
5.7.4	Termes de presso-corrélation	151
5.7.5	Equation d'évolution de $\langle \overline{u'w'} \rangle_x$	153
5.8	Zone d'équilibre et paramétrisation des échelles de longueur	155
5.8.1	Caractérisation de la couche limite en équilibre	155
5.8.2	Paramétrisation de la longueur de dissipation l_ε	157
5.8.3	Longueur de mélange : l_m	159
5.9	Conclusion : application à un écoulement atmosphérique	162
6	Conclusions et perspectives	165
6.1	Bilan des travaux effectués	165
6.1.1	Couches limites convectives sèches	165
6.1.2	Couches limites neutres	168
6.2	Avancée des travaux et perspectives	172
	Table des figures	177
	Liste des tableaux	182
	Bibliographie	184
	Résumés	194

Nomenclature

- $\langle \rangle_x$: moyenne spatiale en x sur la fenêtre de mesure
- $\bar{}$: moyenne temporelle
-

- $X_i(m)$: direction ($i=1,3$) à l'échelle de la veine hydraulique
- $X(m)$: direction longitudinale ($i=1$)
- $Y(m)$: direction transversale($i=2$)
- $Z(m)$: direction verticale ($i=3$)
- $x_i(m)$: direction ($i=1,3$) à l'échelle des images (fenêtres de mesures)
- $x(m)$: direction longitudinale ($i=1$)
- $y(m)$: direction transversale($i=2$)
- $z(m)$: direction verticale ($i=3$)

- $U_i(m.s^{-1})$: vitesse ($i=1,3$)
- $U(m.s^{-1})$: vitesse longitudinale ($i=1$)
- $V(m.s^{-1})$: vitesse transversale($i=2$)
- $W(m.s^{-1})$: vitesse verticale ($i=3$)
- $\theta_v = \theta \frac{1+r_v R_v/R_d}{1+r_w}$ (K) : température virtuelle où r_v est le rapport de mélange en vapeur d'eau, r_w le rapport de mélange en eau liquide, R_d la constante de gaz pour l'air sec et R_v la constante de gaz pour la vapeur d'eau

- $\overline{U}_i(m.s^{-1})$: vitesse moyenne ($i=1,3$)
- $\overline{U}(m.s^{-1})$: vitesse moyenne longitudinale ($i=1$)
- $\overline{V}(m.s^{-1})$: vitesse moyenne transversale($i=2$)
- $\overline{W}(m.s^{-1})$: vitesse moyenne verticale ($i=3$)
- $\Omega(s^{-1})$: la vorticité ($\Omega = \partial \langle \overline{U} \rangle / \partial z - \partial \langle \overline{W} \rangle / \partial x$)

- $u'_i = U_i - \overline{U}_i(m.s^{-1})$: vitesse turbulente ($i=1,3$)
- $u'(m.s^{-1})$: vitesse turbulente longitudinale ($i=1$)
- $v'(m.s^{-1})$: vitesse turbulente transversale($i=2$)
- $w'(m.s^{-1})$: vitesse turbulente verticale ($i=3$)
- $R_{u'_i u'_j, r}$: taux de corrélation spatiale
- $\theta'_v = \theta_v - \theta_{v_{ref}}$ (K) : l'écart de température virtuelle

- $P(Pa)$: pression
- $Re = \frac{u_* z_0}{\nu}$: nombre de Reynolds basé sur z_0

- $\varepsilon(m^2.s^{-2})$: taux de dissipation

- $l_m(\text{m})$: longueur de mélange
- $l_\varepsilon(\text{m})$: longueur de dissipation
- $L(z, x)(\text{m})$: longueur intégrale (temporelle : L_t , spatiales : L_x et L_z)
- $e(\text{m}^2.\text{s}^{-2})$: énergie cinétique turbulente
- $\alpha = -\overline{u'w'}/(e^2/2)$: rapport de la production sur la dissipation d'énergie cinétique turbulente
- $\overline{u'_i u'_j}(\text{m}^2.\text{s}^{-2})$: flux des vitesses turbulentes ($i=1,3$ et $j=1,3$)
- $\overline{u'_i u'_i}(\text{m}^2.\text{s}^{-2})$: variances des vitesses turbulentes ($i=1,3$ et $j=1,3$)

- $z_i(\text{m})$: hauteur d'inversion (épaisseur de couche limite convective)
- $\delta(\text{m})$: épaisseur de couche limite basée sur les profils de $\langle \overline{U} \rangle$
- $\delta_{\overline{u'w'}}(\text{m})$: épaisseur de la couche limite basé sur les profils de $\langle \overline{u'w'} \rangle$
- $\delta_{eq}(\text{m})$: épaisseur de la couche limite d'équilibre
- $\theta = \int_{z_d}^{\infty} \frac{\langle \overline{U} \rangle_x}{\langle \overline{U_\infty} \rangle_x} \left(1 - \frac{\langle \overline{U} \rangle_x}{\langle \overline{U_\infty} \rangle_x} \right) dz(\text{m})$: épaisseur de quantité de mouvement
- $\delta^* = \int_{z_d}^{\infty} \left(1 - \frac{\langle \overline{U} \rangle_x}{\langle \overline{U_\infty} \rangle_x} \right) dz(\text{m})$: épaisseur de déplacement
- $-\overline{u'w'}_{z=z_d}$: frottement
- $c_f(\text{m}^2.\text{s}^{-2})$: coefficient de frottement
- $K = \frac{-\overline{u'w'}}{\partial \langle \overline{U} \rangle / \partial z}(\text{m}^2.\text{s}^{-1})$: viscosité turbulente ou coefficient d'échange

Chapitre 1

Introduction

Ce travail doctoral s'est déroulé au sein de l'équipe TURBulence Atmosphérique et Urbaine du Groupe Modélisation à Moyenne Echelle (GMME/TURBAU) sous la direction de Valéry Masson, Ingénieur en Météorologie, et la co-direction de Olivier Eiff, Professeur à l'Ecole Nationale Supérieure de l'Electronique, d'Electrotechnique, d'Informatique, d'Hydraulique et Télécommunication de l'Institut National Polytechnique de Toulouse. Il s'inscrit dans une thématique qui vise à simuler avec plus de précision et de réalisme physique la turbulence atmosphérique tout en minimisant les temps et coût de calculs. Pour ce faire, il faut que les schémas numériques reposent sur des paramétrisations simples et les plus proches possibles de la physique de la turbulence.

Actuellement, le schéma de turbulence du modèle MESO-NH (Lafore et al. 1998) représente relativement mal les couches convectives, en configuration unidimensionnelle, et a été peu validé en couches stables. D'autre part, il ne peut modéliser les couches limites neutres de manière satisfaisante. Il y a notamment des problèmes concernant les longueurs de mélange. Ces lacunes ont motivé l'orientation de cette thèse dont l'objectif est de participer au développement d'une meilleure paramétrisation de la turbulence dans l'atmosphère, quelle que soit la stabilité (couches instables, neutres ou stratifiées) et les résolutions spatiales utilisées.

L'étude réalisée au cours de ce doctorat s'inscrit dans une réflexion sur le schéma de turbulence. Elle est structurée suivant deux volets.

Tout d'abord, les travaux ont porté sur l'amélioration des simulations de cas de couches limites convectives. Un soin tout particulier a été porté à la caractérisation de l'impact des processus turbulents et thermiques sur le développement des couches limites. Plus précisément, en ce qui concerne les effets d'instabilité thermique, la méthodologie est de diagnostiquer à partir de Large Eddy Simulations de cas intéressants, les différents termes à améliorer ou à paramétrer dans le schéma de turbulence. Il s'agit principalement de la paramétrisation du flux turbulent de température potentielle, utilisée dans le schéma de turbulence. La formulation actuelle de

MESO-NH ne permet pas de simuler correctement les transports turbulents qui interviennent au sein des couches limites convectives.

Un travail théorique sur le système d'équations constituant le modèle numérique permet de mettre en évidence le rôle des moments d'ordre trois des équations de Reynolds dans ces transports turbulents. De la sorte, cette étude s'est attachée à paramétrer ces moments d'ordre trois et à les implémenter dans le schéma de turbulence. Le nouveau schéma, associé à une modification des longueurs de mélange et de dissipation, a ensuite été validé par intercomparaison avec des LES des cas de Mason et Brown (Nieuwstadt et al. (1993) et de Ayotte et al. (Ayotte et al., 1995).

Dans la deuxième partie de la thèse, la réflexion s'est orientée sur les moyens théoriques et techniques qui peuvent être mis en oeuvre pour contribuer à l'étude des cas de couches limites neutres. Les développements et transitions de telles couches limites ne sont pas encore correctement simulés par le modèle MESO-NH. Ces faiblesses peuvent être attribuées tant à la paramétrisation des longueurs de mélange qu'à l'anisotropie de ces écoulements qui ne sont pas prises en compte de manière satisfaisante par le modèle. Afin de pallier ces difficultés, une série d'expériences, en similitude avec les écoulements atmosphériques, a été réalisée au sein de la veine hydraulique en étroite collaboration avec l'équipe SPEA.

L'objectif de cette approche expérimentale est de fournir un jeu de données qui permette l'initialisation et la validation de simulations réalisées avec le modèle MESO-NH dans la configuration Direct Numerical Simulation (DNS). Pour ce faire, des mesures de vélocimétrie par imagerie de particules ont documenté, en terme de quantités moyennes et turbulentes, des cas de couches limites neutres se développant après un changement de rugosité. Les flux et variances mesurés dans les plans verticaux amènent à l'évaluation et la quantification de la plupart des termes intervenants dans les équations d'évolution. Par ailleurs, les mesures de vélocimétrie par imagerie de particules conduisent à l'estimation des échelles spatiales intégrales et par suite la paramétrisation des longueurs de dissipation et de mélange.

Le plan de ce manuscrit s'articule autour de ces deux parties pour dresser un bilan des travaux réalisés dans le but d'améliorer les schémas de turbulence.

La première partie présente la méthode et les outils numériques utilisés pour étudier les cas de couches limites convectives. Les formulations des quantités à paramétrer sont établies puis testées sur des cas de couches limites documentés par la littérature.

La seconde partie aborde l'étude des couches limites neutres par une approche expérimentale, motivée par des considérations numériques. Suite à la caractérisation de la physique des couches limites neutres, les moyens expérimentaux mis en oeuvre pour documenter ces états de l'atmosphère sont présentés. Il s'ensuit une analyse de données accompagnée de propositions caractérisant les brassages turbulents qui interviennent au sein de telles couches limites.

Première partie

Etude des couches limites convectives

Chapitre 2

Modélisation des couches limites convectives

2.1 Introduction : les principales approches

Dans la couche limite convective, le gradient vertical de la température potentielle ($\bar{\theta}$) suit deux formes : instable dans la partie basse et légèrement stable dans la moitié supérieure. Autrement dit, dans cette dernière zone, le transport de chaleur se fait à contre-gradient. Par conséquent, la formulation locale du transport de chaleur, dite "diffusion turbulente" ("eddy-diffusivity"), $\overline{w'\theta'} = -K(\partial\bar{\theta}/\partial z)$, n'est pas physique (Deardorff 1966, 1972 ; Schumann 1987 ; Ebert et al. 1989). Afin de prendre en compte ce transport à contre-gradient et donc de simuler avec plus de précision la dynamique de la couche limite convective, deux approches principales peuvent être identifiées :

- ⊙ la paramétrisation en "flux de masse" :

$$\overline{w'\theta'} = M(\theta_u - \bar{\theta}) ; \quad (2.1)$$

où l'indice u fait référence aux fortes ascendances et M est le flux de masse associé à l'ensemble des courants ascendants ;

- ⊙ l'approche dite "en moyenne de Reynolds" :

▷ pour les modèles d'ordre bas : la paramétrisation "diffusion turbulente" avec contre-gradient :

$$\overline{w'\theta'} = -K(\partial\bar{\theta}/\partial z - \gamma) ; \quad (2.2)$$

avec K ($\text{m}^2.\text{s}^{-1}$) la diffusivité turbulente et γ ($\text{K}.\text{m}^{-1}$) le terme de contre-gradient de température potentielle qui est le terme non-local ajouté à la formulation de base de "diffusion turbulente" pour prendre en compte le transport à contre-gradient.

▷ pour les modèles d'ordre élevé : l'utilisation directe des termes non-locaux (moments du troisième ordre (MTOs)) dans les équations pronostiques des moments du second ordre (MSOs).

La paramétrisation en "flux de masse" est liée à l'étude de la convection des cumulus qui décrit l'ascendance verticale des structures convectives et de la convection humide (Ooyama, 1971 ; Betts, 1973 ; Yanai et al., 1973 ; Arakawa et Schubert, 1974 ; Bechtold et al., 2001). Cette formulation en "flux de masse" a aussi été utilisée pour paramétrer le transport provoqué par les thermiques des couches limites. Afin de modéliser toute l'échelle de ces transports turbulents, Lappen et Randall (2001), suivant Randall et al. (1992), ont combiné les approches de fermeture à un ordre plus élevé à celle de "flux de masse". Cette étape dans la réunion des paramétrisations des processus des nuages et couches limites, est encore limitée à cause du fort coût de compilation, car cela utilise des modèles d'ordre plus élevé. Siebesma et Teixeira (2000) ainsi que Teixeira et Siebesma (2000) ont adopté une autre façon de réunir ces paramétrisations, en combinant les approches en "diffusion turbulente" et en "flux de masse". Les travaux de Soares et al. (2002 ; 2004) ainsi que de Hourdin et al. (2002) soutiennent l'idée qu'une telle combinaison décrit correctement les transports existant dans la couche limite. Cheinet (2003), a étendu cette formulation en "flux de masse" multiple, à la convection générée par le sol, ce qui comprend la convection sèche, humide et nuageuse. Cependant, Cheinet (2003) avoue que ce modèle nécessite des études approfondies afin d'améliorer la description physique des mouvements de flottabilité descendants, des processus de retournement des tourbillons et de la génération des thermiques à la surface.

Concernant la paramétrisation dite "diffusion turbulente", pour les modèles d'ordre bas (ordre inférieur à deux), le terme de contre-gradient a été, dans les premiers temps, une constante γ de l'ordre de $0.7 \times 10^{-8} \text{K.m}^{-1}$. Cette constante était estimée par la dérivation des équations de flux de chaleur (Deardorff 1966, 1972). Elle prenait en compte les effets de flottabilité soit seuls soit combinés à la paramétrisation des autres transports (Holtslag et Moeng, 1991). Cuijpers et Holtslag (1998) ont adopté la même approche mais ont utilisé une forme intégrale du flux de surface et ce pour tout type de couche limite alors que Holtslag et Moeng avaient utilisé soit le flux de surface (pour la diffusion du bas vers le haut) soit le flux d'entraînement (pour la diffusion du haut vers le bas). Cuijpers et Holtslag (1998) ont établi une relation qui souligne que le flux vertical est lié au gradient descendant de la diffusion et aux effets de flottabilité et de transport. Cherchant à rajouter des termes non-locaux dans leur modèle, Bélair et al. (1999) ont testé différentes formulations de γ présentes dans la littérature.

Pour les modèles d'ordre élevé, la non-localité de la couche limite convective est rendue par les MTOs qui sont obtenus à partir des conditions de fermeture d'ordre supérieur ¹. Cependant, ce processus est numériquement lourd. En effet, ne serait-ce que pour un schéma vertical 1D, il est nécessaire de résoudre sept équations pronostiques :

$$\frac{\partial \overline{u'^2}}{\partial t} ; \frac{\partial \overline{v'^2}}{\partial t} ; \frac{\partial \overline{w'^2}}{\partial t} ; \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial t} ; \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial t} = f [\text{variables moyennes ; MSOs pronostiques ; MTOs }],$$

$$\frac{\partial \overline{\theta'^2}}{\partial t} = f [\text{variables moyennes ; MSOs pronostiques ; MTOs }],$$

$$\frac{\partial \overline{w'\theta'}}{\partial t} = f [\text{variables moyennes ; MSOs pronostiques ; MTOs }].$$

¹L'ordre des fermetures turbulentes fait référence au plus haut moment turbulent prédit pronostiquement ; Stull (1988) et Holt et Raman (1988) pour plus de détails

Dans un schéma du second-ordre, Mellor et Yamada (1974), ont paramétré ces MTOs à partir uniquement de termes de gradients moyens. Zeman et Lumley (1976) ont utilisé des termes de flottabilité en couplant les flux d'énergie aux gradients verticaux de flux de chaleur et de variance de température ce qui a permis le transport contre-gradient d'énergie turbulente. Sun et Ogura (1980) ont modifié les formulations de Mellor-Yamada afin d'incorporer dans leur modèle du second ordre, la fermeture de Zeman-Lumley pour le transport dû à la flottabilité. Moeng et Wyngaard (1989) ont évalué ces dernières paramétrisations en utilisant un modèle du troisième ordre. Canuto et al. (1994) ont obtenu des expressions analytiques des MTOs, basées sur l'approximation quasi-normale pour les moments du quatrième ordre, dérivées directement des équations dynamiques. Cette méthode évite l'utilisation de la "clipping" approximation (André et al., 1976) qui consiste à limiter la croissance des MTOs lorsque les inégalités généralisées de Schwarz sont violées. Ceci demeure numériquement coûteux puisque cette approche impose de résoudre pronostiquement les moments du second et troisième ordres. Cependant, elle permet de diminuer la sensibilité des résultats aux valeurs des constantes de ces modèles du second ordre. De ce fait, cette méthode rend le modèle plus efficace lorsqu'il s'agit de résoudre des cas de couches limites convectives plus généraux.

Plus tard, Canuto et al. (2001), à partir d'un modèle du second ordre (équations pronostiques pour tous les MSOs), ont proposé une nouvelle expression analytique pour les MTOs, plus simple et plus physique, qui de plus évite l'approximation quasi-normale pour les moments du quatrième ordre et la croissance irréaliste des MTOs qui en résulte. Canuto et al. (2005), ont poursuivi leur recherche sur la divergence des modèles fermés à l'ordre deux. Ils ont montré que cette dérive était due au caractère local de tels modèles et qu'elle pouvait être limitée grâce à l'utilisation d'un modèle adéquat et non-local pour les MTOs. Suggérant une nouvelle fermeture pour les moments du quatrième ordre grâce à des données aéroportées sur les profils verticaux des moments du quatrième ordre, Cheng et al. (2005) ont résolu les équations des MTOs et ont utilisé ces MTOs dans un modèle du second ordre. Abdella et McFarlane (1997) ainsi que Gryanik et Hartmann (2002) ont utilisé une décomposition en "flux de masse" pour les termes d'ordre supérieur.

Dans la présente étude, nous avons adopté une approche dite "diffusion turbulente", en reliant le terme γ aux MTOs grâce à la résolution des équations de Reynolds pour un schéma turbulent à l'ordre 1.5. Comme développé dans la section 2.2 et dans l'annexe, ce modèle à l'ordre 1.5 est moins complexe qu'un modèle du second ordre. En effet, dans un schéma vertical 1D, seule la résolution d'une équation pronostique, pour l'énergie cinétique turbulente, est nécessaire :

$$\frac{\partial e}{\partial t} = f [\text{variables moyennes ; MSOs pronostiques ; MTOs }],$$

accompagnée de sept équations diagnostiques pour les autres quantités turbulentes :

$$\overline{u'^2} ; \overline{v'^2} ; \overline{w'^2} ; \overline{u'w'} ; \overline{v'w'} = f [\text{variables moyennes ; } e],$$

$$\overline{\theta'^2} = f [\text{variables moyennes ; } e ; \text{MTOs}],$$

$$\overline{w'\theta'} = f [\text{variables moyennes ; } e ; \text{MTOs}].$$

Ainsi, pour les quantités turbulentes, ce modèle se réduit à une équation différentielle ; $\frac{\partial e}{\partial t}$, et sept équations algébriques contre sept équations différentielles pour les modèles du second ordre. Un

autre aspect intéressant de cette simplification numérique est que ces MTOs ne sont pas obtenus à partir d'hypothèses de fermeture à l'ordre supérieur mais à partir de MTOs issus de Large Eddy Simulations (LES) de cas de références (section 2.3). Cette approche permet de décrire en détail le processus de transport non-local puisque la formulation des termes de contre-gradient utilise les MTOs qui sont justement la cause de cette non-localité. La formulation proposée, qui prend en compte les MTOs est nettement moins coûteuse numériquement que l'utilisation de paramétrisations à l'ordre supérieur. Une validation de cette approche, par comparaison de simulations 1D à des LES, toutes réalisées avec le modèle MESO-NH, est expliquée plus en détail à la section 2.4. Les conclusions principales sont ensuite résumées (section 2.5.4).

2.2 Dérivations des termes à contre-gradients

La résolution des équations de Reynolds permet d'obtenir les MTOs et de mettre en évidence leur rôle dans le transport turbulent. L'objectif est ici de dériver formellement la relation entre les MTOs et le terme de contre-gradient, à la fois dans l'équation de flux de chaleur et celle de variance de $\bar{\theta}'$. La nouveauté de ce travail est justement d'effectuer cette dérivation car elle permet d'implémenter les MTOs dans un schéma d'ordre 1.5.

L'équation d'évolution des moments et variances des vitesses, de l'énergie cinétique turbulente, du flux de chaleur et de la variance de température potentielle sont, d'après les notations de Cheng et al. (2002) :

$$\frac{\partial}{\partial t}(b_{ij}) + \overline{U}_k \frac{\partial}{\partial x_k}(b_{ij}) = \underbrace{-\frac{\partial}{\partial x_k}(\overline{b'_{ij}u'_k})}_{TR} \quad \underbrace{-\frac{4}{3}eS_{ij} - \Sigma_{ij} - Z_{ij}}_{DP} + \underbrace{B_{ij}}_{TP} \quad \underbrace{-\Pi_{ij}}_{PC} \quad (2.3a)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(e) + \overline{U}_k \frac{\partial}{\partial x_k}(e) = \underbrace{-\frac{\partial}{\partial x_k}(\overline{e'u'_k + p'u'_k})}_{TR} \quad \underbrace{-\overline{u'_k u'_l} \frac{\partial \overline{U}_k}{\partial x_l}}_{DP} + \underbrace{\frac{g_k \overline{u'_k \theta'}}{\theta}}_{TP} \quad \underbrace{-\epsilon}_{DISS} \quad (2.3b)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\overline{u'_i \theta'}) + \overline{U}_k \frac{\partial}{\partial x_k}(\overline{u'_i \theta'}) = \underbrace{-\frac{\partial}{\partial x_k}(\overline{u'_k u'_i \theta'})}_{TR} \quad \underbrace{-\overline{u'_k \theta'} \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_k} - \overline{u'_i u'_k} \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial x_k}}_{DP} + \underbrace{\frac{g_i \overline{\theta'^2}}{\theta}}_{TP} \quad \underbrace{-\Pi_{i\theta}}_{PC} \quad (2.3c)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\overline{\theta'^2}) + \overline{U}_k \frac{\partial}{\partial x_k}(\overline{\theta'^2}) = \underbrace{-\frac{\partial}{\partial x_k}(\overline{u'_k \theta'^2})}_{TR} \quad \underbrace{-2\overline{u'_k \theta'} \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial x_k}}_{DP} \quad \underbrace{-\epsilon_\theta}_{DISS} \quad (2.3d)$$

où $\bar{\theta}$ représente la température potentielle moyenne et θ' la perturbation de température potentielle (θ) par rapport à sa valeur moyenne ; suivant $\theta' = \theta - \bar{\theta}$, \overline{U}_i la composante du vent moyen dans la i^m direction et u'_i l'écart de la composante (u_i) du vent par rapport à sa valeur moyenne; $u'_i = u_i - \overline{U}_i$. L'indice i varie de 1 à 2 pour les composantes horizontales du vent et est égal à 3 pour la composante verticale. Les traits en exposant indiquent la moyenne de Reynolds.

Avec :

$$b_{ij} = \overline{u'_i u'_j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} e \quad (2.4a)$$

$$Z_{ij} = R_{ik} b_{kj} - b_{ik} R_{kj} \quad (2.4b)$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{U}_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.4c)$$

$$R_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{U}_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.4d)$$

$$\Sigma_{ij} = b_{ik} S_{kj} + S_{ik} b_{kj} - \frac{2}{3} \delta_{ij} b_{km} S_{mk} \quad (2.4e)$$

$$B_{ij} = \frac{g_i}{\theta} \overline{u'_j \theta'_v} + \frac{g_j}{\theta} \overline{u'_i \theta'_v} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{g_k}{\theta} \overline{u'_k \theta'_v} \quad (2.4f)$$

Pour la partie gauche de l'équation 2.3c du flux de chaleur et de l'équation 2.3d de la variance de température potentielle, le premier terme correspond à la tendance et le second à l'advection par l'écoulement moyen. Pour l'équation 2.3c, les termes du membre de droite sont respectivement, le transport turbulent (TR), les deux composantes du terme de production dynamique (DP), le terme de production thermique (TP) et le terme de presso-corrélation (PC). Quant à l'équation 2.3d, il y a le terme de transport turbulent (TR), celui de production dynamique (DP) puis le terme de dissipation (DISS).

Les termes dissipatifs sont paramétrés suivant les hypothèses de Kolmogorov :

$$\epsilon = C_\epsilon \frac{e^{\frac{3}{2}}}{l_\epsilon} \quad (2.5a)$$

$$\epsilon_\theta = 2C_{\epsilon_\theta} \frac{\sqrt{e} \theta'^2}{l_\epsilon} \quad (2.5b)$$

Les termes de presso-corrélation sont estimés selon :

$$\Pi_{ij} = C_{pv} \frac{\sqrt{e}}{l_m} (b_{ij}) - \frac{4}{3} \alpha_0 e S_{ij} - \alpha_1 \Sigma_{ij} - \alpha_2 Z_{ij} + (1 - \alpha_3) B_{ij} \quad (2.6a)$$

$$\Pi_{i\theta} = C_{p\theta} \frac{\sqrt{e}}{l_m} (\overline{u'_i \theta'_v}) - \frac{3}{4} \alpha_4 (S_{ij} + \tilde{\alpha}_4 R_{ij}) \overline{u'_j \theta'_v} + \alpha_5 \frac{g_i}{\theta} \overline{\theta'_v} \quad (2.6b)$$

où C_ϵ ; C_{pv} ; α_0 ; α_1 ; α_2 ; α_3 ; C_{ϵ_θ} ; $C_{p\theta}$; α_4 ; $\tilde{\alpha}_4$; α_5 sont des constantes fixées dans le tableau 2.1.

C_ϵ	C_{pv}	α_0	α_1	α_2	α_3	C_{ϵ_θ}	$C_{p\theta}$	α_4	$\tilde{\alpha}_4$	α_5
0.7	4	0.6	1	1	0	1.2	4	1	1	1/3

TAB. 2.1 – Constantes fixées dans le schéma de turbulence utilisé.

Redelsperger et Someria (1981) ainsi que Cuxart et al. (2000) ont développé un schéma de turbulence qui s'adapte aussi bien aux configurations de LES qu'à celle de méso-échelle, avec des paramétrisations pour le sous-maille en configuration, respectivement, tridimensionnelle et uni-colonne. Les mêmes hypothèses sont utilisées ici, à part que, lors de la résolution du système d'équations (2.3), les MTOs impliquant la température sont conservés. La formulation généralisée de ces MTOs est donnée dans la section suivante. Les hypothèses sont :

- l'homogénéité horizontale est supposée (les gradients horizontaux des quantités moyennes et le gradient vertical de la vitesse verticale moyenne sont négligés); ceci permet de construire un schéma de turbulence 1D pour lequel les variables moyennes dépendent seulement de z et de t ;
- la tendance et l'advection moyenne sont négligées sauf pour l'énergie cinétique turbulente pronostique. Cela signifie que les termes turbulents sous-maille sont en équilibre avec les gradients des quantités moyennes en bord de maille;
- les termes non-isotropes sont supprimés dans les équations de flux de chaleur et d'humidité (Redelsperger et Someria, 1981) où il y a des termes isotropes. Cette hypothèse est tout à fait vérifiée dans la partie mélangée de la couche limite où la turbulence est effectivement isotrope. Cependant, cette hypothèse n'est plus vérifiée dans les couches cisailées telles que la couche de surface où la turbulence est vraisemblablement non-isotrope. Afin de prendre en compte cette anisotropie, les longueurs caractéristiques du sous-maille, à savoir les longueurs de dissipation et de diffusion, sont modifiées près de la surface pour les processus de dissipation et de diffusion, comme détaillé par Redelsperger et al. (2001).

Après inversion du système linéaire (qui est développée dans l'annexe), pour un cas sec de schéma 1D, il est obtenu :

$$\overline{\mathbf{u}'\mathbf{w}'} = -\frac{4}{15C_{pv}} l_m \sqrt{e} \frac{\partial \overline{U}}{\partial z} ; \quad (2.7a)$$

$$\overline{\mathbf{v}'\mathbf{w}'} = -\frac{4}{15C_{pv}} l_m \sqrt{e} \frac{\partial \overline{V}}{\partial z} ; \quad (2.7b)$$

$$\overline{\mathbf{u}'^2} = \frac{2}{3}e + \frac{l_m}{C_{pv}\sqrt{e}} \left\{ (1 - \alpha_2) \frac{4l_m\sqrt{e}}{15C_{pv}} \left(\frac{\partial \overline{U}}{\partial z} \right)^2 - \frac{2}{3} \alpha_3 \frac{g}{\theta} \overline{\mathbf{w}'\theta'} \right\} ; \quad (2.7c)$$

$$\overline{\mathbf{v}'^2} = \frac{2}{3}e + \frac{l_m}{C_{pv}\sqrt{e}} \left\{ (1 - \alpha_2) \frac{4l_m\sqrt{e}}{15C_{pv}} \left(\frac{\partial \overline{V}}{\partial z} \right)^2 - \frac{2}{3} \alpha_3 \frac{g}{\theta} \overline{\mathbf{w}'\theta'} \right\} ; \quad (2.7d)$$

$$\overline{\mathbf{w}'^2} = \frac{2}{3}e + \frac{l_m}{C_{pv}\sqrt{e}} \left\{ -(1 - \alpha_2) \frac{4l_m\sqrt{e}}{15C_{pv}} \left[\left(\frac{\partial \overline{U}}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial \overline{V}}{\partial z} \right)^2 \right] + \frac{4}{3} \alpha_3 \frac{g}{\theta} \overline{\mathbf{w}'\theta'} \right\} ; \quad (2.7e)$$

$$\begin{aligned} \overline{\mathbf{w}'\theta'} &= -\frac{2}{3C_{p\theta}} l_m \sqrt{e} \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial z} \phi_3 \\ &\quad - \frac{2}{3C_{p\theta}} l_m \sqrt{e} \phi_3 \frac{g}{\theta e} \frac{l_\epsilon}{2C_{\epsilon\theta} \sqrt{e}} \frac{\partial \overline{w'\theta'^2}}{\partial z} \\ &\quad - \frac{2}{3C_{p\theta}} l_m \sqrt{e} \phi_3 \frac{3}{2e} \frac{\partial \overline{w'^2\theta'}}{\partial z} ; \end{aligned} \quad (2.7f)$$

$$\begin{aligned} \overline{\theta'^2} &= Cl_m l_\epsilon \phi_3 \left(\frac{\partial \overline{\theta}}{\partial z} \right)^2 \\ &\quad - \phi_3 \frac{l_\epsilon}{2C_{\epsilon\theta} \sqrt{e}} \frac{\partial \overline{w'\theta'^2}}{\partial z} \\ &\quad + C \phi_3 \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial z} \frac{3l_m l_\epsilon}{2e} \frac{\partial \overline{w'^2\theta'}}{\partial z} . \end{aligned} \quad (2.7g)$$

Où :

$$\phi_3 = \frac{1}{1 + CR_\theta} \quad (2.8)$$

$$D = [1 + CR_\theta] \left[1 + \frac{1}{2} CR_\theta \right] \quad (2.9)$$

$$C = \frac{2}{3C_{p\theta} C_{\epsilon\theta}} \quad (2.10)$$

$$R_\theta = \frac{gl_m l_\epsilon}{\overline{\theta} e} \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial z} \quad (2.11)$$

En dehors de la couche limite de surface, les longueurs de mélange et de dissipation sont définies selon $l_m = l_\epsilon = \frac{1}{\sqrt{1/(2.8l_{up})^2 + 1/(2.8l_{down})^2}}$, avec l_{up} et l_{down} suivant Bougeault et Lacarrère (1989). Dans la couche limite de surface où la turbulence n'est plus isotrope, ces processus de

dissipation et de diffusion sont modifiés suivant Redelsperger et al. (2001). Toutes les constantes sont les mêmes que dans Cuxart et al. (2000) (voir aussi le tableau 2.1).

Les dérivées de MTOs interviennent dans les formulations de la variance et du flux de $\bar{\theta}$, c'est d'ailleurs elles qui initient les flux à contre-gradient. Le flux turbulent vertical de température peut s'exprimer suivant :

$$\overline{w'\theta'} = -K(\partial\theta/\partial z - \gamma) \quad (2.12)$$

$$\text{avec} \quad K = \frac{2}{3C_{p\theta}} l_m \sqrt{e} \phi_3 \quad (2.13)$$

L'expression de γ est alors déduite :

$$\gamma = -\frac{g}{\bar{\theta}e} \frac{l_\epsilon}{2C_{e\theta}\sqrt{e}} \frac{\partial \overline{w'\theta'^2}}{\partial z} - \frac{3}{2e} \frac{\partial \overline{w'^2\theta'}}{\partial z} \quad (2.14)$$

Or, dans le schéma actuel de turbulence du modèle MESO-NH, les termes de gradients des moments turbulents d'ordre trois sont négligés. Les termes $\overline{w'\theta'}$ et $\overline{\theta'^2}$ sont alors fonction uniquement de $\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}$: $\overline{w'\theta'} = -\frac{2}{3C_{p\theta}} l_m \sqrt{e} \phi_3 \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}$ et $\overline{\theta'^2} = Cl_m l_\epsilon \phi_3 \left(\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}\right)^2$. Ceci entraîne une mauvaise redistribution de l'énergie des basses couches vers la partie supérieure de la couche limite, entraînant de forts gradients de température entre le sol et l'inversion. Cela peut se traduire dans la version tridimensionnelle de MESO-NH par le développement de mouvements explicites, peu réalistes, venant compenser la faiblesse du mélange vertical de la paramétrisation actuelle. Ainsi, négliger les moments turbulents d'ordre trois dans le schéma de turbulence de MESO-NH, transforme dans la zone qui devrait être à contre-gradient, la production dynamique en source. Dès lors, cette zone à contre gradient n'est pas modélisée et des circulations verticales explicites et irréalistes apparaissent pour des mailles horizontales de 500m à 3km. Pour palier à ces problèmes, l'implémentation des moments $\overline{w'^2\theta'}$ et $\overline{w'\theta'^2}$ dans le schéma de turbulence 1D semble une solution adéquate. De la sorte, le terme de contre-gradient γ est présent dans la paramétrisation du flux de température (suivant le système d'équations 2.7).

2.3 Paramétrisation des termes à contre-gradients

L'objectif de cette étude est d'améliorer la formulation du schéma en "diffusion turbulente" dans la zone à contre-gradient de la couche limite convective. Par conséquent, une attention particulière sera portée à l'expression des MTOs dans cette zone, ainsi que dans la partie instable qui lui est inférieure. Cependant, étant donné que le schéma de turbulence doit être aussi général que possible et donc valable pour différentes conditions de stabilité, ces MTOs doivent s'annuler pour les cas neutres et de stratifications stables. C'est pourquoi, une formulation reposant sur la normalisation convective, est proposée. De la sorte, les termes convectifs que sont les MTOs diminueront jusqu'à s'annuler lorsque la neutralité est approchée.

Les formulations des MTOs proposées, sont adimensionnées et fonctions de z/z_i , où z_i représente la hauteur d'inversion (épaisseur de la couche limite convective), diagnostiquée comme étant le minimum de flux de chaleur, de w_* , l'échelle convective de vitesse verticale et de θ_* qui est l'échelle de température convective. Il est à noter que la zone d'inversion n'est pas traitée. En effet, il n'existe pas de forme adimensionnelle universelle pour les quantités turbulentes dans cette couche. Les interactions complexes entre les processus additionnels propres à cette zone d'inversion (cisaillement avec l'atmosphère libre, ondes de gravité) et le transport turbulent sont responsables de cette limitation.

Les expressions sont établies à partir des statistiques d'une LES d'un cas convectif (06F, décrit dans la section 2.4.1). Ces formulations, tracées sur la figure 2.1, sont :

$$\overline{w'^2\theta'} = f(w_*\theta_*, \frac{z}{z_i}) = \begin{cases} \theta_* w_*^2 \left[-7.9 \left| \frac{z}{z_i} - 0.35 \right|^{2.9} \left| \frac{z}{z_i} - 1 \right|^{0.58} + 0.37 \right] & \text{si } \frac{z}{z_i} < 0.9 \\ 0 & \text{si } \frac{z}{z_i} \geq 0.9 \end{cases} \quad (2.15)$$

$$\overline{w'\theta'^2} = g(w_*\theta_*, \frac{z}{z_i}) = \begin{cases} \theta_*^2 w_* \left[4 \left(\frac{z}{z_i} \right)^{0.4} \left| \frac{z}{z_i} - 0.95 \right|^2 \right] & \text{si } \frac{z}{z_i} < 0.95 \\ 0 & \text{si } \frac{z}{z_i} \geq 0.95 \end{cases} \quad (2.16)$$

Ces expressions, bien que dérivées d'un cas purement convectif, ne sont pas vraiment limitées qu'aux cas convectifs. En effet, dans les couches limites neutres et stables, les MTOs dégénèrent car leurs normalisations sont adaptées aux cas convectifs. Ces paramétrisations ont été testées sur le cas d'intercomparaison de Nieuwstadt et al. (1993) et sur plusieurs cas de Ayotte (Ayotte et al., 1995). Les simulations ont été réalisées en utilisant le modèle MESO-NH (Lafore et al., 1998) qui autorise l'implémentation de ces MTOs.

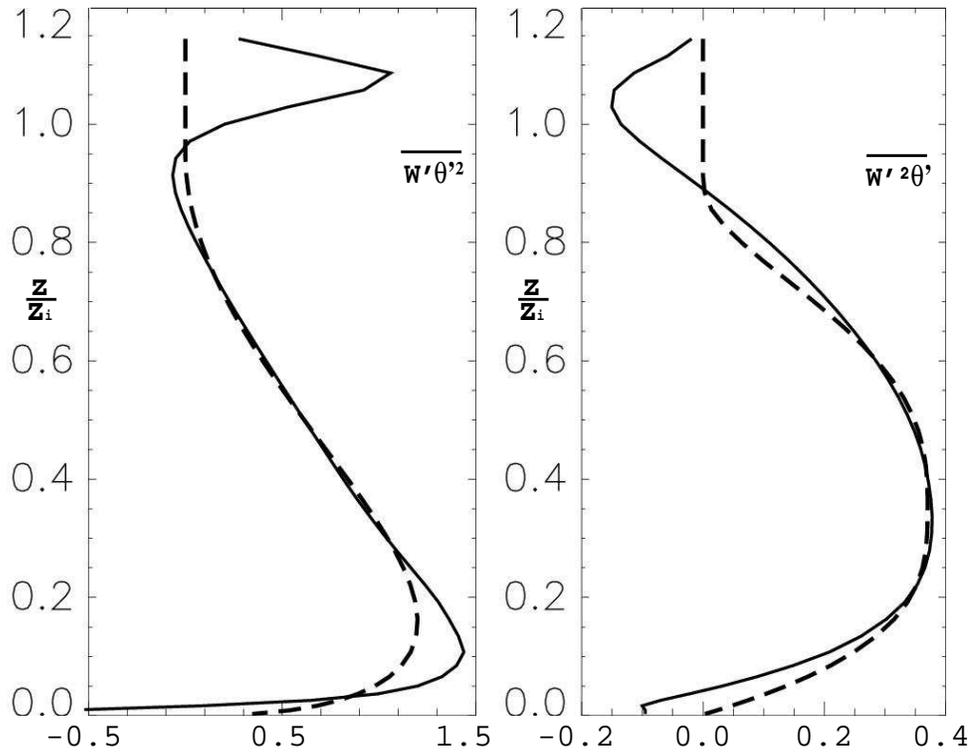


FIG. 2.1 – Profils normalisés des MTOs : $\overline{w'\theta'^2}/w_*\theta_*^2$ (gauche) et $\overline{w'^2\theta'}/w_*^2\theta_*$ (droite). Les profils des formulations établies (tirets) sont superposés à ceux des LES 06F (trait plein).

2.4 Présentation des outils numériques et des cas simulés

2.4.1 Les cas de couches limites convectives sèches simulés pour validation

Les cas simulés de couches limites convectives sèches sont ceux définis par Ayotte et al. (1995) et Nieuwstadt et al. (1993). Ce dernier, ici référencé par "06F", a été utilisé au début des années 1990 par quatre groupes de modélisateurs de LES, pour un test d'intercomparaison. "06F" est un cas idéal sans vent moyen de couche limite convective sèche et a déjà été utilisé pour tester le schéma de turbulence de Cuxart et al. (2000). Toutes ces simulations ont été effectuées par le modèle MESO-NH dans la configuration LES, utilisée comme référence, et dans un schéma de turbulence 1D (avec ou sans MTOs). Les données LES de ces validations sont consultables dans le tableau 2.2. L_x, L_y, L_z , sont respectivement la taille du domaine dans les directions x, y, z ; n_x, n_y, n_z , le nombre de points dans les directions x, y, z ; Q_* est le flux de chaleur surfacique; U_g, V_g , les composantes du vent géostrophique dans les directions x, y ; T est la durée de simulation pour chaque simulation; z_0 , l'échelle de rugosité fixée à 0.16m.

Case	L_x, L_y, L_z (km)	n_x, n_y, n_z	Q_* (Kms ⁻¹)	U_g (ms ⁻¹)	V_g (ms ⁻¹)	T (s)
06F	16x16x2	256x256x45	0.06	0	0	21600
05WC	5x 5x2	96x 96x96	0.05	15	0	13575
03SC	3x 3x1	96x 96x96	0.03	15	0	9360
05SC	3x 3x1	96x 96x96	0.05	15	0	7740
24SC	3x 3x1	96x 96x96	0.24	15	0	7680
24F	5x 5x2	96x 96x96	0.24	0	0	7200
15B	5x 5x2	96x 96x96	0.15	10	0-20	8640
24B	5x 5x2	96x 96x96	0.24	10	0-20	7620

TAB. 2.2 – Description des cas (F représente le cas de convection libre; WC de faible inversion au sommet; SC le cas de forte inversion au sommet et B celui barocline).

• Cas de convection libre

Dans ce travail, les cas de convection libre renvoient aux simulations sans vent moyen. Pour le cas de fort flux de surface (24F), une forte inversion est imposée à 1000m, dans le but de limiter la croissance de la couche limite avec le temps. Pour le cas de faible flux de surface (06F), une inversion plus faible est appliquée au sommet.

- **Cas avec de la flottabilité et du cisaillement**

Ces simulations comprennent plusieurs combinaisons de forçages en cisaillement et de flottabilité variant d'un écoulement avec une forte flottabilité et un faible cisaillement, (run 24SC), à un cas de faible flottabilité avec un important cisaillement, (run 03SC). Deux types d'inversions ont été utilisées au sommet ; fortes (03SC, 05SC et 24SC) et faible (05WC).

- **Cas baroclines**

Deux simulations (runs 15B et 24B) avec différents forçages barocliniques, une forte inversion au sommet et plusieurs valeurs de forçage par flottabilité à la surface sont ainsi réalisées. Les effets baroclines sont dus au cisaillement de vent géostrophique.

- **Classification des cas**

Un outil pour caractériser et regrouper ces cas d'atmosphères convectives sèches est de calculer le rapport z_i/L où la longueur de Monin Obukhov est :

$$L = -u_*^3 \overline{T} / (kg(\overline{w'T'})_s) \quad (2.17)$$

avec $u_* = \overline{u'w'}_{sol}^{0.5}$ est la vitesse de friction ($m.s^{-1}$), k la constante de Von Karman soit 0.4. Ce paramètre local, L , est fonction des flux en surface qui compare la production dynamique à la production thermique et z_i hauteur de couche limite qui est le bilan d'un équilibre entre masse d'air et flux au sol. Ce rapport est un nombre sans dimension qui permet de quantifier la part de l'instabilité thermique de l'instabilité dynamique, comme schématisé à la figure 2.2.

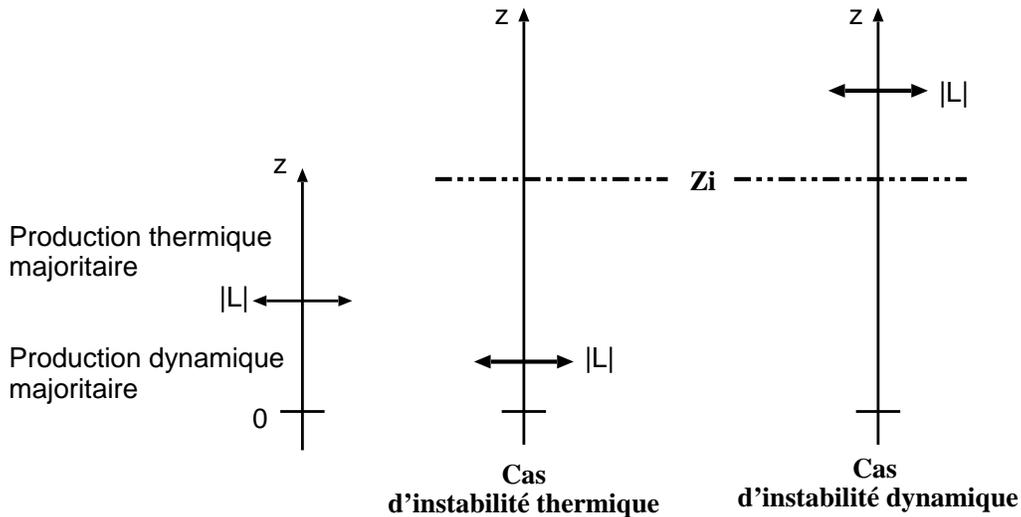


FIG. 2.2 – Caractérisation de l'instabilité de la couche limite atmosphérique en fonction de z_i/L

Dans le tableau 2.3 ci-après sont regroupés les valeurs de ce rapport pour les différents cas d'atmosphère simulée.

	06F	05WC	03SC	05SC	24SC	24F	15B	24B
u_*	0,0233	0,6977	0,5736	0,5937	0,7476	0,0545	0,6260	0,6552
$\bar{\theta}$	300	301	301	301	303	303	302	303
$\overline{w'\theta'}$	0,06	0,05	0,03	0,05	0,24	0,24	0,15	0,24
L	0,016	528,3	490,4	326,0	133,6	0,052	125,4	89,41
z_i	1690	1146	494	503	1051	1062	999	1032
z_i/L	∞	2	1	2	8	∞	8	12

TAB. 2.3 – Valeur du rapport z_i/L pour différents cas d'atmosphères sèches

Ainsi, il peut être distingué trois catégories :

- les cas d'instabilité mixte, z_i/L proche de l'unité, c'est-à-dire les cas 05WC, 03SC et 05SC ;
- les cas d'instabilité thermique, z_i/L grand, c'est-à-dire les cas 24SC, 15B et 24B ;
- les cas de forte instabilité thermique, $z_i/L \gg 1$, c'est-à-dire le cas sans vent de Cuxart et le cas 24F.

2.4.2 Simulations LES

Afin de valider ces paramétrisations, plusieurs simulations (LES, simulations 1D avec et sans MTOs) d'atmosphères convectives sèches ont été réalisées. Les simulations 1D avec et sans MTOs ont été compilées selon le schéma développé dans la section 2.2. Les LES utilisent un schéma de turbulence 3D qui repose sur le schéma proposé par Redelberger et Sommeria (1981, 1986) et discuté en détail par Cuxart et al. (2000). Il est constitué d'une équation pronostique pour l'énergie cinétique sous-maille et il incorpore les effets de la stratification thermique dans les flux sous-maille à travers les nombres variables de Prandtl et de Schmidt. Ce schéma 3D est capable de reproduire les sources turbulentes par cisaillement dans toutes les trois dimensions spatiales. La longueur de mélange est choisie suivant Deardorff (1974) ; elle est limitée à la fois par la taille de la maille de la grille (en supposant que les tourbillons de la couche limite sont explicitement résolus par le modèle 3D) et par la stabilité.

2.4.3 Réglages préliminaires du schéma 1D

- **Reformulation de la longueur de mélange et ajustement du coefficient d'échange d'énergie cinétique turbulente**

Il a été mis en évidence la nécessité d'augmenter la longueur de mélange (l_m) utilisée par le modèle 1D de MESO-NH dont la formule est :

$$l_m = \left[0.5 (l_{up}^{-2/3} + l_{down}^{-2/3}) \right]^{-3/2}. \quad (2.18)$$

Pour cela, deux longueurs de mélanges ont été testées :

- une longueur doublée sur l'ensemble de la couche limite ($2L$) :

$$l_m = 2 \left[0.5 (l_{up}^{-2/3} + l_{down}^{-2/3}) \right]^{-3/2}; \quad (2.19)$$

- une autre doublée uniquement au milieu de la couche limite ($2L_{mil}$) :

$$l_m = \left[\frac{1}{(2.8 l_{up})^2} + \frac{1}{(2.8 l_{down})^2} \right]^{-1/2}. \quad (2.20)$$

La longueur de mélange est donc fonction de la distance qu'une particule d'air ayant l'énergie cinétique initiale du niveau, peut parcourir vers le haut (l_{up}) et vers le bas (l_{down}) avant d'être stoppée par les effets de flottabilité (Bougeault et Lacarrère, 1989). Ces distances sont définies par :

$$\int_z^{z+l_{up}} \frac{g}{\theta_{vref}} [\theta(z) - \theta(z')] dz' = e(z) \quad (2.21a)$$

$$\int_{z-l_{down}}^z \frac{g}{\theta_{vref}} [\theta(z) - \theta(z')] dz' = e(z) \quad (2.21b)$$

$$l_{down} \leq z \quad (2.21c)$$

où $e(z)$ est l'énergie cinétique turbulente au niveau z , θ la température potentielle, θ_{vref} la température potentielle virtuelle de référence et g l'accélération gravitationnelle.

Dans la partie mélangée de la couche limite, le modèle confond longueur de mélange, l_m , et longueur de dissipation, l_ε , d'où :

$$l_\varepsilon = l_m = L. \quad (2.22)$$

Ces longueurs sont distinctes uniquement dans la couche limite de surface.

A la figure 2.3 sont comparées les longueurs de dissipation 1D diagnostiquées ($2L$ et $2L_{mil}$), à celle LES, calculée à partir de l'équation suivante :

$$\varepsilon = C_\varepsilon \frac{e^{3/2}}{l_\varepsilon} \text{ avec : } C_\varepsilon = 0.845 \quad (2.23)$$

Comme le montre le diagnostique des différentes longueurs, représenté à la figure 2.3, les brassages issus des simulations 1D avec une longueur non modifiée ($1L$) sont nettement inférieurs à ceux de la LES. Le fait de multiplier la longueur de mélange ($2L$ et $2L_{mil}$) permet de simuler un comportement plus proche de celui obtenu par LES.

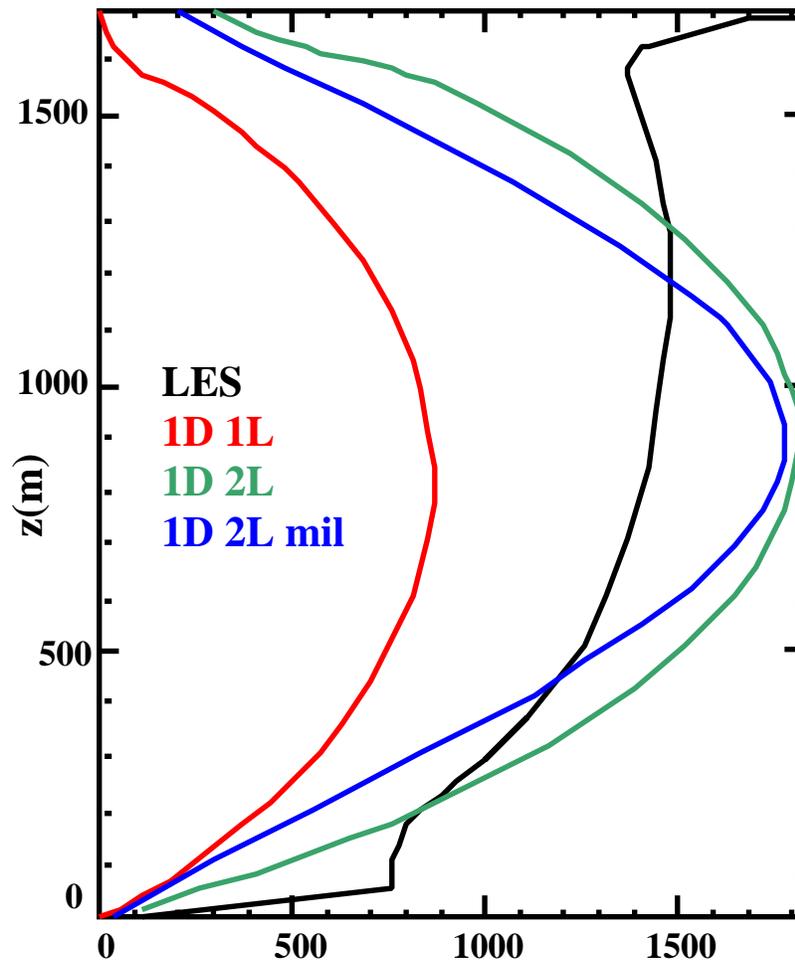


FIG. 2.3 – Longueurs de dissipations 1D ($1L$: non modifiée, en rouge ; $2L$: doublée sur toute la couche limite, en vert ; $2L_{mil}$: multipliée par 2 uniquement au milieu de la couche limite, en bleu) comparées à celle issue de la LES, en noir.

En outre, le fait de multiplier cette longueur permet d'améliorer nettement les simulations et obtenir par exemple un meilleur profil vertical de la température moyenne (figure 2.4, à gauche).

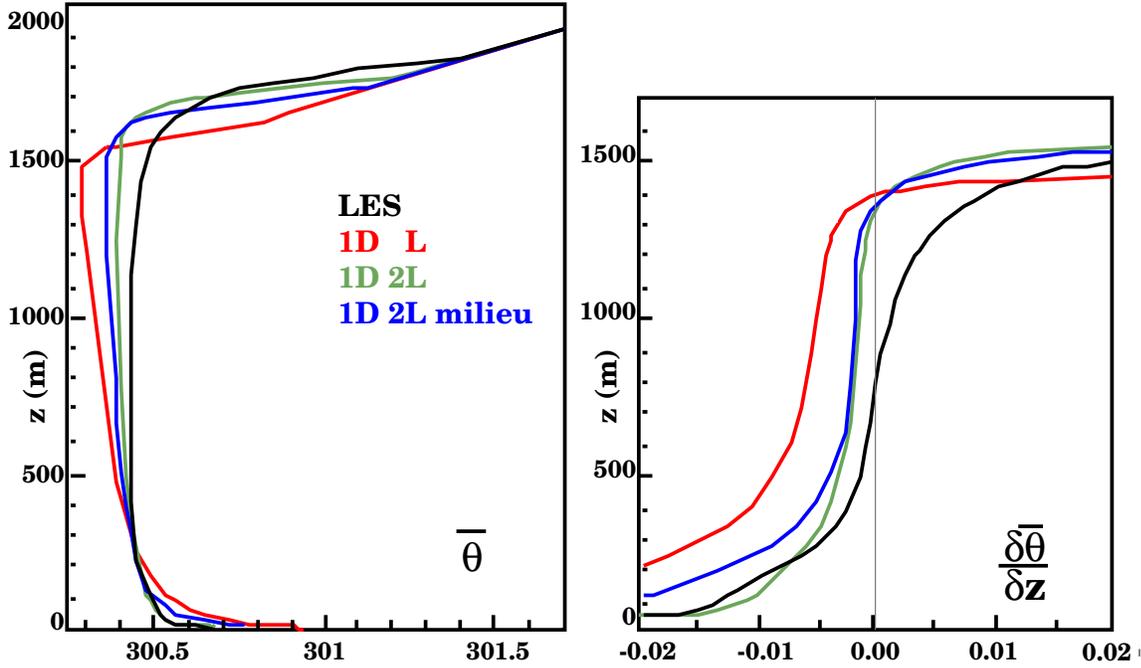


FIG. 2.4 – Profils de $\bar{\theta}$ et les gradients associés pour les simulations 1D sans les moments d'ordre trois (1L : non modifiée en rouge, 2L : doublée sur toute la couche limite en vert, 2L *mil* : multipliée par 2 uniquement au milieu de la couche limite en bleu) comparés à celui issu de la LES, en noir.

Dès lors une étude de sensibilité a été réalisée afin de déterminer laquelle des deux formulations de longueur de mélange, $2L$ ou $2L_{mil}$, permettait une meilleure simulation des couches limites convectives sèches. Parallèlement, des tests ont permis de caractériser l'influence de la valeur du coefficient d'échange d'énergie cinétique, C_{ET} . Ce coefficient intervient dans la paramétrisation du flux d'énergie cinétique turbulente dont la formulation est donnée ci-après (équation 2.24). Il est à noter que C_{ET} n'est pas connu avec précision. La valeur qui lui est attribuée diffère d'une étude à l'autre. Cependant, il est en général fixé à 0.2 ou 0.4. Par conséquent, les tests de sensibilité porteront sur ces deux valeurs du C_{ET} , en plus des deux formulations de longueur de mélange.

$$\overline{w'e'} = -l_m \sqrt{e} C_{ET} \frac{\partial e}{\partial z} \quad (2.24)$$

Les biais et écart type par rapport aux LES pour les simulations 1D sans MTOs, réalisées avec les deux valeurs du C_{ET} (0.2 et 0.4) et les deux différentes formulations de longueur de mélange ($2L$ et $2L_{mil}$) concernant les quantités normalisées : $\bar{\theta}/\theta_*$, $\overline{w'\theta'}/w_*\theta_*$, $\overline{\theta'^2}/\theta_*^2$, e/w_*^2 , \overline{U}/w_* et \overline{V}/w_* pour la couche limite de mélange, sont regroupés dans les tableaux 2.4 à 2.10.

Cas 05WC

Quantités		$C_{ET}=0.4$		$C_{ET}=0.2$	
		2L	2L milieu	2L	2L milieu
$\bar{\theta}/\theta_*$	écart type	0.1113	0.0763	0.0758	0.0436
	biais	0.0699	0.0476	0.0474	0.0267
$\overline{w'\theta'}/w_*\theta_*$	écart type	0.0828	0.0602	0.0589	0.0378
	biais	-0.0481	-0.0351	-0.0343	-0.0222
$\overline{\theta'^2}/\theta_*^2$	écart type	1.0822	0.9785	1.0704	0.9600
	biais	-0.6434	-0.5866	-0.6321	-0.5689
e/w_*^2	écart type	0.1938	0.1217	0.2281	0.1475
	biais	0.1162	0.0682	0.1354	0.0824
\bar{U}/w_*	écart type	0.3562	0.5420	0.3246	0.4883
	biais	0.0863	0.2670	0.0454	0.2289
\bar{V}/w_*	écart type	0.1599	0.1985	0.1278	0.1512
	biais	-0.0763	-0.1125	-0.0400	-0.0754

TAB. 2.4 – Biais et écart types pour la Couche Limite de Mélange

Cas 03SC

Quantités		$C_{ET}=0.4$		$C_{ET}=0.2$	
		2L	2L milieu	2L	2L milieu
$\bar{\theta}/\theta_*$	écart type	0.3030	0.2224	0.2179	0.1459
	biais	0.1694	0.1243	0.1218	0.0815
$\overline{w'\theta'}/w_*\theta_*$	écart type	0.2863	0.2162	0.2112	0.1439
	biais	-0.1501	-0.1134	-0.1108	-0.0756
$\overline{\theta'^2}/\theta_*^2$	écart type	0.9803	1.0383	1.0000	1.3578
	biais	-0.3196	-0.5430	-0.5355	-0.6811
e/w_*^2	écart type	0.1857	0.1325	0.1924	0.1392
	biais	0.0985	0.0676	0.0974	0.0662
\bar{U}/w_*	écart type	0.1988	0.3974	0.1807	0.3227
	biais	0.0312	0.1958	-0.0218	0.1513
\bar{V}/w_*	écart type	0.1477	0.1371	0.1470	0.1351
	biais	-0.0252	-0.0258	0.0002	-0.0027

TAB. 2.5 – Biais et écart types pour la Couche Limite de Mélange

Cas 05SC

Quantités		$C_{ET}=0.4$		$C_{ET}=0.2$	
		2L	2L milieu	2L	2L milieu
$\bar{\theta}/\theta_*$	écart type	0.2610	0.1852	0.1838	0.1153
	biais	0.1459	0.1035	0.1027	0.0644
$\overline{w'\theta'}/w_*\theta_*$	écart type	0.1935	0.1467	0.1458	0.1005
	biais	-0.1017	-0.0772	-0.0767	-0.0530
$\overline{\theta'^2}/\theta_*^2$	écart type	0.8315	0.8250	0.8530	0.9014
	biais	-0.3822	-0.4509	-0.4613	-0.4866
e/w_*^2	écart type	0.1637	0.1145	0.1756	0.1253
	biais	0.0896	0.0617	0.0938	0.0655
\bar{U}/w_*	écart type	0.2728	0.4946	0.2098	0.4216
	biais	0.1042	0.2543	0.0561	0.2128
\bar{V}/w_*	écart type	0.1404	0.1247	0.1186	0.1046
	biais	-0.0604	-0.0534	-0.0395	-0.0338

TAB. 2.6 – Biais et écart types pour la Couche Limite de Mélange

Cas 24SC

Quantités		$C_{ET}=0.4$		$C_{ET}=0.2$	
		2L	2L milieu	2L	2L milieu
$\bar{\theta}/\theta_*$	écart type	0.1427	0.0891	0.0836	0.0505
	biais	0.0863	0.0482	0.0450	0.0051
$\overline{w'\theta'}/w_*\theta_*$	écart type	0.0489	0.0327	0.0274	0.0081
	biais	-0.0280	-0.0187	-0.0156	-0.0045
$\overline{\theta'^2}/\theta_*^2$	écart type	0.7885	0.7685	0.8295	0.7813
	biais	-0.4319	-0.3823	-0.4328	-0.3712
e/w_*^2	écart type	0.0645	0.0491	0.1355	0.1052
	biais	0.0239	0.0016	0.0651	0.0430
\bar{U}/w_*	écart type	0.4215	0.6049	0.3597	0.5425
	biais	0.2033	0.3431	0.1652	0.3071
\bar{V}/w_*	écart type	0.1427	0.1365	0.1491	0.1406
	biais	-0.0163	-0.0243	0.0022	-0.0052

TAB. 2.7 – Biais et écart types pour la Couche Limite de Mélange

Cas 24F

Quantités		$C_{ET}=0.4$		$C_{ET}=0.2$	
		2L	2L milieu	2L	2L milieu
$\bar{\theta}/\theta_*$	écart type	0.0490	0.0418	0.0393	0.0650
	biais	0.0210	-0.0012	-0.0007	-0.0287
$\overline{w'\theta'}/w_*\theta_*$	écart type	0.0165	0.0067	0.0017	0.0157
	biais	-0.0095	-0.0039	-0.0009	0.0090
$\overline{\theta'^2}/\theta_*^2$	écart type	0.2890	0.3512	0.2912	0.3272
	biais	-0.0903	-0.0325	-0.0867	-0.0199
e/w_*^2	écart type	0.0304	0.0455	0.1385	0.1493
	biais	0.0149	0.0250	0.0805	0.0881
\bar{U}/w_*	écart type	0.0085	0.0085	0.0085	0.0085
	biais	-0.0007	-0.0006	-0.0007	-0.0007
\bar{V}/w_*	écart type	0.0155	0.0154	0.0154	0.0153
	biais	-0.0030	-0.0030	-0.0031	-0.0030

TAB. 2.8 – Biais et écart types pour la Couche Limite de Mélange

Cas 15B

Quantités		$C_{ET}=0.4$		$C_{ET}=0.2$	
		2L	2L milieu	2L	2L milieu
$\bar{\theta}/\theta_*$	écart type	0.1038	0.0680	0.0648	0.0478
	biais	0.0608	0.0334	0.0306	0.0036
$\overline{w'\theta'}/w_*\theta_*$	écart type	0.0470	0.0299	0.0232	0.0061
	biais	-0.0263	-0.0164	-0.0124	-0.0018
$\overline{\theta'^2}/\theta_*^2$	écart type	1.4003	1.5305	1.5495	1.6050
	biais	-0.5849	-0.5630	-0.6073	-0.5629
e/w_*^2	écart type	0.0415	0.0497	0.0849	0.0700
	biais	-0.0020	-0.0176	0.0292	0.0132
\bar{U}/w_*	écart type	0.3249	0.4792	0.2846	0.4412
	biais	0.1764	0.2863	0.1500	0.2628
\bar{V}/w_*	écart type	0.1588	0.1727	0.1179	0.1306
	biais	0.0894	0.1010	0.0655	0.0764

TAB. 2.9 – Biais et écart types pour la Couche Limite de Mélange

Cas 24B

Quantités		$C_{ET}=0.4$		$C_{ET}=0.2$	
		2L	2L milieu	2L	2L milieu
$\bar{\theta}/\theta_*$	écart type	0.1090	0.0685	0.0654	0.0546
	biais	0.0628	0.0299	0.0280	-0.0058
$\overline{w'\theta'}/w_*\theta_*$	écart type	0.0345	0.0208	0.0159	0.0014
	biais	-0.0197	-0.0119	-0.0090	-0.0001
$\overline{\theta'^2}/\theta_*^2$	écart type	0.9356	0.9806	1.0041	1.0071
	biais	-0.4135	-0.3689	-0.4196	-0.3637
e/w_*^2	écart type	0.0494	0.0446	0.1137	0.0923
	biais	0.0117	-0.0045	0.0513	0.0350
\bar{U}/w_*	écart type	0.3302	0.4686	0.2872	0.4273
	biais	0.1798	0.2791	0.1521	0.2539
\bar{V}/w_*	écart type	0.1975	0.2015	0.1485	0.1499
	biais	0.0972	0.1056	0.0676	0.0754

TAB. 2.10 – Biais et écart types pour la Couche Limite de Mélange

• Synthèse des résultats

L'analyse des biais et écart type montre que pour l'ensemble des cas simulés, une longueur de mélange doublée au milieu de la couche limite ($2L\ mil$) et un C_{ET} fixé à 0.2, améliorent les scores des champs normalisés de $\bar{\theta}$ et $\overline{w'\theta'}$. Cependant, pour le cas 24F, l'utilisation d'une longueur de mélange double sur toute la couche limite ($2L$) optimise les résultats. Concernant l'énergie cinétique turbulente, les scores sont minimisés avec une longueur de mélange doublée au milieu et un C_{ET} de 0.4 sauf pour les cas 15B et 24F où $2L$ est plus adaptée. Quant aux champs de vitesses, \bar{U} et \bar{V} , les conditions optimales pour les biais et écart type sont $2L$ et un C_{ET} de 0.2. Il apparaît à nouveau le cas particulier 24F pour lequel aucun C_{ET} ni longueur de mélange n'est préférable. Ceci n'est pas étonnant car 24F est un cas sans vent moyen, de forte instabilité thermique. Donc les valeurs des champs \bar{U} et \bar{V} ne sont que des fluctuations autour de zéro, les effets dynamiques étant négligeables. Quant à la variance normalisée $\overline{\theta'^2}/\theta_*^2$, il n'y a pas un jeu de données type qui améliore ou détériore systématiquement les simulations.

Cette analyse s'appuie essentiellement sur les valeurs de la couche de mélange car sur l'ensemble de la couche limite d'autres processus interviennent, notamment au niveau de la zone d'inversion et ne permettent pas d'isoler l'influence seule de la longueur de mélange et du C_{ET} . Ainsi, il semble que l'augmentation de la longueur de mélange combinée à une diminution du C_{ET} permettent de corriger les simulations 1D en cas sec. En cas humide, des comportements différents sont observés. En effet, le dopage de la longueur de mélange entraîne une trop forte production de nuages et donc de turbulence. Cela se traduit par une couche limite trop développée, ce qui est légèrement atténué par l'implémentation des moments $\overline{w'^2\theta'}$ et $\overline{w'\theta'^2}$ (Couvreur et al., 2006).

Pour la validation de la formulation des MTOs, le C_{ET} est fixé à 0.2 et la longueur de mélange est doublée en milieu de couche limite uniquement. Ce choix se base sur les résultats de l'analyse des scores de $\bar{\theta}$ et $\overline{w'\theta'}$, le but de ces travaux étant l'amélioration de la simulation des processus thermiques.

2.5 Impact de l'implémentation des MTOs dans le schéma de turbulence 1D

Cette partie met en évidence le rôle des MTOs, présentés à la section 2.3, dans la simulation des couches limites convectives. Plus précisément, une analyse qualitative, section 2.5.1, permet d'estimer l'impact des MTOs sur les profils de température potentielle et de variance de température potentielle, notamment la simulation de la zone à contre-gradient. Une étude plus approfondie, portant sur les bilans des flux de chaleur et variance température potentielle, section 2.5.2, permet d'identifier les termes responsables de cette zone à contre-gradient et qui sont fonctions des MTOs. Enfin, par une analyse statistique, section 2.5.3, les effets de ces MTOs sur les quantités moyennes et turbulentes issues des simulations sont quantifiés.

Des tests préliminaires ont permis de valider le choix de la longueur de mélange et du coefficient d'énergie cinétique turbulente qui résulte des travaux présentés précédemment, section 2.4.3. En effet, des simulations 1D avec implémentation des MTOs, pour un même cas d'atmosphère ont été réalisées avec les différentes longueurs de mélanges. A la figure 2.5, il apparaît très nettement que, malgré l'implémentation des MTOs, sans modification de la longueur de mélange, le modèle ne parvient pas à simuler un gradient de $\bar{\theta}$ correct. Ceci souligne l'importance du travail précédent sur les longueurs de mélange et le coefficient d'énergie cinétique turbulente. Pour la suite des simulations, le C_{ET} est fixé à 0.2 et la longueur de mélange est doublée en milieu de couche limite uniquement.

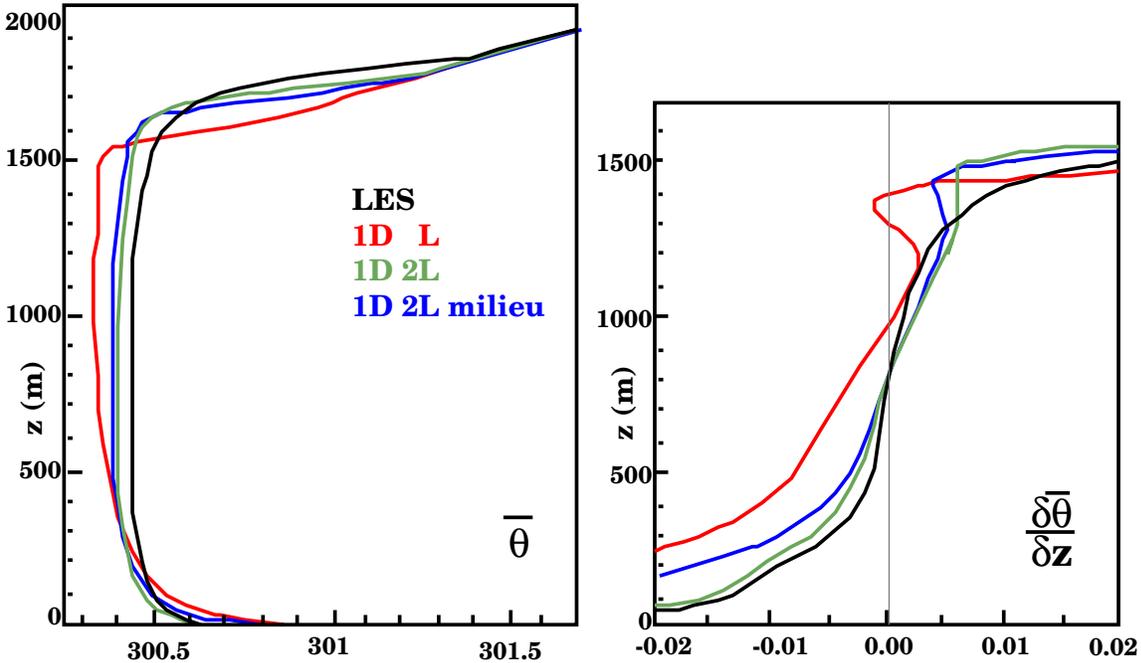


FIG. 2.5 – Profils de $\bar{\theta}$ et les gradients associés pour les simulations 1D avec les moments d'ordre 3 (1L : non modifiée en rouge, 2L : doublée sur toute la couche limite en vert, 2L *mil* : multipliée par 2 uniquement au milieu de la couche limite en bleu) comparées à celle issue de la LES, en noir.

2.5.1 Analyse qualitative

• Profils de température potentielle moyenne

Dans tous les cas simulés, l'implémentation des MTOs améliore les simulations 1D. Il n'y a pas beaucoup d'impact à l'échelle de toute la couche limite ni au niveau de l'inversion. Par contre, l'amélioration au niveau de la couche mélangée est net pour tous les cas (figure 2.6). Avec les MTOs, la zone de contre-gradient dans la moitié haute de la couche limite, où $\bar{\theta}$ augmente avec la hauteur, est correctement simulée par le schéma 1D.

Ce point n'était pas évident au premier abord car ce sont le flux de chaleur et la variance de température qui sont prescrits et non pas la température elle-même.

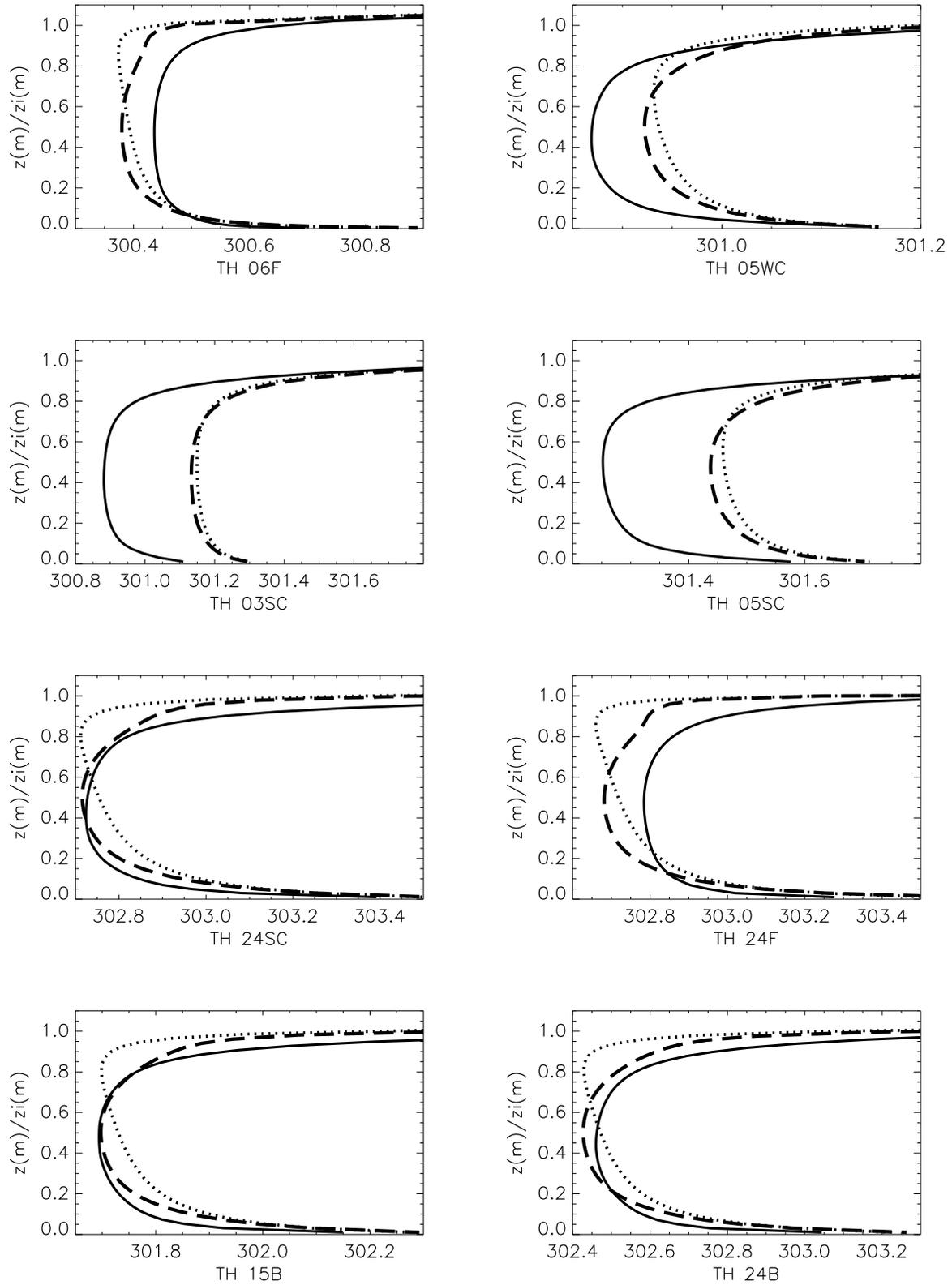


FIG. 2.6 – Profils de $\bar{\theta}$ (K) issus des LES (traits pleins), des simulations 1D sans MTOs (traits pointillés) et des simulations 1D avec MTOs (tiretés).

• Profils de variance de température potentielle

Systématiquement, les simulations 1D avec MTOs donnent de plus grandes valeurs de $\overline{\theta'^2}$ (figure 2.7). D'un côté, pour les cas avec vent moyen (WC, SC, B), l'implémentation des MTOs améliore $\overline{\theta'^2}$. Les profils de $\overline{\theta'^2}$ des simulations 1D avec MTOs sont plus proches des résultats des LES que ceux des simulations 1D sans MTOs. La différence entre les simulations 1D et LES est plus importante pour les faibles flux. D'un autre côté, pour les cas 06F et 24F, les simulations 1D sans MTOs, plus proches des profils LES de $\overline{\theta'^2}$, sont plus performantes que celles avec MTOs.

Dans la partie basse de la couche limite convective, l'implémentation des MTOs augmente de manière excessive $\overline{\theta'^2}$. Cependant, les améliorations les plus importantes sont attendues dans la partie haute de la couche limite convective mélangée, où la zone à contre-gradient doit être observée. Par ailleurs, au niveau de la couche d'inversion, toutes les simulations 1D (avec ou sans MTOs) sous-estiment $\overline{\theta'^2}$. Cette tendance commune ne peut pas être améliorée avec les MTOs analytiques proposés. En effet, leur formulation ne s'applique que pour z/z_i inférieur à 0.9.

Finalement, une tendance générale peut être observée. Dans la couche mélangée, l'emploi des MTOs diminue la sous-estimation de la variance de température. Par conséquent, l'implémentation des MTOs améliore la simulation de la zone à contre-gradient. En outre, pour tous les cas avec MTOs, la variance de température n'atteint jamais la valeur zéro. Ce zéro, valeur non-physique de $\overline{\theta'^2}$, est un artéfact de la paramétrisation en "diffusion turbulente" sans les MTOs car $\overline{\theta'^2}$ est alors directement proportionnel à $\left(\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}\right)^2$.

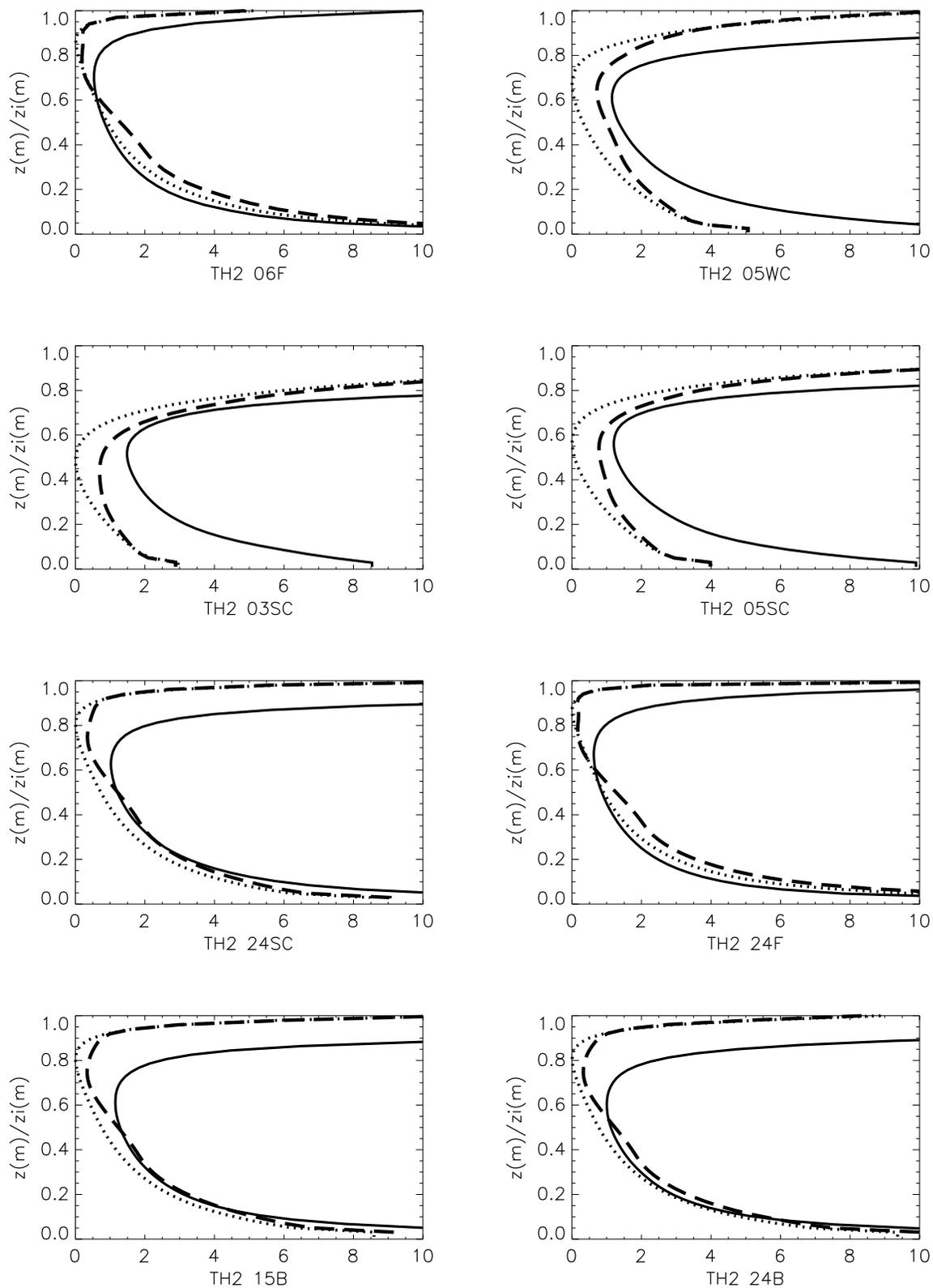


FIG. 2.7 – Variances de température potentielle normalisées, $\overline{\theta'^2}/\theta_*^2$ issues des LES (traits pleins), des simulations 1D sans MTOs (traits pointillés) et des simulations 1D avec MTOs (tirets).

2.5.2 Analyses des profils verticaux des budgets de flux de chaleur et de variance de température potentielle

L'amélioration de la physique des processus de création/destruction du flux de chaleur et de la variance de température est maintenant étudiée.

Les équations d'évolution du flux de chaleur et de la variance de température potentielle dans la configuration LES sont respectivement les équations 2.3c et 2.3d. Dans le cas 1D avec MTOs, en homogénéité horizontale, les équations d'évolution de $\overline{w'\theta'}$ et $\overline{\theta'^2}$ se simplifient suivant :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\overline{w'\theta'}) = -\underbrace{\frac{\partial}{\partial z}(\overline{w'^2\theta'})}_{TR} - \underbrace{\overline{w'^2} \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial z}}_{DP} + \underbrace{\frac{g}{\theta} \overline{\theta'^2}}_{TP} - \underbrace{\Pi_{i\theta}}_{PC} \quad (2.25a)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\overline{\theta'^2}) = -\underbrace{\frac{\partial}{\partial z}(\overline{w'\theta'^2})}_{TR} - \underbrace{2\overline{w'\theta'} \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial z}}_{DP} - \underbrace{\epsilon_\theta}_{DISS} \quad (2.25b)$$

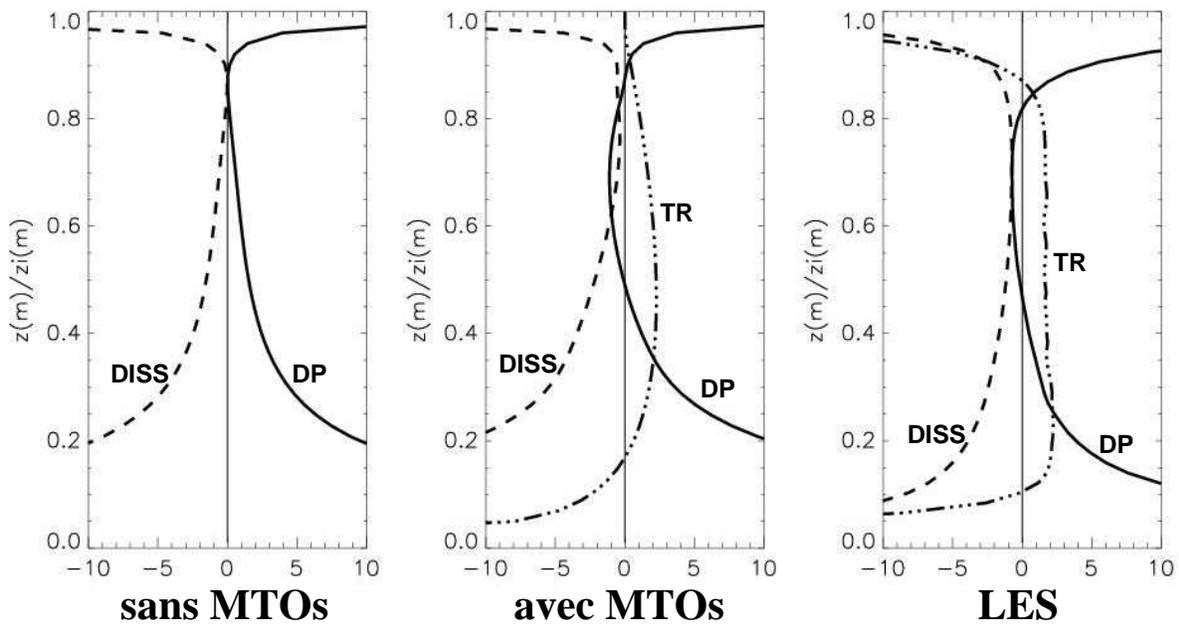
La partie gauche de l'équation 2.25a du flux de chaleur et de l'équation 2.25b de la variance de température potentielle, correspond à la tendance de ces quantités. Pour l'équation 2.25a, les termes du membre de droite sont respectivement, le transport turbulent (TR), la production dynamique (DP), le terme de production thermique (TP) et le terme de presso-corrélation (PC). Quant à l'équation 2.25b, il y a le terme de transport turbulent (TR), celui de production dynamique (DP) puis le terme de dissipation (DISS).

Les termes des équations d'évolution (1D avec ou sans MTOs et LES) de $\overline{\theta'^2}$ et $\overline{w'\theta'}$ sont montrés à la figure 2.8 pour le cas 24F. Le comportement de chaque terme est identique pour tous les autres cas.

Lorsque que les simulations 1D ne prennent pas en compte les MTOs, il n'y a pas de terme de transport dans les bilans de $\overline{\theta'^2}$ et de $\overline{w'\theta'}$. Pour le budget de $\overline{\theta'^2}$, le terme de dissipation est alors uniquement équilibré par le terme de production dynamique. De même, pour le budget de $\overline{w'\theta'}$ sans MTOs, un équilibre s'établit entre le terme de presso-corrélation et celui de production dynamique associé au terme de production de flux de température.

Lorsque les MTOs sont implémentés, les simulations 1D avec MTOs, un terme de transport apparaît dans les budgets. Les transports turbulents sont donc introduits par les MTOs. Ainsi, avec les MTOs, les nouveaux équilibres obtenus sont plus proches de ceux des LES correspondantes. Ces profils mettent bien en évidence comment les MTOs améliorent les simulations 1D. En effet, ils créent, dans la partie haute de la couche limite, une zone de contre-gradient pour le profil de $\overline{\theta}$ (voir la figure 2.6) ce qui initie une zone de production dynamique négative pour les profils de $\overline{\theta'^2}$ et de $\overline{w'\theta'}$. Comme précédemment mentionné, les paramétrisations des MTOs ne s'appliquent pas à la zone d'inversion. En conséquence, aucune amélioration est attendue au niveau de cette couche.

budget de $\overline{\theta'^2}$



budget de $\overline{w'\theta'}$

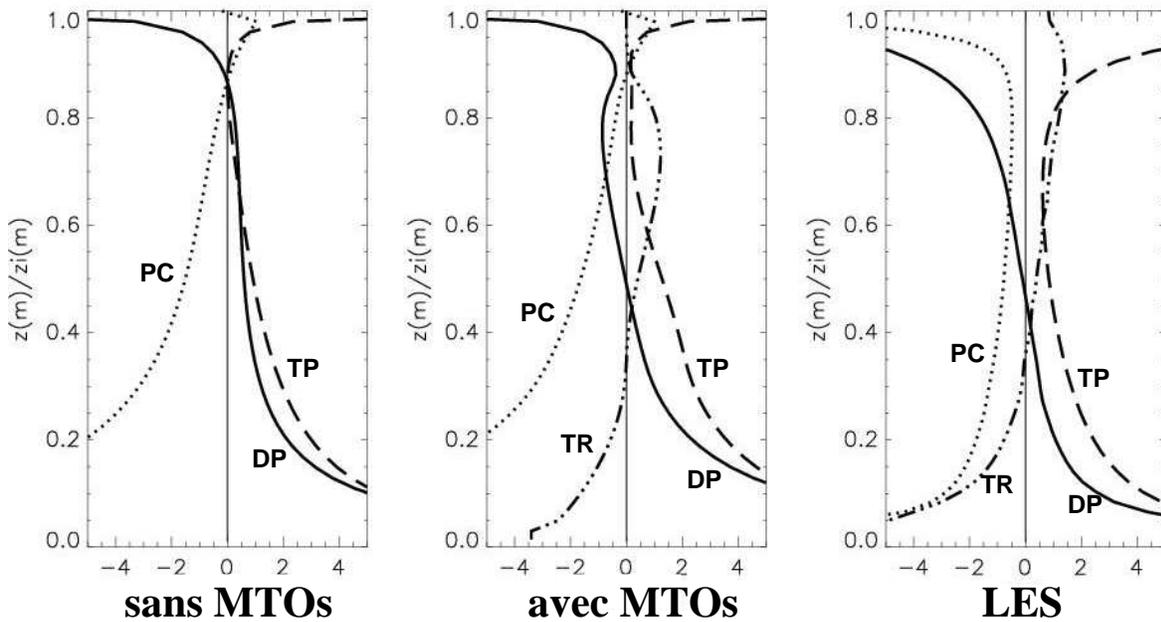


FIG. 2.8 – Contributions des termes normalisés de production dynamique (DP), de dissipation (DISS) et de transport turbulent (TR) pour $\overline{\theta'^2}$ (partie haute) et de production dynamique (DP), de production du flux de température (TP), de presso-corrélation (PC) et de transport turbulent (TR) pour $\overline{w'\theta'}$ (partie basse) pour le cas 24F.

2.5.3 Analyse statistique

Chaque résultat des simulations 1D, avec ou sans MTOs, est maintenant comparé aux statistiques des LES. Ces dernières résultent de la somme des processus résolus et sous-mailles. Les paramétrisations établies pour les MTOs ne sont applicables dans la couche d'inversion. C'est pourquoi les données présentées au tableau 2.5.3 correspondent uniquement à la couche mélangée.

		$\bar{\theta}/\theta_*$		$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} / \frac{\theta_*}{z_i}$		$\overline{w'\theta'}/w_*\theta_*$		$\overline{\theta'^2}/\theta_*^2$		e/w_*^2	
		écart	biais	écart	biais	écart	biais	écart	biais	écart	biais
		type		type		type		type		type	
06F	sans MTOs	0,0289	-0.0165	0.0175	-0.0601	0.0077	0.0057	0.3492	0.0298	0.0918	0.0570
	MTOs	0.0126	-0.0092	0.0148	-0.0286	0.0062	0.0045	0.4438	0.1788	0.1068	0.0715
05WC	sans MTOs	0.0436	0.0267	0.0068	-0.0168	0.0378	-0.0222	0.9600	-0.5689	0.1475	0.0824
	MTOs	0.0354	0.0220	0.0031	-0.0084	0.0329	-0.0195	0.6641	-0.3395	0.1486	0.0829
03SC	sans MTOs	0.1459	0.0815	0.0102	-0.0166	0.1439	-0.0756	1.3578	-0.6811	0.1392	0.0662
	MTOs	0.1388	0.0776	0.0067	0.0092	0.1362	-0.0716	0.9882	-0.4585	0.1398	0.0664
05SC	sans MTOs	0.1153	0.0644	0.0071	-0.0110	0.1005	-0.0530	0.9014	-0.4866	0.1253	0.0655
	MTOs	0.1049	0.0586	0.0030	-0.0023	0.0923	-0.0488	0.5475	-0.2705	0.1263	0.0660
24SC	sans MTOs	0.0505	0.0051	0.0241	-0.0324	0.0081	-0.0045	0.7813	-0.3712	0.1052	0.0430
	MTOs	0.0179	-0.0002	0.0157	-0.0160	0.0042	-0.0025	0.6233	-0.2001	0.1069	0.0444
24F	sans MTOs	0.0650	-0.0287	0.0191	-0.0292	0.0157	0.0090	0.3272	-0.0199	0.1493	0.0881
	MTOs	0.0549	-0.0332	0.0135	-0.0131	0.0169	0.0095	0.4834	0.1055	0.1498	0.0884
15B	sans MTOs	0.0478	0.0036	0.0330	-0.0311	0.0061	-0.0018	1.6050	-0.5629	0.0700	0.0132
	MTOs	0.0187	0.0008	0.0278	-0.0193	0.0035	0.0008	1.5050	-0.3960	0.0720	0.0141
24B	sans MTOs	0.0546	-0.0058	0.0357	-0.0575	0.0014	-0.0001	1.0071	-0.3637	0.0923	0.0350
	MTOs	0.0254	-0.0117	0.0223	-0.0275	0.0051	0.0027	0.9046	-0.1936	0.0950	0.0362

TAB. 2.11 – Comparaison des simulations sans MTOs ("sans MTOs") aux LES et des simulations avec MTOs ("MTOs") aux LES pour la couche limite mélangée, soit $z(m)/z_i(m) \in [0.1; 0.8]$. F représente le cas de convection libre; WC de faible inversion au sommet; SC le cas de forte inversion au sommet et B celui de baroclinie.

En gras sont indiqués les améliorations relatives de plus de 10% entre les deux simulations 1D.

Le comportement de $\overline{w'\theta'}$ est contrôlé par les flux de surface et d'inversion. $\overline{w'\theta'}$ suit une décroissance (en z) quasiment linéaire entre ces deux valeurs de flux. Or, entre les simulations 1D sans MTOs et 1D avec MTOs, ces flux de surface et d'inversion sont inchangés. Il n'y a donc pas de différence significative entre les profils de $\overline{w'\theta'}$ avec ou sans MTOs. Les effets de l'implémentation des MTOs sur le flux de chaleur normalisé, $\overline{w'\theta'}$, ne sont pas perceptibles. De même,

la production d'énergie cinétique turbulente (cisaillement et $g/\bar{\theta} \overline{w'\theta'}$), ainsi que les termes de destruction (fonctions de l_ϵ) ne sont pas significativement modifiés. C'est pourquoi l'implémentation des MTOs n'a pratiquement pas d'impact sur l'énergie cinétique turbulente.

Par contre, pour la variance $\overline{\theta'^2}$, les résultats sont en général améliorés par la prise en compte des MTOs. Ce résultat est en accord avec les objectifs fixés par cette étude. Les MTOs ont été formulés et implémentés dans l'expression de $\overline{\theta'^2}$, de sorte à améliorer les simulations de couches limites convectives. En outre, grâce aux termes de contre-gradient provenant des MTOs, le gradient vertical normalisé de température $\partial\bar{\theta}/\partial z$ est systématiquement amélioré. Il apparaît donc que l'objectif principal de l'implémentation des MTOs soit atteint. En effet, les processus turbulents intervenant dans la structure thermique des couches limites convectives sont mieux simulés en 1D grâce à l'implémentation des MTOs.

2.5.4 Bilan et perspectives de l'étude des couches limites convectives

Afin de représenter la zone de contre-gradient de $\bar{\theta}$, les MTOs pour le flux et la variance de température ont été incorporés dans le schéma à l'ordre 1.5 de Cuxart et al. (2000). Dans un cas sec de couche limite convective, les expressions résultantes pour la variance $\overline{\theta'^2}$ et le flux $\overline{w'\theta'}$ comprennent deux termes additionnels fonction de $\overline{w'^2\theta'}$ et de $\overline{w'\theta'^2}$ (Tomas et Masson, 2006). Le lien entre les MTOs et le terme de contre-gradient est :

$$\gamma = - \frac{g}{\overline{\theta}} \frac{l_\epsilon}{2C_{\epsilon_\theta} \sqrt{e}} \frac{\partial \overline{w'\theta'^2}}{\partial z} - \frac{3}{2e} \frac{\partial \overline{w'^2\theta'}}{\partial z}$$

où e est l'énergie cinétique turbulente ; C_{ϵ_θ} la constante de dissipation de $\overline{\theta'^2}$ et l_ϵ est la longueur de dissipation.

Une paramétrisation des MTOs a été proposée. Sa validation compare des simulations 1D avec et sans MTOs à des LES pour plusieurs cas de couches limites convectives sèches déjà documentées (Cuxart et al., 2000 et Ayotte et al., 1995). Ces simulations couvrent différents états de l'atmosphère : convection libre, flottabilité avec cisaillement de vent, baroclinie avec forte ou faible inversion au sommet et différents forçages pour le flux de surface. L'analyse de ces simulations révèle que, comme cela a été statistiquement montré par comparaison avec les LES, l'implémentation des MTOs améliore en général les simulations 1D. En effet, la zone de contre-gradient pour $\bar{\theta}$ est alors modélisée et les bilans de variance $\overline{\theta'^2}$ et de flux $\overline{w'\theta'}$ contiennent effectivement un terme de transport turbulent qui manquait dans la version initiale du modèle 1D. Plus précisément, l'analyse du budget stationnarisé de $\overline{w'\theta'}$ et de $\overline{\theta'^2}$ montre une bien meilleure répartition entre les termes de production dynamique, transport turbulent (MTOs) et respectivement de pression-corrélation ou de dissipation. La nouvelle formulation permet de reproduire une production dynamique négative dans la zone de contre-gradient.

Cependant, ces formulations ne permettent pas de décrire la couche d'inversion et n'ont pas encore été adaptées à la convection humide. Cette généralisation sera une autre étape dans la paramétrisation des MTOs.

Deuxième partie

Etude expérimentale des couches limites neutres

Chapitre 3

Etat de l'art sur les couches limites neutres

3.1 Eléments de définition

3.1.1 Structure verticale

Dans l'atmosphère, l'état neutre est observé lorsque la température de surface est égale à celle de l'air situé au-dessus. Le flux de chaleur est alors nul. Le véritable cas neutre (température potentielle moyenne uniforme sur l'épaisseur de la couche limite, totalité de la turbulence d'origine dynamique) est caractérisé par des vents relativement forts et par l'absence de processus thermiques. Il s'observe sur mer et/ou en présence d'une couverture nuageuse uniforme et persistante (DeMoor, 2006). En présence d'effets thermiques négligeables, il est question d'atmosphère quasi-neutre, caractérisée par la même structure dynamique que le cas d'atmosphère neutre.

Sur la figure 3.1 est décrite la structure verticale des couches limites neutres d'après les travaux de Bottema (1997). Sont représentées la sous-couche rugueuse (roughness sub-layer), la couche de surface (surface layer) et la couche externe (outer layer) d'une couche limite neutre ainsi que les paramètres caractéristiques de chacune des couches.

Près du sol, à cause de l'agencement des obstacles, il existe une forte non-uniformité spatiale de l'écoulement dans la partie basse de la couche limite neutre, appelée sous-couche rugueuse (Raupach et al., 1980). Cette couche est caractérisée par des régions inhomogènes où la vitesse moyenne est réduite et le niveau de turbulence fort. Contrairement aux couches supérieures, cette sous-couche rugueuse est fortement influencée par les obstacles. Typiquement, pour les couches limites atmosphériques, cette couche a une extension verticale de quelques mètres. Dans l'expérience que nous avons effectuée, nous ne nous intéressons pas directement à cette couche. Ce qui nous importe, c'est son extension verticale afin de déterminer la limite inférieure de la couche de surface. Comme détaillé à la section 3.2, il n'y a pas de consensus sur les paramètres gouvernant la hauteur de cette sous-couche rugueuse.

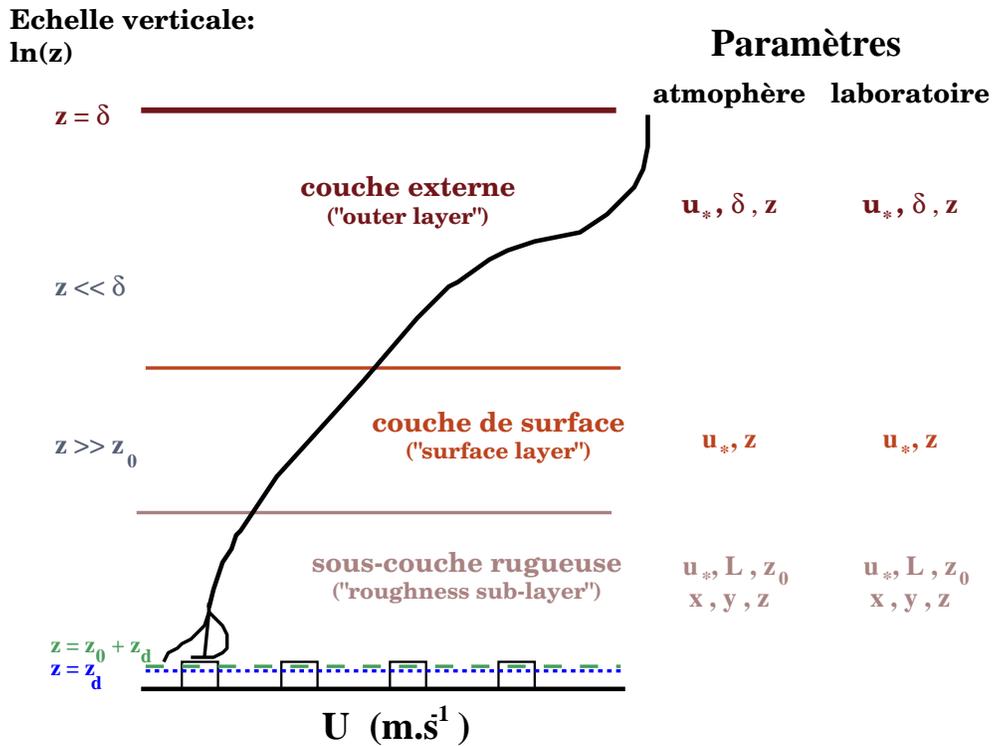


FIG. 3.1 – Structure verticale d’une couche limite neutre, d’après Bottema (1997).

Plus en hauteur mais au voisinage de la surface, où l’effet des forces de pression et de Coriolis est négligeable, le vent ne varie pas en direction. Au sein de cette couche, appelée couche de surface, l’écoulement est assez homogène et la turbulence peut être caractérisée par une échelle de longueur principale ; la longueur de mélange l_m . Cette longueur rend compte de l’échelle des brassages turbulents. Dans la couche de surface, le module du vent est proportionnel au logarithme népérien du rapport entre l’altitude et la longueur de rugosité laquelle caractérise la traînée provoquée par les obstacles au sol. Cette loi n’est pas valable pour des altitudes inférieures à deux ou trois fois la hauteur des éléments rugueux, c’est-à-dire au niveau de la sous-couche rugueuse caractérisée par un écoulement fortement inhomogène spatialement.

Au-dessus de la couche de surface, dans l’atmosphère, la force de Coriolis devient plus importante et, pour une altitude croissante, le vent subit une rotation. La rotation totale sur l’épaisseur de la couche limite est d’environ 20 degrés. Cette rotation est d’autant plus élevée que la longueur de rugosité est importante (DeMoor, 2006). Le module du vent continue d’augmenter au-dessus de la couche de surface jusqu’à atteindre, au sommet de la couche limite, en module et direction, la valeur géostrophique correspondant au champ de pression d’échelle synoptique de l’atmosphère libre. Il est à noter que dans la présente expérience, réalisée en laboratoire, l’effet de la force de Coriolis est négligeable.

3.1.2 Transition et établissement de couche limite neutre

A cette description verticale des couches limites neutres (sous-couche rugueuse, couche de surface et couche rugueuse), il convient d'ajouter une dimension horizontale. En effet, lorsqu'un écoulement uniforme rencontre un changement de rugosité, suivant Belcher et Coceal (2001) (lesquels reprennent les travaux de Belcher et al., 2003, schématisés à la figure 3.2,) ; trois régions sont influencées par ce saut de rugosité :

- une région dite région d'impact (1), située en amont des rugosités et dont la longueur est de l'ordre de celle de la hauteur moyenne des rugosités (z_h). Cette zone est caractérisée par de forts cisaillements localisés entre $z = 0$ et $z = z_d$, (z_d étant la hauteur de déplacement) ainsi qu'une décélération du fluide ;
- une région dite région d'ajustement (2) qui s'étend depuis l'abscisse du changement de rugosité sur une longueur X_c . Cette zone est caractérisée par un équilibre local entre la traînée causée par les éléments rugueux et les mouvements turbulents transportant l'énergie de haut en bas ;
- une région dite région rugueuse (3) qui prend naissance à $x = X_c$. Cette zone est en équilibre. Cela signifie que les profils des quantités moyennes et turbulentes adimensionnées par les grandeurs caractéristiques de ces couches (z_0, u_*, δ) sont identiques quelle que soit l'abscisse x considérée.

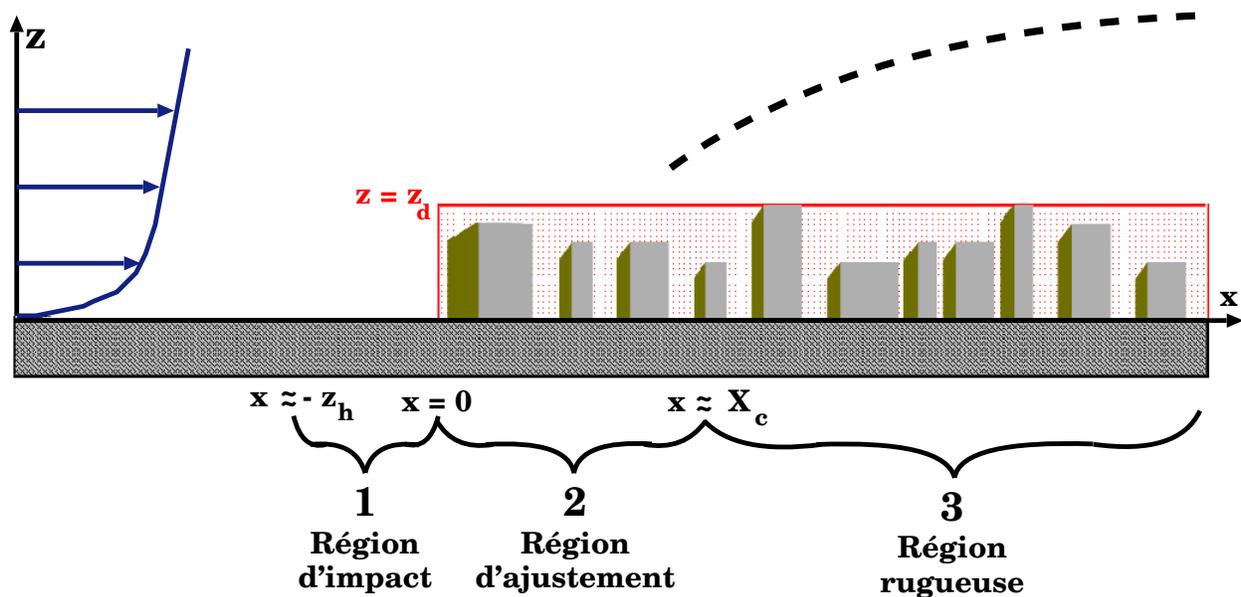


FIG. 3.2 – Ajustement d'une couche limite neutre au-dessus d'un changement de rugosité, d'après Belcher et Coceal (2001).

Pour la présente étude, il est important d'identifier les processus physiques et le comportement des quantités moyennes et turbulentes d'une couche limite neutre qui se développe après un changement de rugosité. Les renseignements doivent donc porter sur les caractéristiques :

- des couches de surface afin d'identifier les échanges entre cette couche et la couche externe située juste au-dessus ;
- des couches limites neutres en équilibre ;
- des zones de transition de couches limites neutres lors d'un changement de rugosité.

3.2 Caractéristiques des couches de surface

3.2.1 Structure verticale

Dans le cas d'un écoulement pleinement turbulent sur surface lisse, la vitesse longitudinale moyennée temporellement, \bar{U} , adopte un profil linéaire dans une sous-couche visqueuse très mince. Au-dessus de cette couche, la viscosité n'a que très peu d'effet, le gradient vertical de \bar{U} ne dépend plus de la viscosité du fluide ν et adopte une valeur constante défini par (voir Pope, 2004) :

$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial z} = \frac{u_*}{\kappa z}. \quad (3.1)$$

Cette relation s'intègre suivant :

$$\frac{\bar{U}}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln(z) + B \quad (3.2)$$

où u_* est la vitesse de cisaillement, κ la constante de Von Kármán ($0.41 \pm 5\%$, Pope (2004)) et B une constante qui dépend de la paroi ($5.2 \pm 5\%$, Pope (2004)). La relation 3.4 est la loi logarithmique mise en évidence par Von Kármán (1930). C'est une caractéristique de la couche interne. Au-dessus de cette couche, l'écoulement n'est plus sensible à la présence de la paroi.

Hussain et Reynolds (1975) ont conduit des expériences d'écoulement entre plaques dans un canal extrêmement long bidimensionnel afin de vérifier les statistiques turbulentes plus élevées atteintes pour des états pleinement développés. Près des parois, au sein de la sous-couche visqueuse, la vitesse vérifie la relation :

$$\frac{\bar{U}}{u_*} = \frac{zu_*}{\nu}; \quad (3.3)$$

et au-dessus, les données de Hussain et Reynolds (1975) sont en accord avec la loi logarithmique de la couche limite de surface. Suivant les données de Laufer (1951), la relation précédente fournit des données de $\frac{\bar{U}}{u_*}$ indépendantes du nombre de Reynolds (Re) ce qui est en accord avec l'étude de Hussain et Reynolds (1975) mais ces valeurs sont plus élevées que celle de Hussain et Reynolds (1975). Contrairement à l'étude de Comte-Bellot (1963) qui révèle des variations irrégulières de la constante B en fonction de Re ou bien celle de Clark (1968) où une variation linéaire de B en fonction de Re est mise en évidence.

La relation 3.2, valable pour des écoulements sur paroi lisse, peut être adaptée pour des écoulements sur paroi rugueuse. Lorsque les rugosités sont suffisamment grandes pour pénétrer la zone logarithmique du profil de vitesse, leur taille, dont l'influence n'est plus négligeable, est paramétrée par une échelle de rugosité équivalente z_0 . L'effet des rugosités est alors pris en compte par un décalage du profil logarithmique. La vitesse s'annule à une distance $z_0 + z_d$. Cette hauteur de déplacement, z_d , inférieure à la hauteur des rugosités, fixe le niveau d'une paroi théorique ou virtuelle qui est équivalente à l'origine $z = 0$ pour une paroi lisse. Dans le cas de paroi rugueuse, le profil de vitesse suit la forme suivante (voir Macdonald, 2000) :

$$\frac{\bar{U}}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{z - z_d}{z_0}\right) \quad (3.4)$$

avec z_0 , la longueur de rugosité, u_* la vitesse de frottement ou de cisaillement et z_d la hauteur de déplacement qui caractérise le décalage du profil \bar{U} pour une paroi rugueuse par rapport à celui pour une paroi lisse. Dans cette couche de surface rugueuse, l'influence des obstacles est représentée par les échelles de longueur de rugosité, z_0 , et de déplacement z_d ainsi que la vitesse de cisaillement u_* . Outre le fait d'être des paramètres d'ajustement de la loi logarithmique en lisse pour une paroi rugueuse, selon Jackson (1981), la hauteur de déplacement, z_d a aussi une signification dynamique. Elle peut être interprétée comme la hauteur à laquelle s'appliquent les forces surfaciques de traînée. S'appuyant sur des résultats expérimentaux et reprenant les équations du mouvement pour une surface rugueuse idéalisée, Jackson (1981) démontre que z_d est déterminé par la distribution des forces surfaciques de traînée alors que z_0 est déduit de l'amplitude de ces mêmes forces.

La relation 3.4 n'est pas valable dans la partie basse de la couche de surface, appelée sous-couche rugueuse. En effet, à cause de l'agencement des obstacles, cette sous-couche est fortement inhomogène spatialement. Raupach et al. (1980) suggèrent, qu'en pratique, l'épaisseur de la sous-couche rugueuse (δ_{SCR}) est définie par :

$$\delta_{SCR} = z_h + 1.5L_y \quad (3.5)$$

z_h étant la hauteur des éléments rugueux et L_y leur dimension dans le sens de l'écoulement. MacDonald (2000) a vérifié que les résultats de Raupach et al. (1980) étaient corrects pour une densité rugueuse frontale $\lambda_f < 0.16$. Il a également déterminé δ_{SCR} pour d'autres valeurs de λ_f et établi que :

$$1.3 < \delta_{SCR}/z_h < 2.5; \quad (3.6)$$

ce qui est en accord avec l'étude de Raupach et al. (1980).

MacDonald (2000) a montré que δ_{SCR}/z_h est inversement proportionnel à λ_f . Cette tendance semble correcte d'un point de vue physique. En effet, lorsque la densité des obstacles augmente, les obstacles pris individuellement perturbent moins l'écoulement juste au-dessus d'eux.

Au sein de la couche de surface en lisse, les brassages turbulents sont caractérisés par une échelle de longueur, la longueur de mélange l_m , qui est proportionnelle à la distance au sol :

$$l_m = \kappa z. \quad (3.7)$$

Pour la couche de surface, des études numériques (Coceal et Belcher, 2004 ; Belcher et al., 2003) ont montré qu'il était possible de distinguer deux cas extrêmes pour ces modèles linéaires de longueur de mélange :

- lorsque les éléments rugueux sont très espacés, autrement dit que la densité rugueuse est faible, la structure turbulente de la couche n'est pas affectée par l'agencement des obstacles. Les tourbillons sont cependant bloqués par le plancher, l_m est alors déterminée par la distance au sol, d'où :

$$l_m = \kappa z. \quad (3.8)$$

Cette formulation (3.8) rejoint celle d'une longueur de mélange dans le cas de couche limite lisse (Pope, 2004c : 3.7) ;

- lorsque la densité de rugosité est plus forte ($\lambda_p > 0.25$), les tourbillons de la couche limite sont bloqués par un fort cisaillement dont la résultante s'applique au sommet de la sous-couche rugueuse :

$$l_m = \kappa (z - z_d) \quad (3.9)$$

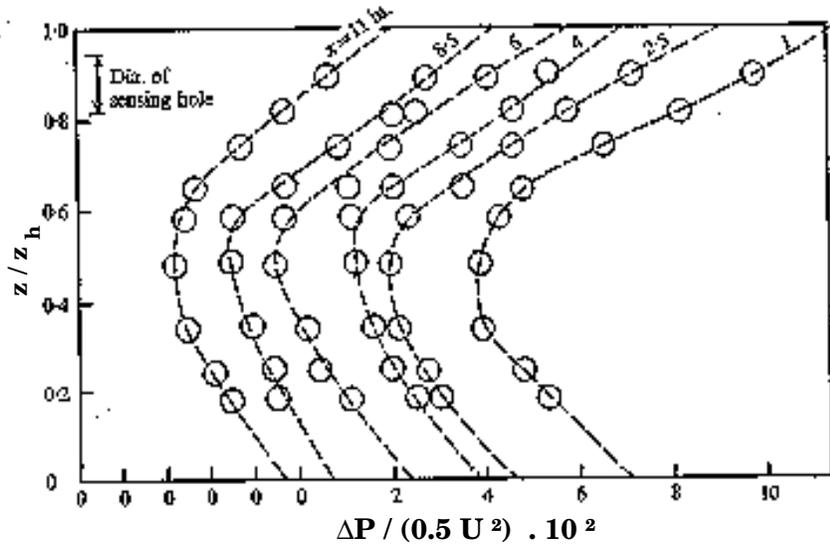
où z_d est la hauteur de déplacement.

D'un point de vue physique, la constante augmentation de la longueur de mélange avec l'altitude est en accord avec le fait que la particule a plus d'espace pour se déplacer, n'étant pas limitée par le plancher. Cependant, cette formulation ne rend pas compte des processus du haut de la couche limite neutre, entre autre le cisaillement, qui limitent les mouvements de la particule et par conséquent tendent à diminuer les brassages.

3.2.2 Transition

L'expérience réalisée en soufflerie par Antonia et Luxton (1971), à un niveau de turbulence relativement faible ($Re = \overline{U}\delta/\nu \sim [1.9/10^4; 3.1/10^4]$), documente la structure et le développement d'une couche limite lors du passage d'une surface lisse à rugueuse. Il est à noter que dans cette étude, le sommet des rugosités est au même niveau que le plancher lisse. Les relevés des différences de pression entre la face avant et arrière des rugosités, pour différentes abscisses de l'écoulement sont disponibles (voir figure 3.3). Ils mettent en évidence une augmentation de pression à la base et au sommet des rugosités avec un minimum à $z = z_h/2$. Par ailleurs, les profils ne sont pas symétriques. La pression au sommet des rugosités est plus importante que celle au niveau du plancher. Le cisaillement, déduit des relevés de pression n'est pas fiable. En effet, pour déterminer le cisaillement au niveau des obstacles, l'intégrale de la pression est réalisée sur un volume de contrôle entourant la rugosité. Pour ce faire, il est entre autre supposé qu'au niveau du plancher et contre les rugosités, la viscosité est négligeable et que le flux en amont de l'obstacle est égal au flux en aval. Or ces hypothèses ne sont pas vérifiées ; en particulier le fait de supposer négligeable le cisaillement au sommet de la rugosité.

FIG. 3.3 – Profils des différences de pression entre la face avant et arrière des obstacles près du changement de rugosité; d'après Antonia et Luxton (1971).



Au niveau du sommet des rugosités, Antonia et Luxton (1971) mesurent des vitesses verticales \overline{W} nettement inférieures aux vitesses longitudinales. Ceci permet de justifier l'hypothèse selon laquelle le vecteur vitesse près du plancher est parallèle à la base de la surface rugueuse. Cette hypothèse signifie que les lignes de courants ne sont pas modifiées par les éléments rugueux et valide les mesures film chaud de $-\overline{u'w'}$ près du plancher.

Antonia et Luxton (1971) analysent les quantités turbulentes telles que le cisaillement ($-\overline{u'w'}$) et les variances de vitesses horizontales (comparées à d'autres données expérimentales mais dont l'étude ne contenait qu'une seule station dans tout l'écoulement, Moore (1951), Corrsin et Kistler (1954), Liu et al. (1966)). Juste après le changement de rugosité et près du plancher ($z/z_h < 0.8$), Antonia et Luxton (1971) observent une augmentation de $\overline{u'^2}$ par rapport à sa valeur en lisse ce qui est en accord avec l'intensification du gradient vertical de \overline{U} lui-même accompagné par une production dynamique ($-\overline{u'w'}\partial\overline{U}/\partial z$) plus importante. Ensuite, lorsque x croît, tant le gradient vertical de \overline{U} que la production dynamique diminuent et par conséquent $\overline{u'^2}$ décroît. Les distributions de $\overline{w'^2}$ se comportent comme celles de $\overline{u'^2}$. Concernant les profils de $-\overline{u'w'}$, près du plancher rugueux, les auteurs observent également une tendance à décroître pour des x croissants.

L'étude de Antonia et Luxton (1971) se concentre également sur les distributions de longueur de mélange

$$l_m = \frac{(-\overline{u'w'})^{1/2}}{\partial\overline{U}/\partial z}; \quad (3.10)$$

et de viscosité turbulente :

$$K = \frac{-\overline{u'w'}}{\partial\overline{U}/\partial z}. \quad (3.11)$$

Cette analyse se conclut par des considérations d'échelles de longueur. En accord avec les données de Bradshaw (1967), l_m estimée par Antonia et Luxton (1971) vaut 0.08δ , pour la partie lisse. Au niveau du changement de rugosité, la longueur de mélange n'est pas proportionnelle à κz : $l_m < \kappa z$. Cependant, il n'y a pas alors de diminution significative de K .

Antonia et Luxton (1971) se sont intéressés à l'évolution horizontale des longueurs intégrales temporelles (L_t) pour une hauteur z donnée. L'échelle intégrale est calculée à partir des taux d'auto-corrélations suivant :

$$R_{u'u'}(\delta t) = \frac{\overline{u'(x, t)u'(x, t + \delta t)}}{\overline{u'^2(x, t)}} ; \quad (3.12)$$

avec t l'espace temporel des échantillons. L'échelle intégrale temporelle en un point donné est alors, suivant les hypothèses de Taylor :

$$L_t = \overline{U} \int_0^{t_{max}} R_{u'u'}(t) dt ; \quad (3.13)$$

où la limite supérieure t_{max} est de l'ordre de 30ms. Cette limite correspond, dans le cas présenté par ces auteurs, à un taux d'auto-corrélations quasiment nul ou légèrement négatif. Antonia et Luxton (1971) se sont intéressés à l'évolution L_t suivant x pour z constant. Au niveau de la transition lisse/rugueux et près du plancher ($z/z_h < 3.2$), L_t diminue quasiment de moitié lorsqu'on pénètre la couche limite rugueuse de surface, ce qui peut être mis en relation avec les variations de longueurs de mélange dans la zone proche du changement de rugosité.

Rao et al. (1974) se sont intéressés numériquement aux effets d'un changement brusque de rugosité sur l'écoulement moyen ainsi qu'à la structure turbulente résultante. Le schéma numérique qu'ils utilisent résout les équations dynamiques des moments de Reynolds et du taux de dissipation visqueuse par la méthode des différences finies. La fermeture de ces équations repose sur une théorie de fermeture d'ordre élevée. Les sorties de modèle concernant les profils de vents moyens, $\overline{U}(z)$, le gradient vertical de vent moyen ($\frac{\partial \overline{U}}{\partial z}$) et la variation de la hauteur de couche limite en fonction de la hauteur de déplacement ($\delta = f(z_d)$), sont comparés à des données in-situ de Bradley (1968) pour différents sauts de rugosités ($M = \ln(z_{02}/z_{01}) = \pm 4.83$, documenté par Bradley (1968) et $M = \pm 2$). Après le changement de rugosité et lorsque la nouvelle couche limite neutre est établie, Rao et al. (1974) vérifient que le profil de $\overline{U}(z)$ suit la loi logarithmique dans la couche limite neutre de surface.

Suivant Rao et al. (1974), l'hypothèse soutenue par Peterson (1969) et Shir (1972), selon laquelle l'échelle de la longueur de dissipation :

$$l_\varepsilon = \frac{(-\overline{u'w'})^{3/2}}{\overline{\varepsilon}} ; \quad (3.14)$$

varie suivant $l_\varepsilon = \kappa z$, n'est valable que pour des écoulements où les taux de dissipation (ε) et de production d'énergie cinétique turbulente sont en équilibre ou quasiment. Cette hypothèse n'est donc pas adaptée pour l'étude des transitions d'écoulement. Par conséquent, Rao et al. (1974), étudient la longueur de dissipation au travers de l'écart du ratio $l_\varepsilon/(\kappa z)$ par rapport à sa valeur

d'équilibre qui est l'unité. Rao et al. (1974) trouvent que pour la zone de transition du cas lisse vers rugueux, $l_\varepsilon < \kappa z$ alors que pour le cas rugueux vers lisse, $l_\varepsilon > \kappa z$. Ces résultats sont en accord avec les données de l'expérience en laboratoire de Antonia et Luxton (1971), présentée précédemment. Près des discontinuités de rugosité, l'écart de $l_\varepsilon/(\kappa z)$ par rapport à l'unité est de l'ordre de 100%. L'hypothèse $l_\varepsilon = \kappa z$ n'est valide que lorsque la couche limite neutre est à nouveau en équilibre.

Rao et al. (1974) ont étudié le cisaillement surfacique $\overline{u'w'}_{z=z_d}$ en fonction du déplacement (x). Le modèle utilisé par Rao et al. (1974) sur-estime légèrement les valeurs expérimentales de $\overline{u'w'}_{z=z_d}$ fournies par Bradley (1968).

Claussen (1987) a réalisé une étude numérique concernant le développement et la structure d'une couche limite advectée au-dessus d'un changement abrupt de rugosité surfacique. Le modèle utilisé résout un écoulement bidimensionnel supposé purement turbulent (la viscosité n'intervient pas). Cela implique que le modèle n'est performant que pour des hauteurs importantes par rapport à l'échelle de rugosité z_0 . Le saut de rugosité, dans le cas de la transition lisse/rugueux vaut $z_{0_2}/z_{0_1} = 10^3$ (1 et 2 indices des parties lisse et rugueuse respectivement) et $z_{0_2}/z_{0_1} = 10^{-3}$ pour la transition rugueux/lisse. Pour $x/z_0 \leq 600$, l'origine étant l'abscisse du changement de rugosité, et une transition lisse/rugueux, les isolignes $\partial\overline{U}/\partial x$ mettent en évidence une décélération et une accélération de l'écoulement respectivement dans la partie basse ($z/z_0 \leq 100$) et haute ($z/z_0 \geq 100$). Pour une transition rugueux/lisse, ces variations de vitesses sont inversées. Ces changements de vitesses sont également illustrés par les profils verticaux de \overline{U} . Plus précisément, pour une transition lisse/rugueux, Claussen (1987) estime que le rapport $\frac{\Delta\overline{U}}{\overline{U}} = \frac{\overline{U}(x/z_0=-600, z/z_0) - \overline{U}(x/z_0, z/z_0)}{\overline{U}(x/z_0=-600, z/z_0)}$ est de l'ordre de -20% pour la décélération et d'environ 1% pour l'accélération. Pour une transition rugueux/lisse ces variations sont inversées mais de même amplitude.

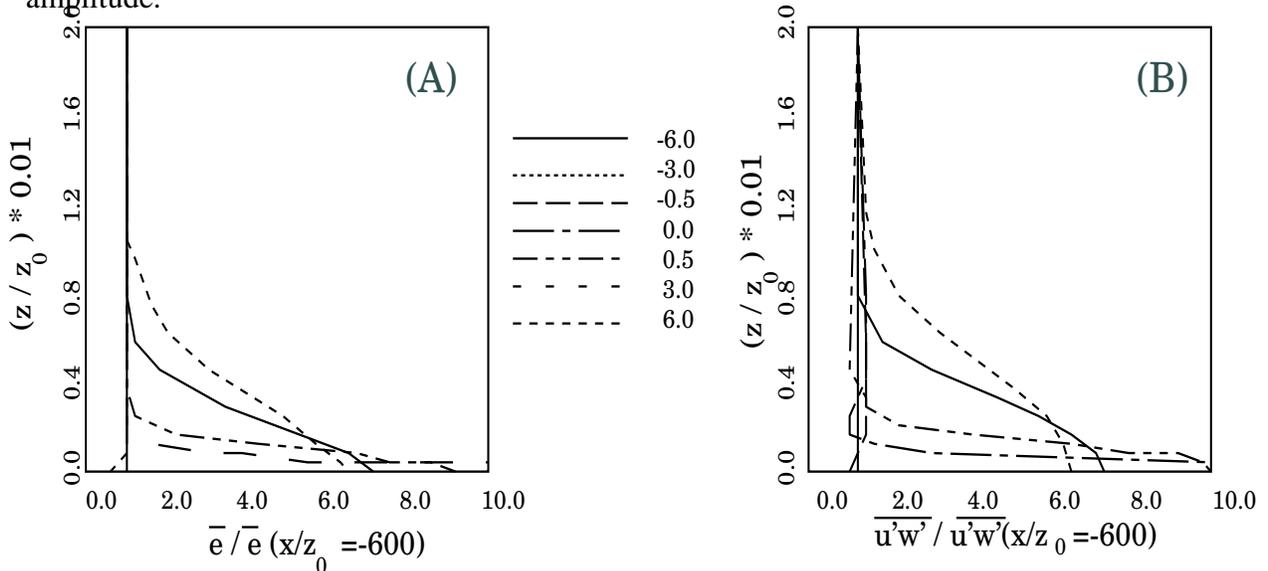


FIG. 3.4 – Profils d'énergie cinétique turbulente (A) et de $\overline{u'w'}$ (B) normalisés par les valeurs en $x/z_0=-600$ pour différentes abscisses ($x/z_0=[-6.0;-3.0;-0.5;0.0;0.5;3.0;6.0]$); d'après Claussen (1987).

Concernant la vorticité ($\Omega = \partial\bar{U}/\partial z - \partial\bar{W}/\partial x$), les perturbations sont moins importantes pour la transition lisse/rugueux que celle rugueux/lisse. En accord avec les données de Bradley (1968), il y a une baisse générale de vorticité dans le cas lisse/rugueux. Cependant, pour la partie basse une brusque augmentation apparaît juste après le saut de rugosité.

Claussen (1987) montre que pour $x/z_0 = 0$, l'énergie cinétique (e) et les flux turbulents ($\overline{u'w'}$) sont fortement perturbés pour $z/z_0 \leq 30$. Ces perturbations s'atténuent à 1% pour $z/z_0 \sim 150$. Ces résultats sont en accord avec les observations de Peterson et al. (1979) et le fait que les perturbations se propagent verticalement lors d'une transition de rugosité. Selon Claussen (1987) (voir figure 3.4), les perturbations de $\overline{u'w'}$ par rapport à l'état d'équilibre, sont plus importantes que celles de e . Cela montre que e est plus influencée par l'advection que ne l'est $\overline{u'w'}$.

En outre, Claussen (1987) confirme que l'écoulement lors de la transition lisse/rugueux est plus perturbé que dans le cas rugueux/lisse. En effet, les perturbations de $\overline{u'w'}$ par rapport à l'équilibre sont supérieures à 1% pour $x/z_0 > -550$ et à 10% pour $x/z_0 > -300$ dans le cas $z_{02}/z_{01} = 10^3$. Dans l'autre cas, elles n'atteignent -1% que pour $x/z_0 \sim -500$ et -5% pour $x/z_0 \sim -200$.

Claussen (1987) s'est intéressé au rapport de la production sur la dissipation d'énergie cinétique turbulente (α). Cependant, il observe que α reste constamment supérieur (respectivement inférieur) à sa valeur d'équilibre pour $z_{02}/z_{01} > 1$ (respectivement $z_{02}/z_{01} < 1$) mais il ne parvient pas à déterminer lequel de ces comportements (celui-ci ou celui mis en évidence par Rao et al. (1974) où $\alpha=1$) est le plus plausible.

Belcher et al. (2003) se sont intéressés à l'ajustement d'écoulement d'une couche limite au-dessus et dans une canopée d'éléments rugueux. L'approche développée par Belcher et al. (2003) pour décrire l'écoulement lors d'un changement de rugosité consiste à introduire dans les équations de vent moyen, le coefficient de frottement c_f et une échelle de longueur caractérisant la déviation de l'écoulement moyen causée par les éléments rugueux. Ils définissent une longueur d'ajustement, X_c , comme étant la distance nécessaire à ce que l'écoulement soit en équilibre avec la nouvelle rugosité. A partir des caractéristiques géométriques des obstacles, ils estiment que la longueur de cet ajustement équivaut à :

$$X_c \sim L_y/W_x^2 ; \quad (3.15)$$

avec L_y la largeur des éléments rugueux (opposée à l'écoulement) et W_x l'espacement longitudinal entre les éléments. Belcher et al. (2003) ont également établi que X_c était fonction de la traînée provoquée par les éléments rugueux. Belcher et al. (2003) estiment que la diminution de l'énergie cinétique moyenne ($\overline{U^2}/2$) est une fonction exponentielle de cette longueur d'ajustement.

Suivant Belcher et al. (2003) la longueur caractéristique de la traînée due à la canopée (i.e la hauteur de déplacement), z_d , est proportionnelle à l'inverse de la densité rugueuse (aire des éléments rugueux par unité de sol) et au coefficient de frottement de chaque élément ($c_f(z)$) définit selon MacDonald (2000) et non pas juste $0.75z_h$ (hauteur de l'élément rugueux). La traînée due aux éléments rugueux est alors responsable du ralentissement des particules ce qui provoque une augmentation de la pression moyenne. Ce gradient de pression tend à ralentir l'écoulement et provoque un mouvement vertical plus important que le transport turbulent. Lors d'une transition

rugueux/lisse, la traînée disparaît et l'écoulement s'accélère. Au niveau de la zone rugueuse, pour $z = z_h$ Belcher et al. (2003) définissent une échelle de vitesse moyenne caractéristique :

$$\overline{U}_{z=z_h} = \frac{u_*}{\kappa} \ln\left(\frac{z_h}{z_0}\right) \quad (3.16)$$

Belcher et al. (2003) utilisent une paramétrisation de longueur de mélange différente selon qu'est considéré l'écoulement au sein de la canopée ou au-dessus soit respectivement :

$$l_m = \kappa z \quad ; \quad (3.17a)$$

$$l_m = \kappa (z - z_d). \quad (3.17b)$$

Ils ont tout d'abord comparé leur modèle numérique quasi-linéaire à celui de Svensson et Haggkvist (1990) non-linéaire. Pour un écoulement au-dessus d'un rectangle, les deux modèles fournissent des résultats similaires en terme de vitesses moyennes, lesquelles vérifient la loi logarithmique, et de longueur d'ajustement. Ensuite, Belcher et al. (2003) ont confronté leur modèle aux données expérimentales de Meroney (1968) et de Stacey et al. (1994) pour un écoulement au sein et au-dessus d'une forêt. Le modèle de Belcher et al. (2003) prédit une décélération de vitesse longitudinale en accord avec celle observée par Meroney (1968) ainsi qu'un gradient de vitesse verticale similaire à l'étude de Stacey et al. (1994). Enfin, Belcher et al. (2003) ont testé leur modèle avec les données des expériences de Davidson et al. (1995a,b) concernant des sites urbains. Les valeurs de c_f obtenues par Belcher et al. (2003) sont supérieures à celles de Davidson et al. (1995). Par contre les décélérations du champ de vitesse sont similaires pour un coefficient de frottement diminué.

L'approche développée par Belcher et al. (2003) pour les champs moyens semble applicable à l'étude des perturbations de champs scalaires lors de changements de rugosités importants (passage au-dessus d'une colline). L'échelle caractéristique des perturbations est alors proportionnelle à $\overline{U}_{z=z_h} x / X_c$.

3.2.3 Equilibre

Castro et al. (2006) ont étudié, expérimentalement, les caractéristiques turbulentes d'une couche limite rugueuse. Ils reprennent la configuration expérimentale de Cheng et Castro (2002a et 2002b). Par une expérience en soufflerie sans-gradient de pression, ils documentent la sous-couche rugueuse, fortement inhomogène et les couches supérieures. Cheng et Castro (2002) ont montré qu'une moyenne spatiale permet d'obtenir la formulation logarithmique pour \overline{U} qui est d'autant plus juste que u_* est correctement estimé ; en l'occurrence à partir des mesures de la traînée des éléments rugueux. Castro et al. (2006) utilisent également les résultats de Macdonald et al. (2000) afin de valider leur étude. A partir des profils de \overline{U} normalisée par la vitesse hors couche limite (U_∞), Castro et al. (2006) vérifient que la sous-couche rugueuse s'étend jusqu'à $z = 1.8z_h$ (discuté par Cheng et Castro ; 2002) soit $z/\delta = 0.25$. Par contre, ils ne vérifient pas les relation de Macdonalds et al. (2000) qui postulent pour une variation exponentielle de la vitesse normalisée par la vitesse au sommet des éléments rugueux ($U_{z=z_h}$). Cette différence s'explique

par le fait que la densité rugueuse frontale de l'étude de Castro et al. (2006) est supérieure aux limites des formulations de Macdonalds et al. (2000).

Ils s'intéressent à la structure locale de l'écoulement en comparant le comportement des quantités moyennes et turbulentes suivant la position par rapport à l'obstacle. A partir des profils de \overline{U} (voir figure 3.5), Castro et al. (2006) montrent que l'écoulement est fortement inhomogène pour $z < z_h$ puis tend vers une valeur moyenne, illustrant une des caractéristiques de l'écoulement au niveau des sous-couches limites de surface. Le point d'inflexion en $z = z_h$ est nettement mis en évidence.

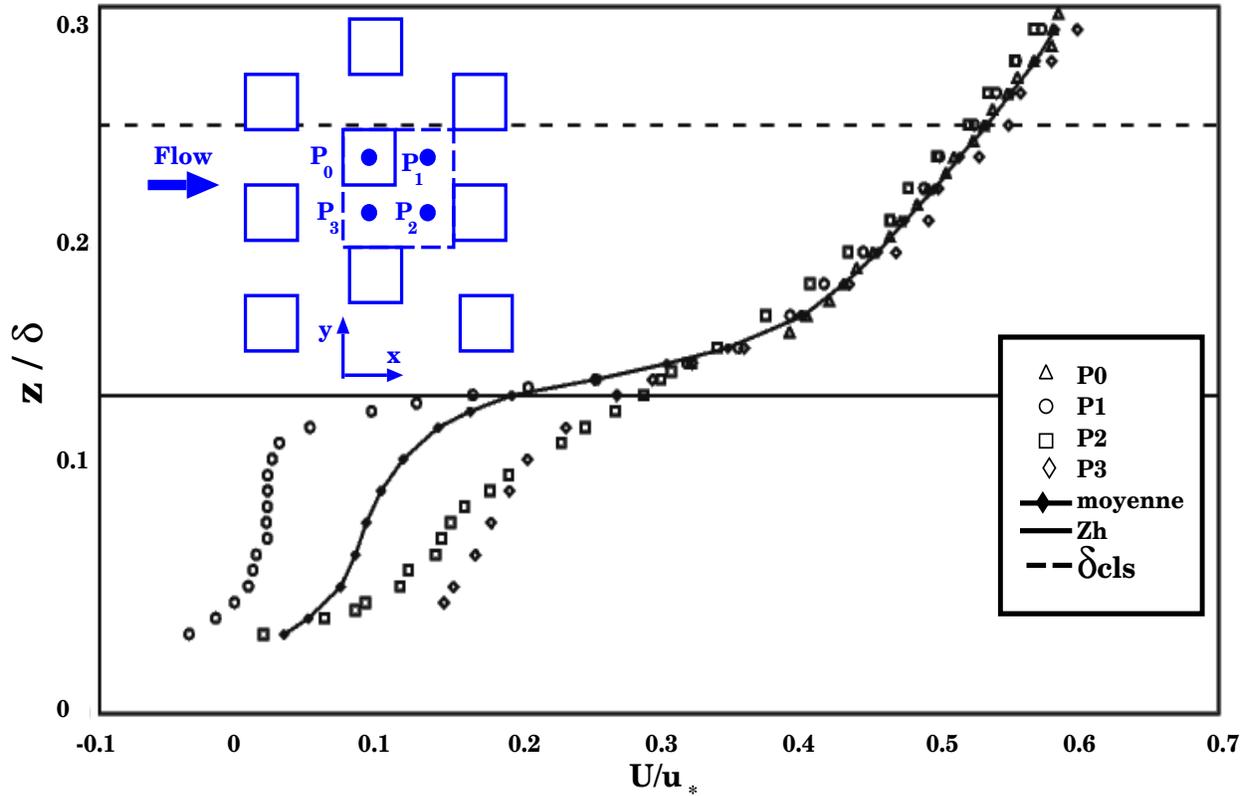


FIG. 3.5 – Profils de vitesses en quatre points (en bleu, plan de l'agencement des rugosités), δ_{CLS} est l'épaisseur de la couche limite de surface ; d'après Castro et al.(2006).

Concernant les quantités turbulentes, Castro et al. (2006) observent un maximum pour $\overline{u'^2}$, $\overline{w'^2}$, $\overline{v'^2}$ et $-\overline{u'w'}$ en $z = z_h$. Cet extremum met en évidence une zone de fort cisaillement au niveau du bord d'attaque des rugosités laquelle implique de fort transferts turbulents.

A partir des taux d'auto-corrélations :

$$R_{u'u'}(r) = \frac{\overline{u'(r)u'(r + \delta r)}}{\sqrt{\overline{u'^2(r)}}\sqrt{\overline{u'^2(r + \delta r)}}} \quad (3.18)$$

avec δr l'espacement des échantillons, Castro et al. (2006) estiment les longueurs intégrales L_x ,

L_y et L_z en intégrant spatialement ces quantités :

$$L_x = \int_0^{x_c} R_{u'u'}(x) dx ; \quad (3.19)$$

où la limite supérieure est déterminée par le premier zéro de la courbe du taux de corrélation. Les valeurs de L_y et L_z sont de l'ordre de z_h alors que L_x est aux alentours de $3z_h$ ce qui est en accord avec les travaux de Brunet et al. (1994). Par ailleurs, L_x augmente avec l'altitude ce qui laisse supposer que les tourbillons dominants sont de plus petites tailles dans la sous-couche rugueuse. Cependant, Castro et al. (2006) estiment que ces petites échelles traduisent en réalité l'existence de fines couches cisailées séparant les éléments rugueux.

Coceal et al. (2006) ont réalisé une simulation numérique directe (DNS) d'un écoulement au-dessus de rugosités régulières (obstacles cubiques) de type urbain. L'objectif de leurs travaux est d'interpréter la structure turbulente de l'écoulement au sein et au-dessus des obstacles. Les résultats sont comparés aux données d'expériences en soufflerie (Cheng et Castro (2002a et 2002b) et Castro et al. (2006)). Le modèle est basé sur les équations de Navier-Stokes résolues par la méthode des différences finies via un schéma centré d'ordre deux. Le nombre de Reynolds, basé sur u_* , est de l'ordre de 500 (celui de Cheng et Castro (2002b) était de 343). Cependant, suivant Castro et Robins (1977) et Snyder et Castro (2002), pour les obstacles à bord tranchant, la dépendance de l'écoulement avec Re est faible. Afin de résoudre toute la structure turbulente de l'écoulement l'espace de temps est de $\Delta t = (1/4000)z_h/u_*$. En supposant la production d'énergie égale à la dissipation, le taux de dissipation vaut :

$$\varepsilon = u_*^2 \frac{\partial U}{\partial z}. \quad (3.20)$$

La maille est prise de l'ordre de 4 à 8 fois l'échelle des petits tourbillons.

Le champ instantané de vitesse montre une forte inhomogénéité en dessous de $2z_h$, accompagnée de structures turbulentes organisées au sein de la couche limite de surface. Ces structures sont également mises en évidence par le champ de vorticité, normalisé par u_*/z_h , qui montre un fort cisaillement au sommet des rugosités. Les régions de vorticité positives et négatives apparaissent par paires et sont concentrées juste au-dessus et entre les obstacles. En effectuant une moyenne temporelle, Coceal et al. (2006) mettent en évidence la structure tridimensionnelle de l'écoulement avec des zones de convergences alignées avec le centre des obstacles et des zones de recirculations de part et d'autres, derrière les obstacles (voir figure 3.6).

Les quantités moyennes sont comparées aux données de Cheng et Castro (2002a). Les champs de différences de pression entre la face avant et la face arrière se superposent, ils mettent en évidence la même tendance que Antonia et Luxton (1971) à savoir une surpression sur la face avant plus importante au sommet des rugosités qu'à la base et un minimum de pression en $z = 0.5z_h$. Les profils de vitesses, pris au-dessus et entre les obstacles, se superposent également, avec un point d'inflexion en $z = z_h$. Pour les flux et variances, il y a un bon accord lorsque les obstacles sont en quinconce par contre, lorsque les obstacles sont alignés $\sqrt{u'^2}$ est légèrement supérieur et $\sqrt{w'^2}$ inférieur aux données expérimentales.

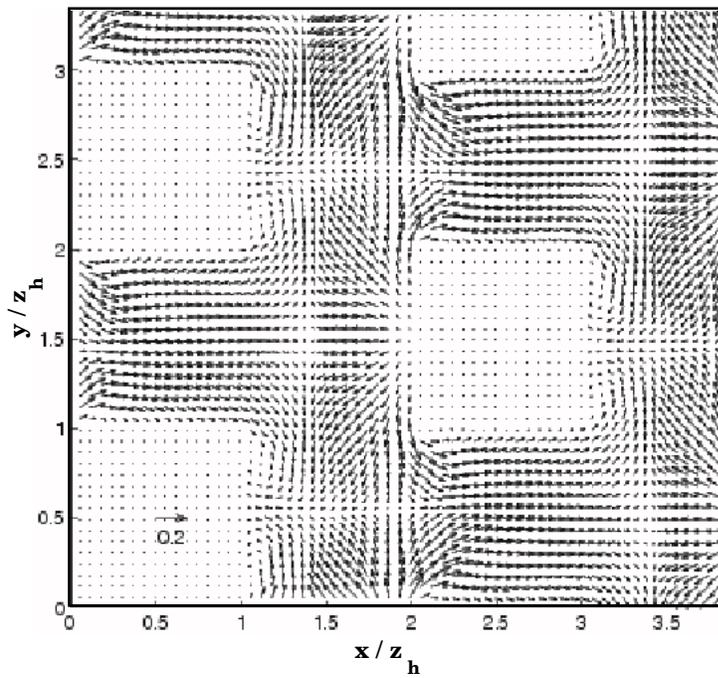


FIG. 3.6 – Coupe horizontale du champ de vitesse moyen pris à $z = 0.05z_h$; d’après Coceal et al. (2006).

La longueur de mélange (figure 3.7) augmente linéairement entre $z = 1.2z_h$ et $z = 1.8z_h$ suivant la paramétrisation $l_m = \kappa(z - z_d)$. Plus bas, il y a un maximum $l_m/z_h = 0.4$ à $z = 0.5z_h$ et une décroissance linéaire jusqu’au sol. Cette variation de l_m , pour $z < z_h$, contraste avec les cas ruraux, où les obstacles sont fins et hauts et pour lesquels la longueur de mélange est quasi-constante (Finnigam, 2000). Ce comportement de l_m traduit que les tourbillons, dans la zone $z < z_h$ sont bloqués par le sol et le fort cisaillement en $z = z_h$. Cette couche cisailée au sommet des obstacles empêche les structures turbulentes de passer soit de bas en haut soit de haut en bas, en moyenne temporelle. Il reste possible qu’instantanément, des tourbillons traversent cette couche cisailée.

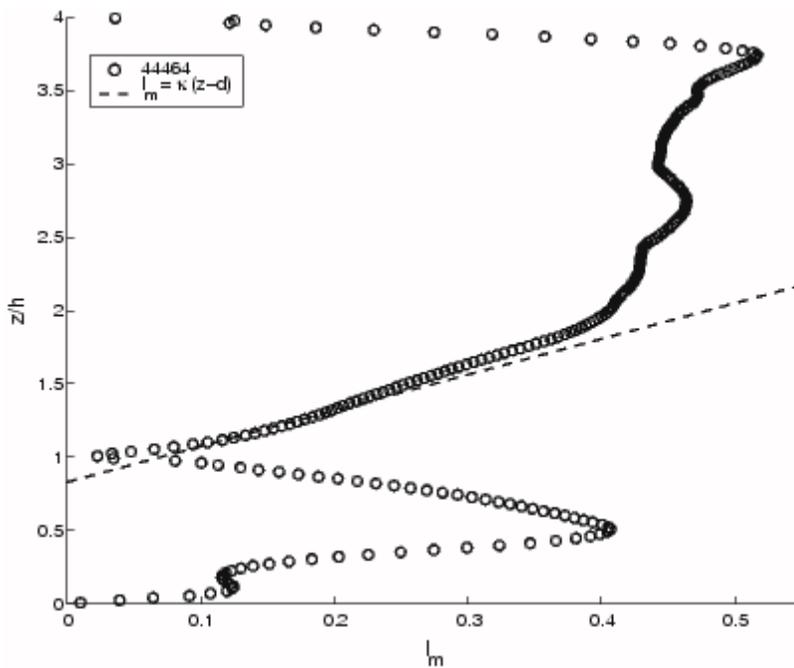


FIG. 3.7 – Longueurs de mélange : simulée avec 64 points par obstacles (ronds) et théorique $l_m = \kappa(z - z_d)$ (pointillés); d’après Coceal et al. (2006).

Drobinski et al. (2006) ont réalisé une étude numérique à partir de données expérimentales issues d'une campagne de mesure ; CASE-99 (Poulos et al., 2002 et Drobinski et al., 2004). L'objectif principal des travaux de Drobinski et al. (2006) est de caractériser, à l'aide de simulations numériques validées par une campagne de mesure CASE-99 (Drobinski et al., 2004), les structures turbulentes de la couche limite de surface ainsi que les échanges turbulents existants entre cette couche et la couche supérieure. Pour ce faire, Drobinski et al. (2006) doivent disposer d'un modèle numérique capable de décrire correctement la couche de surface. Afin de valider le modèle, ils réalisent une simulation haute résolution (Large-Eddy Simulation ; LES) d'un cas réel de couche limite neutre au moyen d'un lidar Doppler à haute-résolution en terme de pression atmosphérique, température, humidité relative et vent (précision de $0.1\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$). Drobinski et al. (2006) observent une variation logarithmique sur les 100 premiers mètres ; limite qui leur permet de caractériser l'épaisseur de la couche limite de surface. Les simulations, pour $z_0=0.03\text{m}$ et $u_* = 0.42\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ($z_0=0.04\text{m}$ et $u_* = 0.4\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ dans le cas réel suivant les mesures de l'anémomètre sonique analysée par Drobinski et al., 2004), sont en accord avec les profils expérimentaux moyens. La température est constante et la vitesse varie logarithmiquement sur 40m. Cette épaisseur de couche de surface est légèrement moins haute que dans le cas réel.

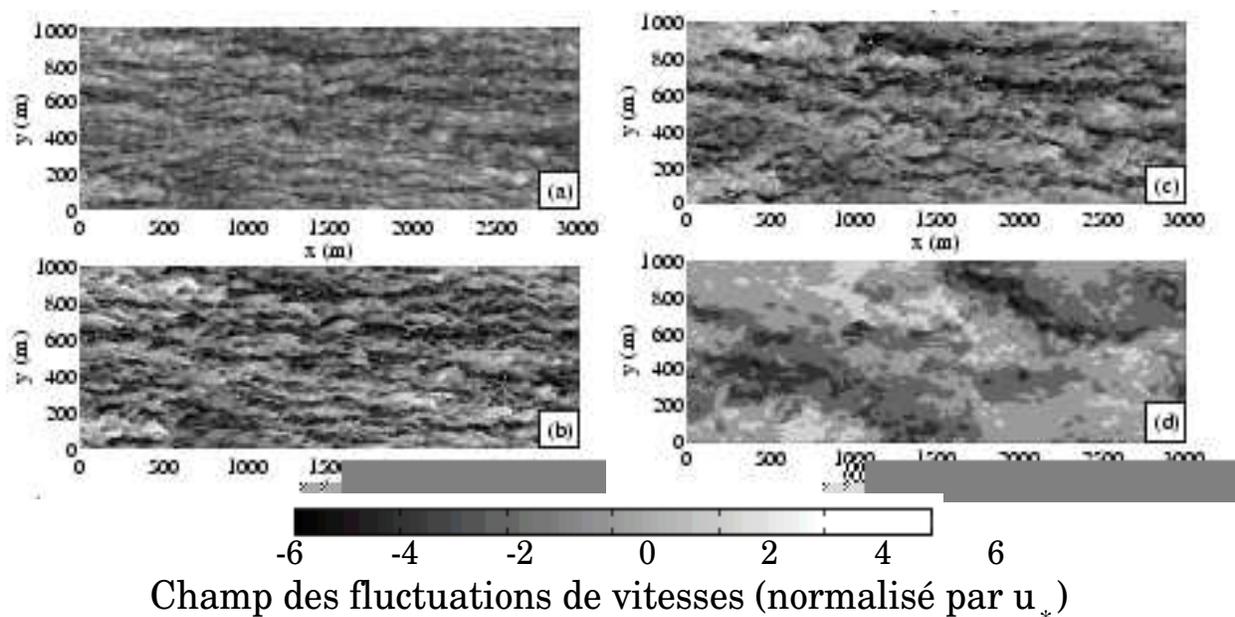


FIG. 3.8 – Champ des fluctuations u' à $z = 9\text{m}$ (a), $z = 28\text{m}$ (b), $z = 47\text{m}$ (c) et $z = 153\text{m}$ (d). Les fluctuations positives sont représentées en gris et les négatives en blanc ; d'après Drobinski et al. (2006).

Drobinski et al. (2006) mettent en évidence l'existence de structures turbulentes alternativement de hautes et faibles vitesses alignées avec le vent de surface (voir figure 3.8). Ces structures organisées sont caractéristiques des écoulements fortement cisailés (Deardorff, 1972 ; Moeng et Sullivan, 1994 ; Drobinski et Foster, 2003) et par suite de la couche de surface. En accord avec

les relevés de campagne, Drobinski et al. (2006) observent, au niveau de la couche de surface, des structures espacées de 250m et alignées avec le vent surfacique soit orientées de huit degrés par rapport au vent moyen grande échelle. Leurs résultats sont en accord avec les simulations de Lin et al. (1997). Les structures turbulentes sont concentrées près de la surface et deviennent plus éparées et moins puissantes pour des z croissants. Ces structures turbulentes augmentent les variances de vents, $\overline{u'^2}$, $\overline{v'^2}$, dans la couche de surface. Tant les résultats numériques qu'expérimentaux, présentés par Drobinski et al. (2006), montrent un maximum entre 30 et 50m puis diminue significativement à 80m.

L'analyse spectrale des mouvements turbulents permet de caractériser trois régions spectrales (Kaimal et Finnigan, 1994) : celle où l'énergie cinétique turbulente est créée, celle où il n'y a ni production ni destruction d'énergie cinétique turbulente et celle où l'énergie cinétique turbulente est dissipée. Drobinski et al. (2006) s'intéressent tout particulièrement à cette dernière zone qui selon des études passées suit une loi puissance d'exposant -1. Cette dépendance de l'énergie spectrale en fonction du nombre d'onde (k^{-1}) est effectivement observée dans les deux premières sous couches de surface (la couche limite de surface tourbillonnaire et la couche limite de surface cisailée) ; la loi puissance de la couche limite de surface supérieure est en -5/3. Cette transition est liée, suivant Katul et Chu (1998), à l'interaction entre la vortacité du vent moyen et celle des fluctuations qui devient plus faible.

L'analyse spectrale permet également d'estimer les variances ($\overline{u'^2}$, $\overline{v'^2}$ et $\overline{w'^2}$) normalisées par u_*^2 . Drobinski et al. (2006) observent une augmentation de ces variances jusqu'à 10m (limite de la couche limite de surface tourbillonnaire) avec un maximum respectif de 5-6, 3 et 1-2 respectivement pour $\overline{u'^2}/u_*^2$, $\overline{v'^2}/u_*^2$ et $\overline{w'^2}/u_*^2$. Ces valeurs sont légèrement inférieures à celle de la campagne de mesure CASE-99 dû à la mauvaise résolution des simulations au niveau de la couche limite tourbillonnaire de surface. Au-dessus de ce maximum, ces variances diminuent sauf $\overline{w'^2}/u_*^2$ qui reste constant (comportement en accord avec les travaux de Panofsky, 1974 et ceux de Yaglom, 1991). En accord avec les simulations de Moeng et Sullivan (1994) et les observations de Nicholls et Readings (1979) et Grant (1986) les rapports $\overline{v'^2}/\overline{u'^2}$ et $\overline{w'^2}/\overline{v'^2}$ sont de l'ordre de 0.5.

Articles	Approches	Quantités étudiées	Données d'autres articles
Antonia et Luxton (1971)	expérimentale (soufflerie, $\delta/z_h \sim [15.2; 24]$, gradient de pression nul)	\overline{U} , \overline{W} , $\partial\overline{U}/\partial z$, $-\overline{u'^2}$, $\overline{w'^2}$, $-\overline{u'w'}$, production dynamique ($-\overline{u'w'}\partial\overline{U}/\partial z$), l_m , K , L_t	Moore (1951), Corrsin et Kistler (1954), Liu et al. (1966), Bradshaw (1967)
Rao et al. (1974)	numérique (différences finies, modèle d'ordre élevé : moments de Reynolds et ε)	$\overline{U}(z)$, $\frac{\partial\overline{U}}{\partial z}$, δ , l_ε , $\overline{u'w'}_{z=z_d}$	Bradley (1968), Peterson (1969), Shir (1972)
Claussen (1987)	numérique (modèle basé sur les fonctions de courant moyenne)	\overline{U} , $\partial\overline{U}/\partial x$, $\frac{\Delta\overline{U}}{\overline{U}}$, Ω , $\overline{u'w'}$, $\overline{r^2}$, $\overline{w'^2}$, e , α	Bradley (1968), Peterson et al. (1979), Rao et al. (1974)
Belcher et al. (2003)	numérique (équations moyennes des moments par moyenne spatio-temporelle)	X_c , $\overline{U^2}/2$, $c_f(z)$, $\overline{U_{z=z_h}}$, l_m , $\overline{U_{z=z_h}}$	Meroney (1968), Svensson et Haggkvist (1990), Stacey et al. (1994), Davidson et al. (1995a,b), MacDonald (2000)
Castro et al. (2006)	expérience (soufflerie, $\delta/z_h = 7.4$, gradient de pression nul)	\overline{U} , $\overline{u'^2}$, $\overline{w'^2}$, $\overline{v'^2}$, $-\overline{u'w'}$, L_x , L_y , L_z	Brunet et al. (1994), Macdonald et al. (2000), Cheng et Castro (2002a et 2002b)
Coceal et al. (2006)	simulation numérique directe (DNS)	\overline{U} , structures turbulentes, $\Omega/(u_*/z_h)$, p , $\sqrt{\overline{u'^2}}$, $\sqrt{\overline{w'^2}}$, l_m	Castro et Robins (1977), Cheng et Castro (2002a et 2002b), Snyder et Castro (2002), Castro et al. (2006)
Drobinski et al. (2006)	numérique (large-eddy simulations, LES)	δ_{CLS} , température moyenne, structures turbulentes $\overline{u'^2}$, $\overline{v'^2}$, analyse spectrale, $\overline{u'^2}/u_*^2$, $\overline{v'^2}/u_*^2$, $\overline{w'^2}/u_*^2$	Deardorff, (1972), Panofsky (1974), Nicholls et Readings (1979), Grant (1986), Moeng et Sullivan (1994), Katul et Chu (1998), Yaglom (1991), Drobinski et Foster (2003), Drobinski et al. (2004)

TAB. 3.1 – Récapitulatif des différentes études réalisées sur des couches de surface.

3.3 Caractéristiques des couches en équilibre

Une couche limite est dite à l'équilibre lorsque les quantités moyennes et turbulentes adimensionnées se superposent quelle que soit l'abscisse considérée. Dans cette partie n'est faite référence qu'aux processus physiques propres aux couches limites neutres en équilibre. Par ailleurs, seule la zone de l'écoulement située au-dessus de la couche de surface (documentée dans la section précédente 3.2) n'est décrite.

L'étude expérimentale d'écoulements pleinement développés entre plaques dans un canal extrêmement long bidimensionnel réalisée par Hussain et Reynolds (1975) est un cas de surface lisse. Cependant, elle permet de valider certains processus turbulents communs aux deux cas ; lisse et rugueux, lequel est d'intérêt pour cette étude. Hussain et Reynolds (1975) effectuent leurs mesures via les techniques de film chaud (pour les mesures de vitesses) et de tube de Pitot (pour les mesures de pression). Leur plage de nombre de Reynolds, basé sur la demi-largeur du canal et la vitesse au centre, était de 13800 à 33300 et le rapport longueur sur largeur de leur canal valait 450, comparés aux 86, 122 et 120 de Laufer (1951), Comte-Bellot (1963) et Clark (1968), respectivement. Hussain et Reynolds (1975) relient l'évolution de la pression (P) à celle de la vitesse moyenne (\bar{U}). Ils observent une décroissance linéaire de la pression suivant x ; cela suggère que la vitesse a atteint son régime d'équilibre car le gradient de pression $\partial P/\partial x$ est lié à l'échelle de vitesse u_*^2 . En effet, pour un écoulement établi, u_*^2 , le coefficient de frottement c_f et par conséquent le gradient $\partial P/\partial x$ sont constants. Cependant, ce régime est difficilement atteint, bien souvent seul l'état d'équilibre est atteint. Un écoulement en équilibre est caractérisé par :

$$\frac{\delta}{u_*^2} = \frac{\partial P}{\partial x} \quad (3.21)$$

Pour Laufer (1951) et Comte-Bellot (1963), ce régime d'équilibre n'est atteint qu'à la moitié de leur canal d'expérimentation respectif. Clark (1968) ne présente pas de relevés de pression, le cisaillement de vitesse est déduit par les distributions de vitesses elles-mêmes. Hussain et Reynolds (1975) présentent des profils de $\sqrt{u'^2}$ qui, pour différentes abscisses, se superposent. Cela confirme que le régime permanent est atteint. Le maximum de $\sqrt{u'^2}/u_*$ est de 2.5 (en accord avec celui de Laufer (1951) situé à 2.6), indépendamment de Re contrairement au maximum de $\sqrt{u'^2}/\bar{U}$ qui est fonction de Re (les maximums pour $\sqrt{u'^2}/\bar{U}$ de Clark (1968) sont indépendants de Re).

Pour les cas de développement de couche limite, un paramètre permettant de statuer si la couche limite est à l'équilibre ou non est le rapport α de la production sur la dissipation d'énergie cinétique turbulente :

$$\alpha = -\overline{u'w'}/e . \quad (3.22)$$

Peterson (1969) a réalisé une étude numérique portant sur l'ajustement de l'écoulement d'un fluide hydrostatiquement neutre dans la partie basse d'une couche limite pleinement turbulente,

après un abrupt changement de rugosité en surface. Le modèle utilisé repose sur l'équation d'énergie cinétique turbulente et suppose que le flux turbulent est proportionnel au gradient vertical du champ moyen (K théorie). Selon les études numériques de Peterson (1969) et de Shir (1972), pour des couches limites à l'équilibre, ce rapport est constant ; compris entre 0.16 et 0.3.

L'expérience de Antonia et Luxton (1971) permet de quantifier les termes constituant le bilan d'énergie cinétique turbulente (e). Ils montrent que près du plancher, la production dynamique ($-\overline{u'w'}\partial\overline{U}/\partial z$) est importante. Le fluide puise son énergie des basses couches ($z = z_h$) où les gradients de vent moyen sont importants. Aux alentours de $z/\delta = 0.14$, l'advection, principalement alimentée par $\overline{U}\partial e/\partial x$, est maximale. Elle représente alors 50% de la production dynamique. Au sein de la couche limite externe, l'advection devient négligeable. Près de la limite de l'épaisseur de couche limite ($z = \delta$), il y a équilibre entre la production ($-\overline{u'w'}\partial\overline{U}/\partial z$) et la diffusion ($\partial(\overline{p'w'} + \overline{w'e})/\partial z$), en accord avec Klebanoff (1955).

Suivant Townsend (1961), l'existence d'une couche limite d'équilibre est possible si l'advection ($\overline{U}\partial e/\partial x$) est faible et la longueur de dissipation l_ε définit à partir du taux de dissipation, ε , suivant :

$$l_\varepsilon = (-\overline{u'w'})^{3/2}/\varepsilon ; \quad (3.23)$$

est proportionnelle à z . Selon cette définition, l_ε est un modèle qui permet de paramétrer ε à partir des considérations d'échelles de Kolmogorov (1941¹) qui établissent que l'énergie dissipée par les petites échelles est égale à l'énergie e contenue dans les gros tourbillons. l_ε correspond donc à l'échelle des grands tourbillons et non pas à l'échelle des petits tourbillons dissipatifs.

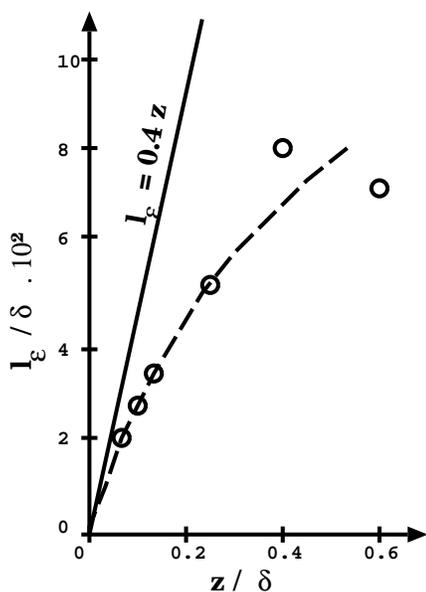


FIG. 3.9 – Longueur de dissipation à $x/z_h=32$ déduite de l'équilibre d'énergie cinétique turbulente ; d'après Antonia et Luxton (1971).

¹une traduction de cet article disponible sous Kolmogorov (1991) dans une édition spéciale du journal *Proceedings of the Royal Society* pour célébrer le cinquantième anniversaire de sa publication originale.

Les résultats de Antonia et Luxton (1971), présentés à la figure 3.9, montrent clairement que l_ε est inférieure à κz . Antonia et Luxton (1971) définissent la longueur de mélange (l_m) suivant :

$$l_m = \frac{(-\overline{u'w'})^{1/2}}{\partial \overline{U} / \partial z} . \quad (3.24)$$

Ils montrent également que loin du changement de rugosité, près du plancher ($z/\delta < 0.2$), l_m suit la relation $l_m = \kappa z$ mais s'en écarte au-dessus et vérifie la relation : $l_m = 0.07\delta$. Il apparaît alors que longueurs de mélange et de dissipation sont équivalentes. Pour décrire plus physiquement la longueur de dissipation, Antonia et Luxton (1971) proposent de modifier la relation : $l_\varepsilon = \kappa z$, valable pour la couche limite de surface, suivant $l_\varepsilon = \kappa z f(z/\delta)$.

Pendergrass et Arya (1984) ont réalisé une expérience en soufflerie portant sur l'ajustement d'une couche limite après un changement de rugosité ($M = 2.3$). Lorsque la couche est à l'équilibre, ils observent que le rapport du cisaillement par l'énergie cinétique turbulente, α , croît dans la couche de surface (de 0.16 à 0.24) puis demeure constant au sein de la couche externe (de l'ordre de 0.24). Les auteurs observent également que lorsque la couche est en équilibre, les quantités adimensionnées demeurent constantes, quelle que soit l'abscisse considéré. Pour leur cas, les profils \overline{U}/U_∞ et $-\overline{u'w'}/U_\infty^2$ deviennent asymptotiques à partir de $x/z_{02}=6000\text{m}$.

Lin et al. (1997) se sont intéressés aux effets de changements de rugosité sur les structures d'une couche limite planétaire stratifiée neutre au moyen de large-eddy simulations (LES) en incompressible avec un champ de gradient de pression prescrit et la prise en compte des forces de Coriolis. Les effets des échelles turbulentes sont paramétrées à travers un modèle sous-maille développé par Sullivan et al. (1994). Lorsque l'écoulement est établi, u_* devient constant. Lin et al. (1997) mettent en évidence que u_* atteint la valeur de la nouvelle rugosité plus rapidement dans le cas rugueux/lisse que lisse/rugueux. Leurs résultats concernant les variances normalisées par u_* , pour la couche en équilibre, montrent qu'en $z/\delta = 0.1$, les écarts types ($\sqrt{\overline{u'^2}}/u_* \sim 2.1$, $\sqrt{\overline{v'^2}}/u_* \sim 1.7$ et $\sqrt{\overline{w'^2}}/u_* \sim 1.2$) sont maximum et du même ordre que ceux de Stull (1989) (respectivement 2.5, 1.9 et 1.3).

Cheng et Castro (2002b) ont réalisé une expérience en soufflerie afin de documenter l'impact de l'alignement et de la hauteur des rugosités sur le développement de couches limites neutres. Ils mettent en évidence que l'agencement des rugosité à un effet concentré sur la partie basse de la couche limite. En effet, comme le montre la figure 3.10, pour un même type de rugosité (cubes de même hauteur), le fait que les éléments soient alignés (cas "20A", suivant leur notation) ou en quinconce (cas "20S") n'a d'importance que pour $(z - z_d)/\delta < 0.4$ pour les variances normalisées $\overline{u'^2}/u_*^2$, $\overline{v'^2}/u_*^2$ et $\overline{w'^2}/u_*^2$. Le flux reste identique que les éléments soient alignés ou en quinconce. Les valeurs au sein de la couche limite de surface sont en accord avec les travaux de Raupach et al. (1991) et il apparaît que $\overline{v'^2} = 1/2(\overline{u'^2} + \overline{w'^2})$.

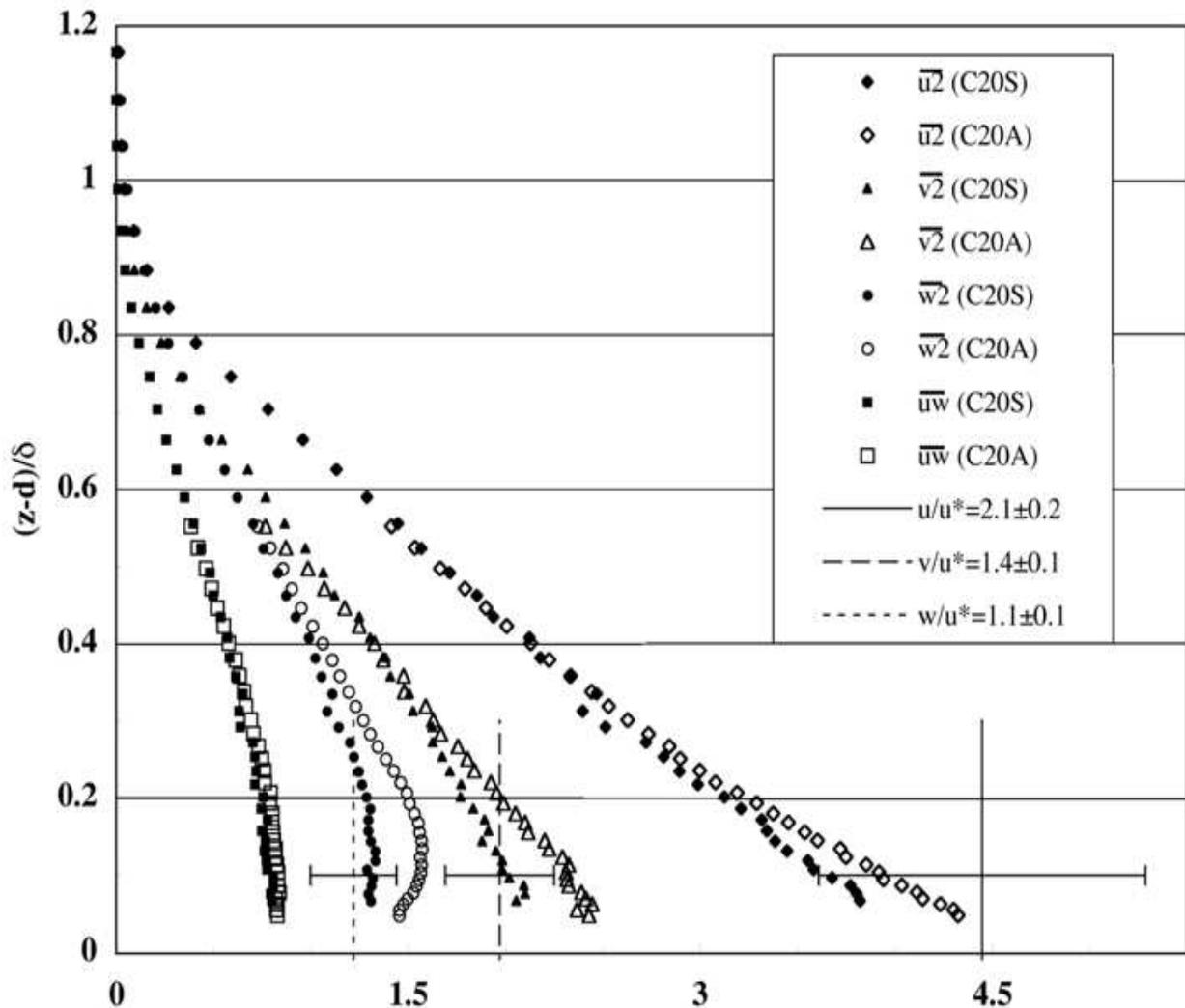


FIG. 3.10 – Profils de $\overline{u'^2}/u_*^2$, $\overline{v'^2}/u_*^2$, $\overline{w'^2}/u_*^2$ et $-\overline{u'w'}/u_*^2$ (obstacles cubiques alignés (cas "C20A") ou en quinconce (cas "C20S")) superposés aux valeurs de la couche limite de surface de l'étude de Raupach et al. (1991); d'après Cheng et Castro (2002b).

L'expérience de Castro et al. (2006) met en évidence une forte inhomogénéité spatiale des champs moyens et turbulents au sein de la couche limite de surface (voir figure 3.5 pour \bar{U}) qui s'estompe lorsque z croît. En effet, au-dessus de la couche de surface chaque quantité turbulente tend vers une même valeur, quelque soit le point considéré. En outre, il semble qu'au sein de la couche limite externe, $\overline{v'^2} = 1/2(\overline{u'^2} + \overline{w'^2})$, propriété en accord avec les travaux de Drobinski et al. (2006) (voir figure 3.11).

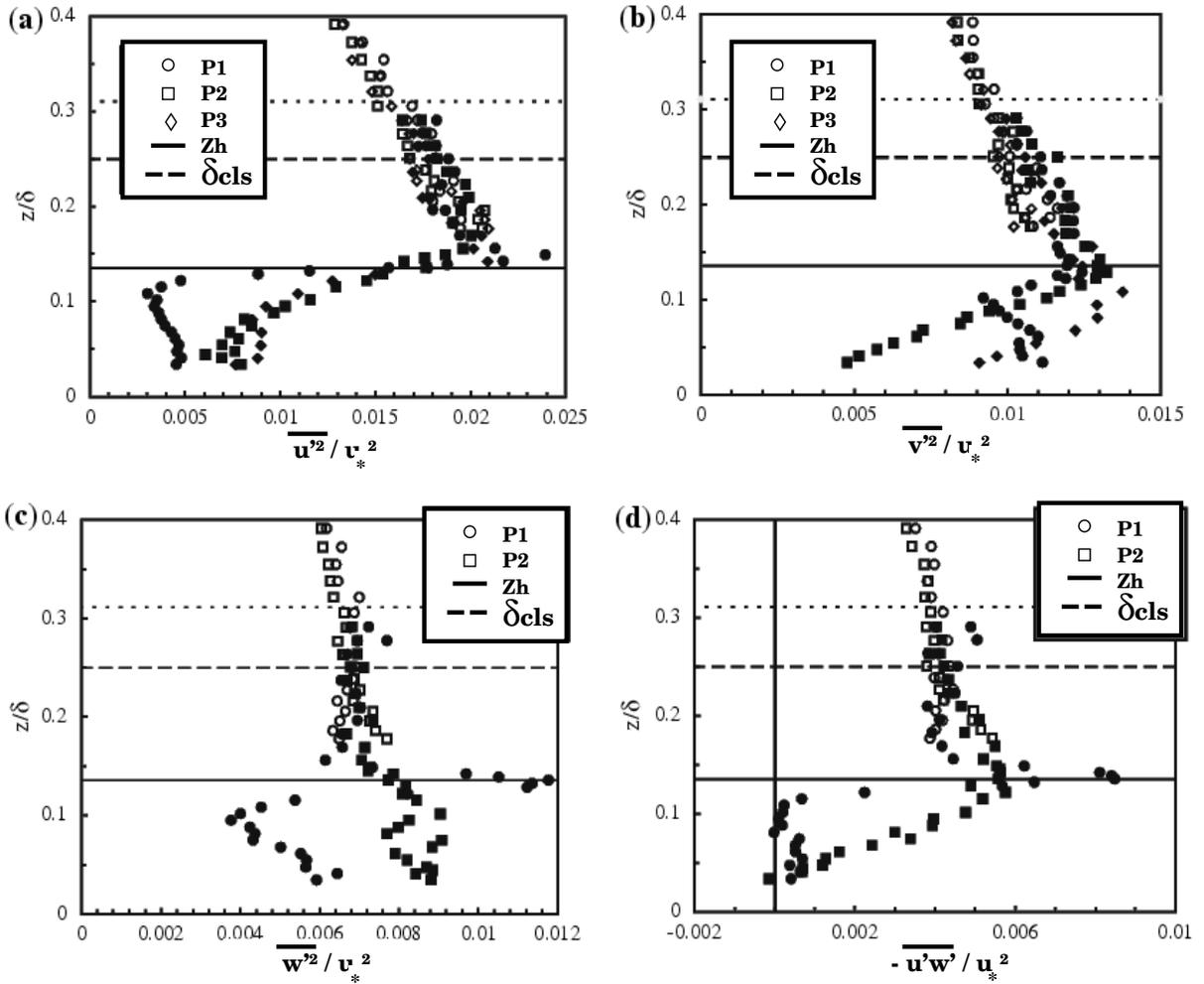


FIG. 3.11 – Profils normalisés de $\overline{u'^2}/u_*^2$, $\overline{v'^2}/u_*^2$, $\overline{w'^2}/u_*^2$ et $-\overline{u'w'}/u_*^2$ en différents points (voir figure 3.5 pour le plan de l'agencement des rugosités), δ_{CLS} est l'épaisseur de la couche de surface ; d'après Castro et al. (2006).

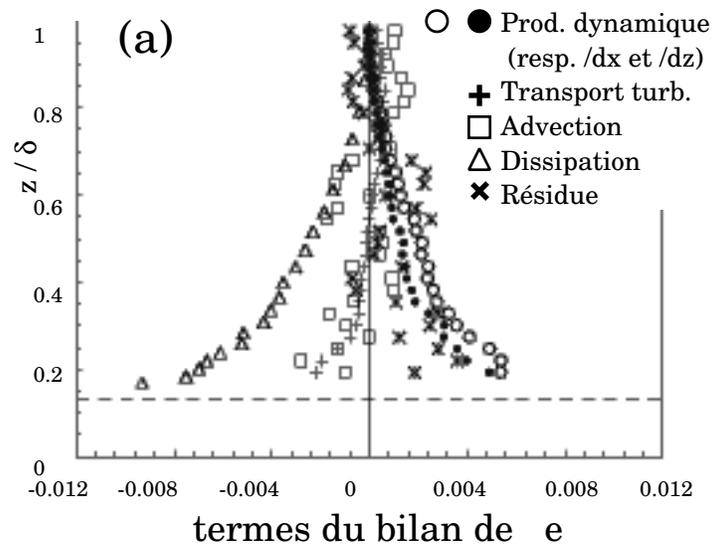
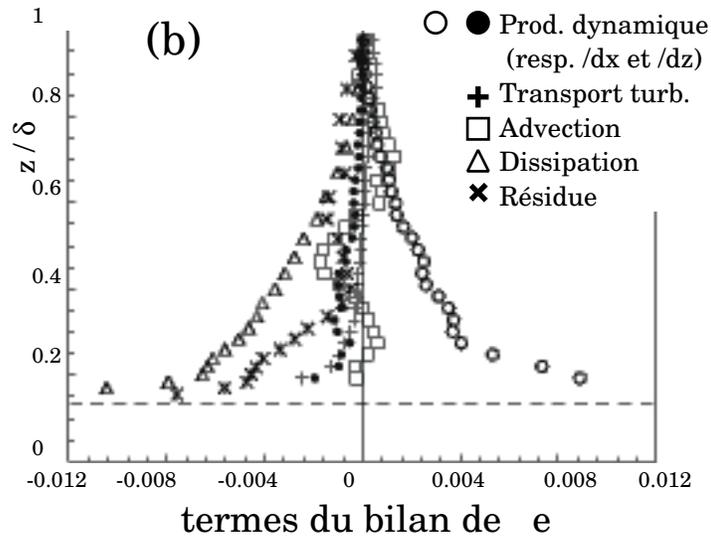


FIG. 3.12 – Profils des termes intervenant dans le bilan d'énergie cinétique turbulente en P_0 (a) et P_3 (b); d'après Castro et al.(2006).



Castro et al. (2006) ont également estimé les termes intervenant dans le bilan d'énergie cinétique turbulente pour $z > z_h$ en deux positions; P_0 et P_3 (définies sur la figure 3.5). Comme le montre la figure 3.12 (a) et (b), la production dynamique diffère d'une position à l'autre ce qui met en évidence la forte inhomogénéité spatiale de l'écoulement au niveau des rugosités. Le terme de production dynamique est la source principale d'énergie cinétique turbulente; il est en équilibre avec le terme de dissipation. Pour un profil situé entre les rugosités, le terme de presso-corrélation (résidu du bilan), est négatif alors qu'au-dessus d'une rugosité, ce terme reste positif. Ainsi, la presso-corrélation est une source ou un puits d'énergie suivant la zone considérée contrairement au terme de transport turbulent qui est systématiquement négatif. Ces comportements sont en accords avec les résultats de Brunet et al. (1994).

L'étude réalisée par Drobinski et al. (2006) (description à la section précédente 3.2.3) portent en grande partie sur la documentation des couches de surfaces. Il est à noter que leur simulation LES parvient à décrire correctement l'ensemble de la couche limite du cas de la campagne CASE-99 (Drobinski et al., 2004). Comme le montre la figure 3.13, les résultats des LES sont en accord avec les données expérimentales en terme de variances longitudinales et transversales ($\overline{u'^2}$, $\overline{v'^2}$). Les variances atteignent un maximum entre 30 et 50m puis diminuent fortement jusqu'à 80m et restent faibles au sein de la couche externe.

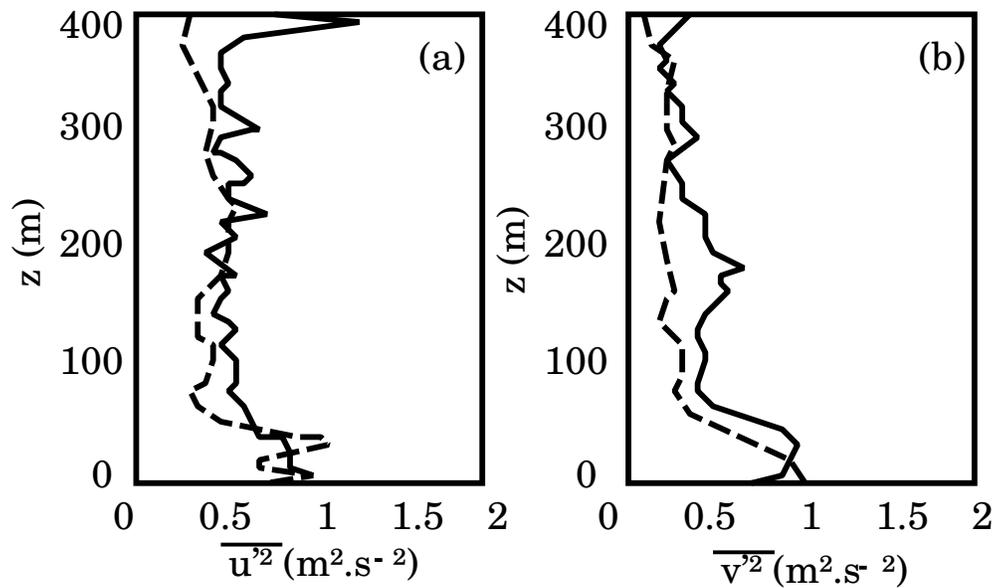


FIG. 3.13 – Profils verticaux des variances de vitesse longitudinale $\overline{u'^2}$ (a) et transversale $\overline{v'^2}$ (b) estimées d'après les mesures LIDAR (traits pleins) et d'après les simulations LES (tirets); d'après Drobinski et al.(2006).

Articles	Approches	Quantités étudiées	Données d'autres articles
Peterson (1969)	numérique (différence centrée, équation de e et K-diffusion)	α	Shir (1972)
Antonia et Luxton (1971)	expérimentale (soufflerie, $\delta/z_h \sim [15.2; 24]$, gradient de pression nul)	bilan de $e, l_\varepsilon, \varepsilon, l_m$	Klebanoff (1955), Townsend (1961)
Hussain et Reynolds (1975)	expérimentale (soufflerie, entre plaques, surface lisse)	$P, \bar{U}, \sqrt{\overline{u'^2}}, \sqrt{\overline{u'^2}/u_*}$	Laufer (1951), Comte-Bellot (1963), Clark (1968)
Pendergrass et Arya (1984)	expérimentale (soufflerie, gradient de pression nul, $\delta/z_h \sim [0.45], M = 2.3$)	$\delta, \bar{U}/U_\infty, -\overline{u'w'}/U_\infty^2$	
Lin et al. (1997)	numérique (large-eddy simulations, LES)	$\sqrt{\overline{u'^2}}/u_*, \sqrt{\overline{v'^2}}/u_*, \sqrt{\overline{w'^2}}/u_*$, tourbillons à faible vitesse ("low-speed streak")	Stull (1989)
Cheng et Castro (2002b)	expérience (soufflerie, $\delta/z_h = 7.55$ pour des rugosités alignées et $\delta/z_h = 7.05$ en quinconce, gradient de pression nul)	$\overline{u'^2}/u_*^2, \overline{v'^2}/u_*^2, \overline{w'^2}/u_*^2, -\overline{u'w'}/u_*^2$	Raupach et al. (1991)
Castro et al. (2006)	expérience (soufflerie, $\delta/z_h = 7.4$, gradient de pression nul)	$\overline{u'^2}/u_*^2, \overline{v'^2}/u_*^2, \overline{w'^2}/u_*^2, -\overline{u'w'}/u_*^2$, bilan de e	Brunet et al. (1994)
Drobinski et al. (2006)	numérique (large-eddy simulations, LES)	$\overline{u'^2}, \overline{v'^2}$	Drobinski et al. (2004)

TAB. 3.2 – Récapitulatif des différentes études réalisées sur des couches en équilibre.

3.4 Caractéristiques des zones de transition

Dans cette partie, ne sont mentionnés que les points qui diffèrent d'une couche limite neutre à l'équilibre.

Contrairement aux théories antérieures (Elliott, 1958 ; Panofsky et Townsend, 1964 ; Taylor, 1969), au niveau de la zone de transition, le modèle de Peterson (1969), présenté à la section précédente, ne repose sur aucune hypothèse à priori pour les distributions de vitesse ou cisaillement ni sur le comportement du cisaillement adimensionnel, la longueur de mélange ou encore les coefficients d'échange. Les résultats du modèle ont été comparés, pour différents cas de changement de rugosité, à d'autres théories (Elliott, 1958 ; Panofsky et Townsend, 1964 ; Taylor, 1969) ainsi qu'à des observations (Bradley, 1968) pour les profils de cisaillement surfacique et cisaillement de vent ($\frac{0.4z}{u_*} \frac{\partial u}{\partial z}$).

Les profils de vitesses obtenus par Peterson (1969) suivent la loi logarithmique dans la partie basse de la couche limite. Alors que suivant les précédentes théories, le gradient logarithmique de vitesse ($\partial \bar{U} / \partial \ln(z)$) est monotone, le présent modèle prédit un maximum ou minimum pour $\partial \bar{U} / \partial \ln(z)$ selon que ce soit respectivement un cas de transition lisse à rugueux ou rugueux à lisse. Cette différence est confirmée par les données de Yeh et Lettau (Yeh et Plate, 1968 ; Panofsky et Townsend, 1964) qui mettent en évidence un point inflexion dans les profils de vitesse (visible à la figure 3.5).

Les épaisseurs de couches limites prédites par le modèle sont des lois puissance en 4/5 (soit 0.8), ce qui est en accords avec les théories antérieures (Elliott, 1958 ; Miyake, 1965 ; Townsend, 1965). Suivant Elliot (1958), la croissance de la couche limite vérifie la loi suivante :

$$\frac{\delta}{z_{0_2}} = [0.75 - 0.03M] \left(\frac{x}{z_{0_2}} \right)^{0.8}; \quad (3.25)$$

avec $M = \ln(z_{0_2}/z_{0_1})$ où l'indice 1 fait référence à la première longueur de rugosité et 2, la seconde. Quant à Townsend (1965), la relation établie, pour un changement de rugosité en $x=0$, est la suivante :

$$4\kappa^2 \left(\frac{x}{z_{0_2}} - C_0 \right) = \frac{\delta}{z_{0_2}} \left[\ln \left(\frac{\delta}{z_{0_2}} \right) - 5 + 0.5M + \frac{4 - (7/6)M - (1/4)M^2}{\ln(\delta/z_{0_2}) - 1 + (1/4)M} + \frac{4 + (7/6)M + (1/24)M^2 + (1/16)M^3}{(\ln(\delta/z_{0_2}) - 1 + (1/4)M)^2} \right]; \quad (3.26)$$

Bien que cette formulation soit quelque peu complexe, elle aboutit néanmoins à une loi puissance en $-4/5$.

Peterson (1969) a, en parallèle des champs moyens, étudié le cisaillement ($-\overline{u'w'}$). Après le changement de rugosité, il obtient un ajustement plus rapide que celui estimé par Panofsky et Townsend (1964) ou Elliot (1958). Cet écart est en accord avec les calculs de Bradley (1968).

Peterson (1969) s'est également intéressé à la variation d'énergie cinétique turbulente en fonction du changement de rugosité. Les distributions montrent que l'énergie cinétique turbulente s'ajuste plus lentement aux nouvelles conditions de surface que $-\overline{u'w'}$.

Outre la documentation fine, réalisée aux fils chauds, des champs au sein des éléments rugueux, l'expérience de Antonia et Luxton (1971) renseigne sur le comportement du vents moyens et l'évolution de la hauteur de déplacements. Le taux de croissance de la hauteur de la couche limite est comparé aux théories de Townsend (1965) et Elliott (1958). Antonia et Luxton (1971) obtiennent un profil logarithmique pour $\overline{U(z)}$ et observent une croissance linéaire suivant x pour les épaisseurs ² de quantité de mouvement (θ) et de déplacement (δ^*) avec un rapport δ^*/θ constant égal à 1.79. Cette croissance linéaire de θ implique une valeur constante du coefficient de frottement (c_f), pour une vitesse hors couche limite, $\overline{U_\infty}$, constante ($\partial\overline{U_\infty}/\partial x = 0$). Les épaisseurs de couche limite (δ), déterminées à partir des profils de $\overline{U(z)}$, s'accordent autour de la relation : $\delta \sim \alpha x^{0.79}$; ce qui est en accord avec les croissances prédites par les théories de Elliot (1958) et Towsend (1965) ; relations 3.25 et 3.26.

Loin du plancher ($z/z_h > 0.8$), Antonia et Luxton (1971) observent que $\overline{u'^2}$ croît lorsque x augmente, suivant la tendance de $\partial\overline{U}/\partial z$. Comme pour la zone proches du plancher, les distributions de $\overline{w'^2}$ suivent la même tendance que $\overline{u'^2}$. Antonia et Luxton (1971) relèvent un pic de $-\overline{u'w'}$ à $z/H = 0.1$ (H étant la profondeur du canal).

L'énergie cinétique turbulente augmente avec l'altitude pour atteindre un maximum à $z/z_h = 2.4$ puis diminue. Dans la partie basse de la couche limite ($z/\delta < 0.4$) et dans la zone de transition, le rapport $\alpha = -\overline{u'w'}/e$ ne varie que très peu par rapport à sa valeur en lisse. Il reste quasiment constant de l'ordre de 0.12, inférieure à 0.14, valeur déduite par Bradshaw (1967) à partir des mesures de Klebanoff (1955). Cette constance de α signifie qu'il existe un lien entre $-\overline{u'w'}$ et e qui est maintenu malgré les fortes perturbations provoquées par le saut de rugosité qui affectent l'écoulement. Par ailleurs, cette constance peut être attribuée à la configuration expérimentale particulière mise en place par Antonia et Luxton (1971). En effet, le haut des rugosités est aligné avec le plancher lisse et donc les perturbations occasionnées sont moins importantes que dans un cas de transition abrupt comme il est question dans l'étude suivante de Rao et al. (1974).

Au niveau de la partie lisse et juste au-dessus de la zone logarithmique lisse, L_t diminue légèrement lorsque δ croît ce qui traduit un effet à distance de la couche limite. Pour la partie rugueuse, relativement près du plancher ($z/\delta < 0.3$) mais en dehors de la couche de surface, les valeurs de L_t/δ sont plus faibles que celles en lisse ; par contre la décroissance de L_t lorsque δ croît, est plus rapide en lisse qu'en rugueux. En zone rugueuse, pour des valeurs de z/δ supérieure à 0.3, L_t/δ est constant environ égal à 0.36, ce qui est en accord avec les résultats de Klebanoff et Diehl (1951) et Bradshaw et Ferris (1965) qui estiment ce rapport à 0.37.

Suivant l'étude numérique de Rao et al. (1974), le recouvrement vertical des données de vent avec la loi logarithmique augmente pour des x croissants. Rao et al. (1974) relie cette augmentation de la zone de validité de la loi logarithmique avec la croissance d'une couche limite qui serait en équilibre avec la surface appelée couche limite interne. Dans la couche limite neutre, l'écoulement de la partie inférieure (i.e au sein de la couche limite interne) est influencé par la rugosité alors que celui de la partie supérieure dépend de l'état du fluide avant le changement de rugosité. Dans l'étude de Rao et al. (1974), l'existence de la couche limite interne est mise en évidence par un brusque changement du gradient de vitesse $\frac{\partial\overline{U}}{\partial z}$; ce changement est relié au point

²définies à la section 5.4.2

inflexion de $\overline{U}(z)$, mentionné dans les études de Peterson (1969) ou encore Castro et al. (2006) (voir figure 3.5).

La croissance de l'épaisseur de couche limite, δ , vérifie les prédictions expérimentales de Bradley (1968) ; à savoir :

$$\delta = C x^{4/5}. \quad (3.27a)$$

Les profils du cisaillement ainsi que la croissance de la "couche d'équilibre" de la nouvelle rugosité. Concernant les profils normalisés de cisaillement, Rao et al. (1974) n'observent pas un profil linéaire comme l'avait supposé Panofsky et Townsend (1964). Ces derniers reprennent les travaux de Elliott (1958) et comparent leurs résultats aux observations de Lettau et al. (1962) pour le vent moyen et sa courbure. A partir des profils de cisaillement, Rao et al. (1974) définissent une épaisseur de couche limite, $\delta_{\overline{u'w'}}$, comme la hauteur où le cisaillement atteint 99% de sa valeur hors couche limite. Contrairement à Shir (1972) qui établit que $\delta_{\overline{u'w'}} = 2\delta$, les résultats de simulations obtenus par Rao et al. (1974) s'accordent autour de $\delta_{\overline{u'w'}} = x/10$ tant pour la transition lisse/rugueux que celle rugueux/lisse.

Suivant Dyer (1965), il est possible de définir l'épaisseur de la couche limite d'équilibre (δ_{eq}). Cette épaisseur est assimilée à la partie de couche limite au sein de laquelle le saut de cisaillement ($\overline{u'w'} - \overline{u'w'}_{z=z_{d1}}$) ne varie pas de plus de 10% par rapport à sa valeur surfacique ($\overline{u'w'}_{z=z_{d2}} - \overline{u'w'}_{z=z_{d1}}$) ; 0 faisant référence à la première rugosité et 2 à la seconde. Les simulations de Rao et al. (1974), vérifient $\delta_{eq}/\delta_{\overline{u'w'}} = 1/10$ pour le cas lisse/rugueux (respectivement 1/20 pour le cas rugueux/lisse).

Rao et al. (1974) montrent que lorsque la couche limite n'est pas à l'équilibre, le rapport $-\overline{u'w'}/e$ n'est pas constant. Cette variation est en accord avec les travaux de Bradshaw et Ferriss (1968) qui observent une légère variation de α . Rose et Murphy (1973) ont suggéré que cette variation pouvait être décrite par une équation différentielle à partir de l'équation de $\overline{u'w'}$. Ainsi, pour la transition lisse/rugueux (inversement transition rugueux/lisse), Rao et al. (1974) trouve un maximum (inversement minimum) de α près de la surface puis les valeurs diminuent (inversement augmentent) jusqu'à la valeur constante.

Pendergrass et Arya (1984) ont réalisé une expérience en soufflerie portant sur l'ajustement d'une couche limite après un changement de rugosité ($M = 2.3$). L'augmentation de la rugosité provoque un ralentissement de l'écoulement moyen près de la surface. Ils estiment, en accord avec les travaux de Elliott (1958), Peterson (1969) et Rao et al. (1974), que la croissance de l'épaisseur de couche limite suit :

$$\frac{\delta}{z_{02}} = C \left(\frac{x}{z_{02}} \right)^{4/5}; \quad (3.28)$$

avec :

$$C = 0.75 - 0.03M \quad (3.29)$$

soit $C=0.82$, valeur bien en dessus de celle prédite par leur données (0.35). Cette sur-estimation théorique avait déjà été observée par Bradley (1968) et Rao et al. (1974).

Pendergrass et Arya (1984) mettent en évidence l'ajustement de $-\overline{u'w'}/U_\infty^2$ sur la nouvelle ru-

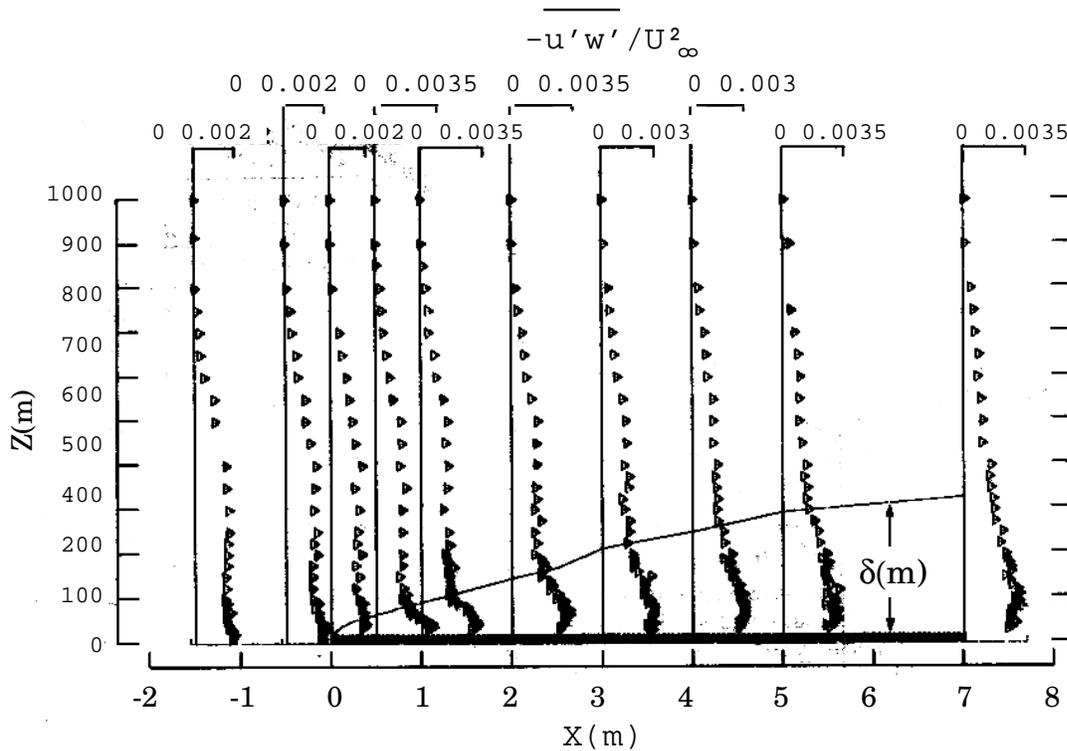


FIG. 3.14 – Profils normalisés de $-\overline{u'w'}/U_\infty^2$ en différentes positions pour un cas de changement de rugosité; d'après Pendergrass et Arya (1984).

gosité. Comme le montre la figure 3.14, ils observent une brusque augmentation de $-\overline{u'w'}$ au niveau du saut de rugosité qui tend à diminuer pour des x croissants. Par ailleurs, le changement de rugosité provoque des oscillations d'amplitude $5 \cdot 10^{-3}$ sur les quantités $\sqrt{\overline{u'^2}}/U_\infty$ et $\sqrt{\overline{w'^2}}/U_\infty$ jusqu'à $x/z_{02}=8000$ et $z/z_{02}=100$.

Au niveau de la transition, le rapport du cisaillement par l'énergie cinétique turbulente, α , suit une tendance opposée à celle observée dans le cas en équilibre. En effet, pour des x croissant, α est quasiment constant dans la couche de surface (de 0.16 à 0.24) mais augmente au sein de la couche externe.

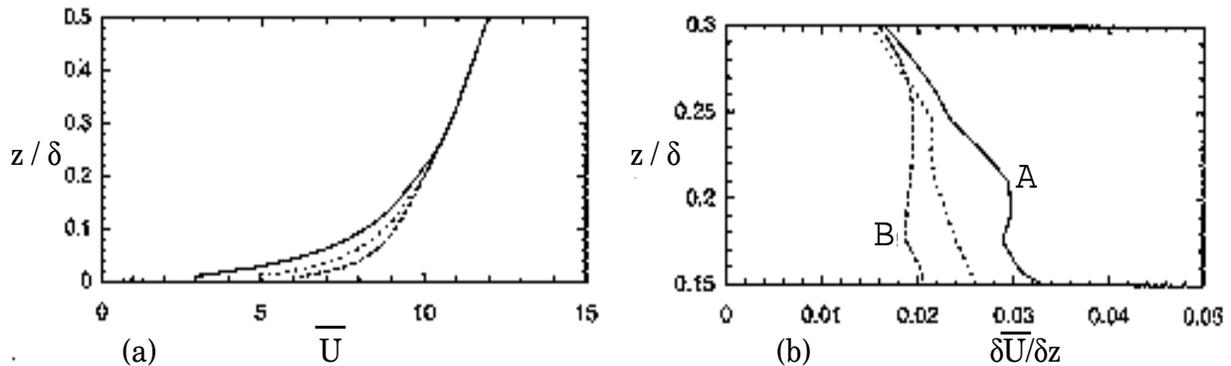


FIG. 3.15 – (a) Profils de vitesses après une transition lisse/rugueux avec un saut de rugosité $M = 1.65$ (trait plein); $M = 0$ (pointillé) et $M = -2.17$ (tirets); d'après Lin et al. (1997).

Lin et al. (1997) se sont intéressés aux effets de changements de rugosité sur les structures d'une couche limite planétaire stratifiée neutre au moyen de large-eddy simulations (LES) en incompressible avec un champ de gradient de pression prescrit et la prise en compte des forces de Coriolis. Les effets des échelles turbulentes sont paramétrées à travers un modèle sous-maille développé par Sullivan et al. (1994). Leurs résultats concernant le développement de la couche limite sont comparés aux modèles de Panofsky-Townsend (1964) et Elliott (1958).

Les perturbations observées par Lin et al. (1997) sur les profils de vitesses moyennes pour même hauteur adimensionnelle (z/δ), sont dues au gradient vertical du flux turbulent $\partial \overline{u'w'}/\partial z$ qui diminue lorsque la rugosité de surface décroît, sauf près de la surface. Ce comportement avait déjà été observé dans les travaux de Head et Bandyopadhyay (1981) (travail essentiellement de visualisation qui contient cependant des profils de vitesses normalisées comparés aux données de Thompson (1967)) et Krogstad et al. (1992). Les vitesses simulées par le modèle de Lin et al. (1997) vérifient également de la loi logarithmique. Les profils verticaux de \bar{U} et $\partial \bar{U} / \partial z$ mettent en évidence un point inflexion. Ce changement de courbure correspond à la transition entre la couche limite interne, influencée par la nouvelle rugosité et le haut de la couche limite encore dépendant des conditions amonts. Comme représenté à la figure 3.15, il est mis correctement en évidence par le profil de $\partial \bar{U} / \partial z$ qui montre un maximum local pour $z/\delta = 0.2$, lors de la transition lisse/rugueux (point A) et un minimum local à $z/\delta = 0.18$ pour la transition rugueux/lisse (point B). Ces extremums sont à relier à la hauteur atteinte par les structures cohérentes turbulentes existant dans ces couches limites et qui perturbent le champ moyen. Ce point inflexion est différent de celui observé entre autre par Peterson (1969) et Rao et al. (1974), situé au sommet des rugosité.

Lin et al. (1997) ont comparé leur développement de couche limite aux théories de Elliot (1958)

et Townsend (1965) (3.25 et 3.26). Leurs résultats sont plus en accord avec ceux issus de la théorie de Townsend (1965) car la définition de la hauteur de couche limite est plus proche de la leur que celle de Elliot (1958).

Les auteurs montrent que lors de la transition lisse/rugueux (respectivement rugueux/lisse), le cisaillement surfacique $\overline{u'w'}_{z=z_d}$ augmente brutalement puis diminue (respectivement diminue brutalement puis augmente) jusqu'à une nouvelle valeur d'équilibre définie par les nouvelles conditions de surface. Ce phénomène est à mettre en relation avec l'ajustement du vent moyen sur la nouvelle rugosité.

Tout comme Krogstad et al. (1992), Lin et al. (1997) se sont également intéressés à l'effet de la rugosité de surface sur des structures caractéristiques de la couche de surface d'une couche limite cisailée, les tourbillons à faible vitesse ("low-speed streak"). Ils ont repris la méthode des deux points de corrélation (calcul de $R_{u'_i u'_j, r}$) déjà utilisée par Kim et al. (1987) afin de quantifier l'espacement entre ces structures. Pour une transition lisse/rugueux, Lin et al. (1997) mettent en évidence que ces structures sont d'autant plus puissantes et nombreuses que le saut de rugosité est important. Pour une transition rugueux/lisse, ce comportement est inversé. La croissance de la couche limite peut-être attribuée aux mouvements vers le haut de ces structures dont la force dépend du changement de rugosité (Lin et al., 1996). Les sorties du modèle de Lin et al. (1997) illustrent que ces structures sont concentrées près de la surface, que pour des z croissants, elles deviennent plus éparées et moins puissantes et enfin que plus la rugosité est forte plus les structures s'étendent verticalement.

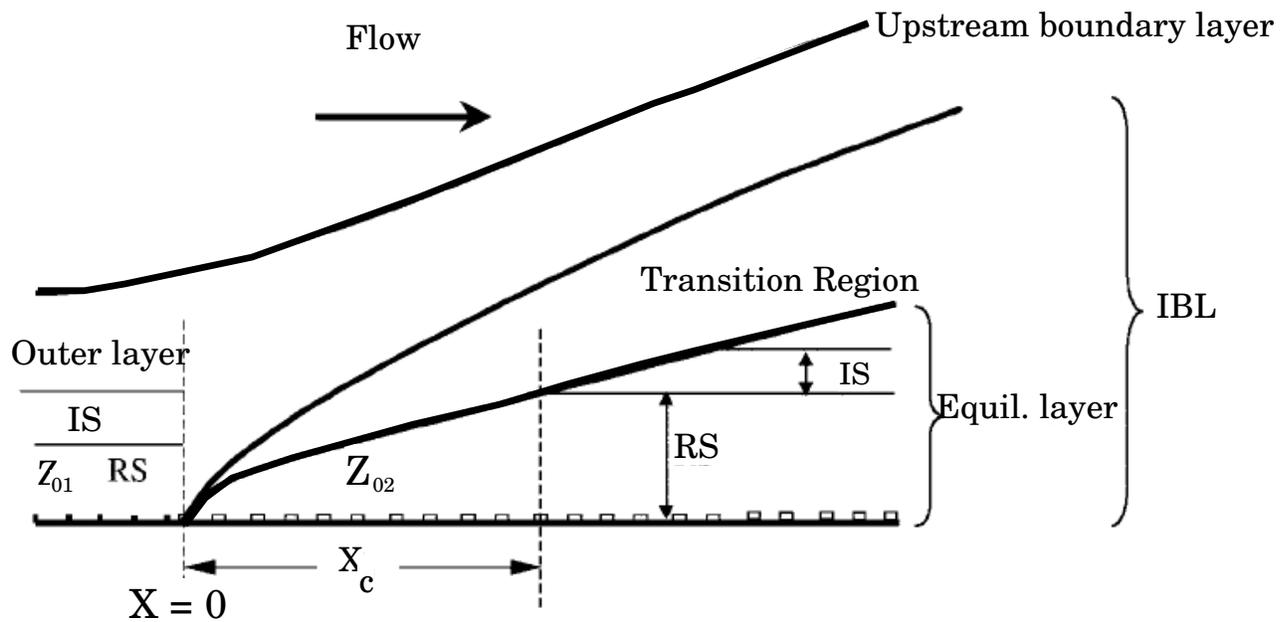


FIG. 3.16 – Structure verticale d'une couche limite neutre au niveau d'un changement de rugosité; d'après Cheng et Castro (2002a).

Cheng et Castro (2002a) ont réalisé une étude en soufflerie afin de documenter l'ajustement de la couche limite après un changement de rugosité. Ils s'intéressent notamment à la structure

verticale des couches limites qui se développent après un changement de rugosité. Comme le représente la figure 3.16, il apparaît que l'influence du changement de rugosité s'atténue rapidement, sur une longueur X_c . Ensuite, sur la nouvelle rugosité, z_{02} , se développe une nouvelle couche de surface appelée également couche limite d'équilibre ("equilibrium layer") qui dépend de z_{02} et qui englobe une couche de transition (sous-couche interne) et la sous-couche rugueuse (RS). L'épaisseur de cette couche d'équilibre est définie comme étant la hauteur où la vitesse en $x = x_i$ vaut 101% de sa valeur en lisse en $x = -x_i$. A partir de cette définition, Cheng et Castro (2002a) établissent que la croissance de l'épaisseur de la couche d'équilibre est une loi puissance en 0.37. Cependant, suivant le pourcentage (101%, 105% ou 110%) et la quantité (\bar{U} ou $\overline{u'w'}$); l'estimation de la croissance varie grandement (entre une loi puissance en 0.37 et 0.45). Pour valider leur données, Cheng et Castro (2002a) utilisent les travaux de Wieringa (1993); lesquels sous-estiment les résultats, ce qui s'explique par le fort rapport $z_h/\delta=0.04$. Au-dessus, de cette couche d'équilibre, il y a une région de transition puis, la couche limite interne (IBL) qui dépend également de z_{02} . La partie supérieure la couche limite (upstream boundary layer) est gouvernée par les conditions amonts, z_{01} . Cette structure verticale dépend du saut de rugosité. Pour des sauts de rugosité importants, il n'y a pas de couche limite qui soit gouvernée par z_{01} et l'ensemble de la nouvelle couche limite est rapidement en équilibre avec z_{02} . Autrement dit, la couche limite interne atteint le haut de la couche limite neutre.

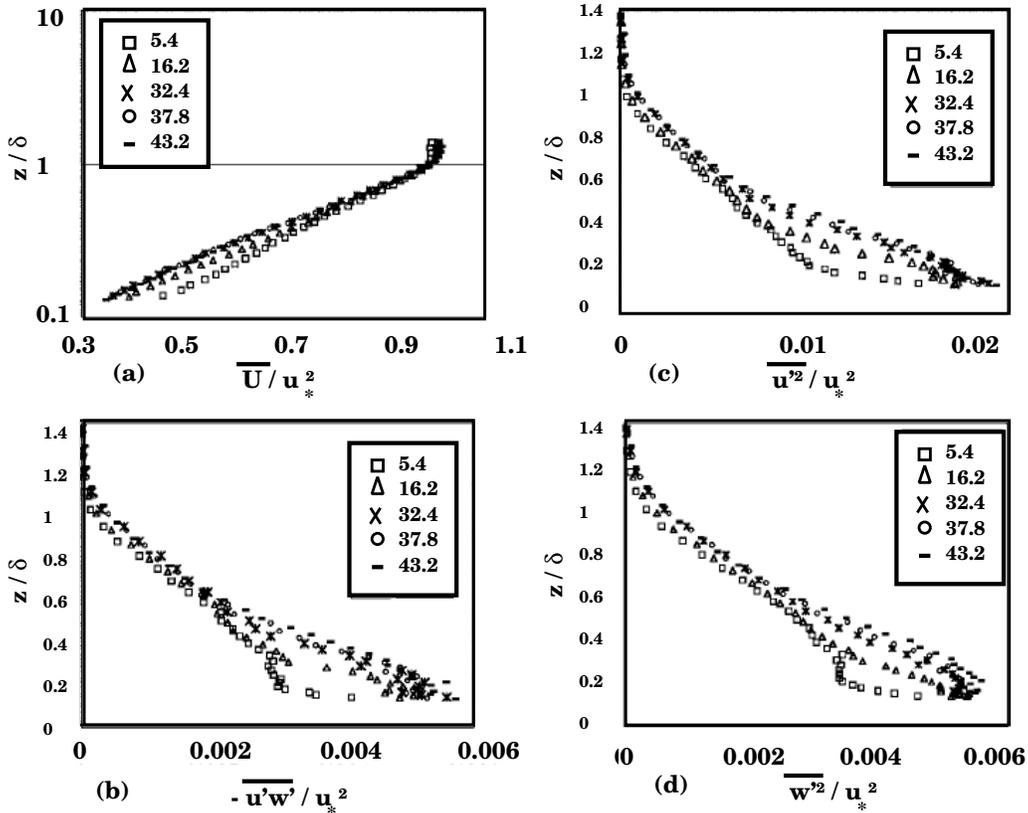


FIG. 3.17 – Profils normalisés de (a) \bar{U}/u_* , (b) $-\overline{u'w'}/u_*^2$, (c) $\overline{u'^2}/u_*^2$ et (d) $\overline{w'^2}/u_*^2$ en différents points ($x/z_h=[5.4; 16.2; 32.4; 37.8; 43.2]$); d'après Cheng et Castro (2002a).

Au niveau du changement de rugosité (voir figure 3.17), Cheng et Castro (2002a) analysent les profils normalisés de \overline{U}/u_* , $-\overline{u'w'}/u_*^2$, $\overline{u'^2}/u_*^2$ et $\overline{w'^2}/u_*^2$ en différentes abscisses. Il apparaît que dans la partie basse ($z/\delta < 0.5$), \overline{U}/u_* diminue lorsque x augmente ce qui signifie que l'écoulement est progressivement ralenti par la nouvelle rugosité. Cela génère parallèlement une augmentation de l'intensité turbulente des flux et variances. A partir de $x/z_h=32.4$, tous les profils se superposent. L'écoulement est en équilibre avec la nouvelle rugosité. Au-dessus, $z/\delta > 0.5$, le changement de rugosité n'a pas d'influence sur la tendance des profils normalisés.

Articles	Approches	Quantités étudiées	Données d'autres articles
Peterson (1969)	numérique (différence centrée, équation de e avec fermeture en K-diffusion)	\overline{U} , $\partial\overline{U}/\partial\ln(z)$, δ , $-\overline{u'w'}$, e	Elliott (1958), Panofsky et Townsend (1964), Miyake (1965), Townsend (1965), Bradley (1968), Yeh et Plate (1968), Taylor (1969)
Antonia et Luxton (1971)	expérimentale (soufflerie, $\delta/z_h \sim [15.2; 24]$, gradient de pression nul)	δ , $\overline{U(z)}$, θ , δ^* , δ^*/θ , c_f , $\overline{u'^2}$, $\overline{w'^2}$, $-\overline{u'w'}$, e , α , L_t , L_t/δ	Klebanoff et Diehl (1951), Elliott (1958), Townsend (1965), Bradshaw (1967), Bradshaw et Ferris (1965)
Rao et al. (1974)	numérique (différence finie, modèle d'ordre élevé : équations des moments de Reynolds et de ε)	\overline{U} , $\frac{\partial\overline{U}}{\partial z}$, δ , $\overline{u'w'}$, $\delta_{u'w'}$, δ_{eq} , $\delta_{eq}/\delta_{u'w'}$, α	Panofsky et Townsend (1964), Dyer (1965), Bradley (1968), Bradshaw et Ferris (1968), Shir (1972), Rose et Murphy (1973)
Pendergrass et Arya (1984)	expérimentale (soufflerie, gradient de pression nul, $\delta/z_h \sim [0.45]$, $M = 2.3$)	δ , $-\overline{u'w'}/U_\infty^2$, $\sqrt{\overline{u'^2}}/U_\infty$, $\sqrt{\overline{w'^2}}/U_\infty$, α	Elliott (1958), Bradley (1968), Peterson (1969), Rao et al. (1974)
Lin et al. (1997)	numérique (large-eddy simulations, LES)	δ , \overline{U} , $\partial\overline{U}/\partial z$, $\partial\overline{u'w'}/\partial z$, tourbillons à faible vitesse ("low-speed streak")	Elliott (1958), Panofsky-Townsend (1964), Townsend (1965), Head et Bandyopadhyay (1981), Krogstad et al. (1992), Lin et al. (1996)
Cheng et Castro (2002a)	expérience (soufflerie, $M=2.14$, $\delta/z_h = 25$, gradient de pression nul)	structure verticale de couches limites, \overline{U}/u_* , $\overline{u'^2}/u_*^2$, $\overline{w'^2}/u_*^2$, $-\overline{u'w'}/u_*^2$	Wieringa (1993)

TAB. 3.3 – Récapitulatif des différentes études réalisées sur les zones de transition.

3.5 Synthèse

Les cas de couche limite neutre développés pour une densité rugueuse dense et homogène sont relativement bien documentés. En particulier, la couche de surface, dont les caractéristiques principales sont la présence d'un point inflexion pour \overline{U} en $z = z_h$ puis une variation logarithmique, et une longueur de mélange qui augmente linéairement.

Pour la couche limite externe en équilibre, les paramètres caractérisant cet état sont identifiés et les champs moyens et turbulents sont renseignés. Par ailleurs, les processus physiques sont mis en évidence à partir des bilans d'énergie et un travail de paramétrisation est effectué ; il apparaît notamment que la longueur de mélange s'écarte de la loi linéaire de la couche de surface.

Il semble également que la communauté scientifique se soit concentrée sur les transitions de couche limite dues à un changement de rugosité. Les différents états de l'écoulement, en terme de zone d'impact, d'ajustement et de développement sont caractérisés. Les lois de croissance d'épaisseur de couche limite semblent s'accorder. L'impact du saut de rugosité sur les champs moyens et turbulents est analysé.

Cependant, cette étude bibliographique ne nous a pas permis de trouver une étude exhaustive qui décrive simultanément en détail :

- l'initialisation, la croissance et l'établissement d'une couche limite neutre, en terme de profils de vents moyen et d'énergie cinétique turbulente et qui est nécessaire pour le travail d'intercomparaison expérience/simulation dont il est question dans cette étude ;
- les champs moyen et turbulent, les différentes échelles de longueurs et les termes des équations bilans (autres que celle de l'énergie cinétique turbulente), nécessaires à la validation d'un schéma de turbulence.

Pour ces raisons, des expériences en veine vont être réalisées afin d'estimer les quantités nécessaires à l'initialisation et la validation des simulations à venir. L'objectif de ces travaux expérimentaux et numériques est de disposer d'un jeu de données complet afin d'améliorer les paramétrisations utilisées dans le schéma de turbulence 1D.

Chapitre 4

Protocole expérimental

4.1 Motivation de l'expérience

Dans le cas d'atmosphère neutre, la modélisation numérique reste difficile et quelques problèmes subsistent. Tout d'abord, les modèles ont du mal à diagnostiquer une longueur de mélange correcte. Ensuite, bien que $\overline{w'^2}$ soit faible par rapport aux variances des vitesses horizontales, l'hypothèse d'isotropie est souvent encore appliquée. Enfin, faute de jeu de données complet (en terme de quantités moyennes et turbulentes), les développements et transition de couches limites neutres simulés ne sont que rarement validés.

Afin de répondre à ces attentes, une expérience a été réalisée en veine hydraulique pour étudier le développement de couches limites neutres lorsqu'un écoulement uniforme rencontre un changement de conditions surfaciques ; dans le cas d'une transition lisse/rugueux. Cette étude a pour but de fournir un jeu de données dans le cas de couche limite neutre qui permet l'initialisation et la validation de simulations réalisées avec le modèle MESO-NH (Lafore et al., 1998). Pour cela, l'expérience en veine devra fournir des données sur :

- les champs moyens en vue d'initialiser les simulations et les valider, en terme notamment de croissance de couche limite ;
- la longueur intégrale fonction de la hauteur et du déplacement dans le sens de l'écoulement ($L(z, x)$) pour estimer les longueurs de dissipation (l_ε) et de mélange (l_m) et ainsi paramétrer les brassages et flux turbulents ;
- les champs turbulents à savoir l'énergie cinétique turbulente (e), les flux et variances des vitesses ($\overline{u'_i u'_j}$ et $\overline{u'_i u'_i}$) afin d'évaluer les termes de production dynamique ainsi que les gradients verticaux et longitudinaux ($\partial/\partial z$ et $\partial/\partial x$) des quantités moyennes et turbulentes (flux, variances et moments d'ordre trois) dans le but de quantifier les différents termes des équations d'évolution.

A terme, cette étude devrait permettre d'améliorer le schéma de turbulence en cas neutre de MESO-NH.

4.2 Configuration expérimentale

4.2.1 Veine hydraulique

La simulation physique en veine hydraulique, comme en soufflerie, permet la reproduction des écoulements de la couche limite atmosphérique en présence de différents types de reliefs ou d'obstacles, quelle que soit la rugosité du terrain. La veine hydraulique à disposition de l'équipe SPEA du CNRM a donc été utilisée afin de reproduire le développement de couches limites neutres sur une rugosité type.

La veine hydraulique (voir figures 4.2 et 4.1) est constituée d'un canal d'expérimentation (22m x 3m x 1m) à surface libre et d'un circuit hydraulique permettant d'assurer et de réguler la circulation au sein de ce canal. Elle peut être utilisée suivant deux modes de fonctionnement :

- le mode statique : le canal est obturé à chacune de ses extrémités ; le fluide est immobile. L'écoulement relatif est produit par le déplacement d'une maquette ;
- le mode dynamique : le fluide circule en circuit fermé.

Il est également possible de reproduire des cas d'atmosphère stratifiée. Un fluide stratifié en densité, gradient de saumure NaCl est alors utilisé en mode statique et même dynamique grâce à des volets escamotables en bout de veine qui offrent la possibilité de travailler avec une à trois couches de densités différentes en circulation.

En sortie de caisson amont, une zone de tranquillisation constituée de filtres permet de réduire la turbulence et d'homogénéiser le flux. Le positionnement et l'efficacité de ces grilles sont d'autant plus importants que la veine n'est pas équipée de convergent. L'utilisation d'un convergent nuirait à la mise en circulation d'un écoulement stratifié et génèrerait des ondes de surface. Un faux plancher en PVC s'étend sur toute la longueur du canal jusqu'à un filtre aval (nid d'abeille précédé d'une grille) pour limiter l'influence des circuits de retour.

La veine est, en outre, équipée d'un banc de mesure permettant de positionner suivant les trois axes (avec une précision inférieure au millimètre) les sondes de mesure. Un système de climatisation régule la température ambiante du laboratoire (600 m² de surface) avec une stabilité de 0.2K. Ce contrôle est intéressant, notamment lors de mesures film chaud.



FIG. 4.2 – Vues de la veine hydraulique.

4.2.2 Tranquillisation et conditions de sol

Pour cette étude, le mode dynamique une couche a été choisi. Dans cette configuration, l'écoulement est mis en mouvement par deux pompes hélices de 20 kW chacune. En sortie des canalisations, il traverse une zone de tranquillisation de 5 m de long, qui comporte une série de plusieurs filtres :

- un matelas situé juste à l'entrée de la veine (abscisse, $X=-5.9\text{m}$, l'origine de l'axe X étant le changement de rugosité) et composé d'une toile nylon, d'un matelas en fil d'acier Inox, d'une grille en nylon et d'une grille en acier ;
- une grille à l'abscisse $X=-5\text{m}$ et dont les mailles sont des carrés de 2 mm de côté et espacés de 8 mm ;
- une grille à l'abscisse $X=-4\text{m}$ constituée d'une tôle perforée de trous de 2 mm de diamètre et espacés de 3 mm ;
- un filtre nid d'abeilles à pas hexagonal de 6 mm et situé à l'abscisse $X=-4\text{m}$.

Ces filtres servent à obtenir un écoulement uniforme et de faible niveau de turbulence. Ils diminuent le taux de turbulence de 20 % à 2 % et éliminent les ondes parasites de grande longueur (période de trois à douze minutes) dues à la mise en régime de l'installation. Cette configuration standard a été mise en place lors de précédentes études. Cependant, des ondes de surfaces persistent après le dernier filtre ; elles sont dues à l'importante perte de charge qui a lieu lors du passage par la zone de tranquillisation. Par conséquent, nous avons dimensionné et installé une plaque polystyrène afin d'étouffer ces ondes de surface.

En aval, à l'abscisse $X=15.7\text{m}$, se trouve également une grille composée d'une toile nylon et d'une grille en acier.

Pour l'expérience mise en oeuvre, qui est détaillée ci-après, on s'intéresse au développement d'une couche limite neutre sur sol rugueux et directement à la zone d'épaississement de couche limite comme schématisé à la figure 4.1. Après le passage des grilles, un plancher rugueux est fixé sur le revêtement lisse de la veine, représenté à la figure 4.3, il initiera le développement d'une couche limite neutre.

La veine hydraulique dispose de trois grandes vitres et d'une petite fenêtre, comme schématisé à la figure 4.3. La visualisation de l'écoulement, interrompue par les murs, n'est donc possible que sur les deux tiers du canal. Pour permettre l'accès visuel au niveau des parties non-vitrées, un miroir a été dimensionné et construit. Son utilisation est détaillée à la partie 4.4.3 lorsque la méthode d'imagerie par vélocimétrie de particules est présentée.

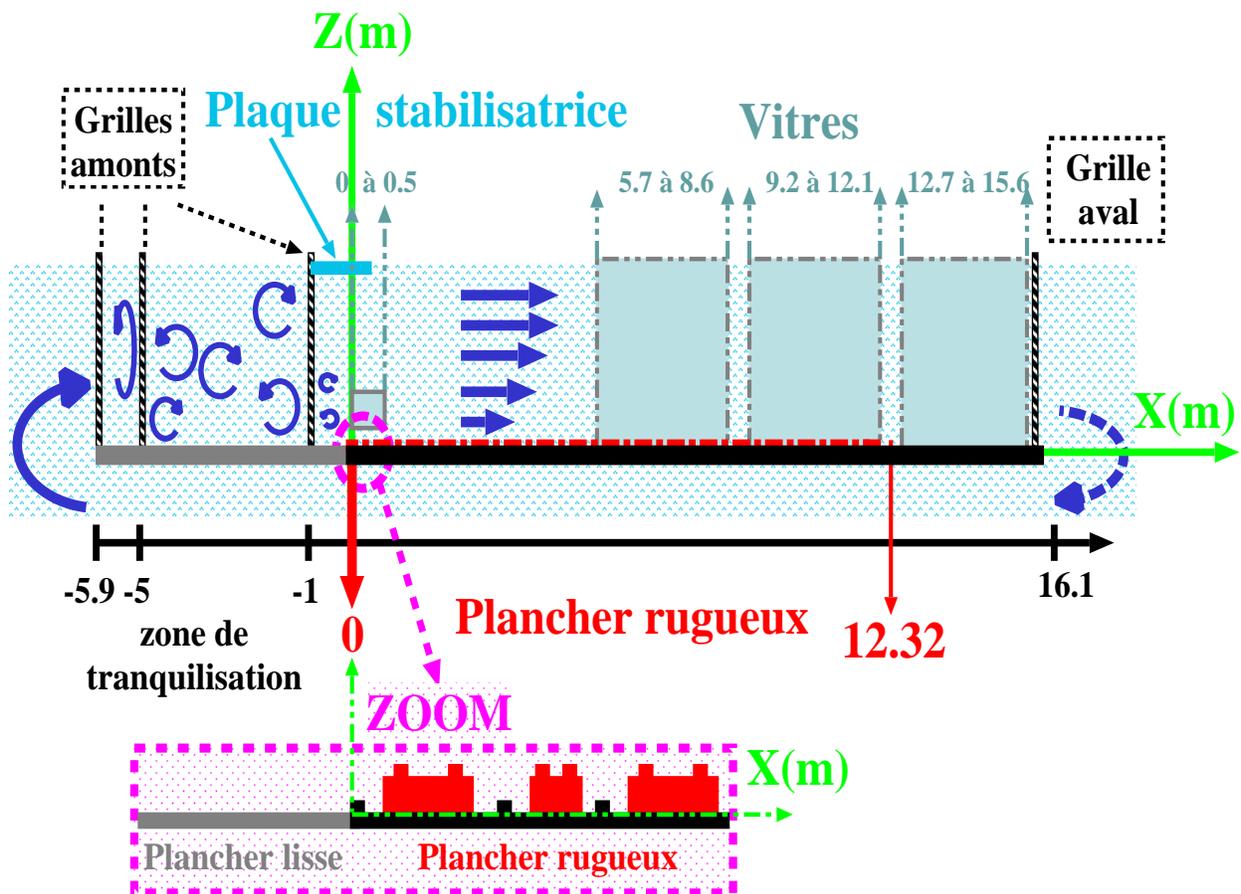


FIG. 4.3 – Schéma descriptif des positions des éléments constitutifs de l'expérience (vitres et planchers).

4.2.3 Caractéristiques des rugosités

- **Choix de la rugosité**

Afin de reproduire le développement d'une couche limite neutre, une rugosité type est installée sur le plancher de la veine hydraulique. D'après les travaux de Perrier et al. (1988), un plancher faiblement rugueux, constitué de plaques de légos[®] permet de créer une rugosité de type rural. En effet, ces plaques ne sont pas lisses mais recouvertes à 31% de tenons qui mesurent $2 \cdot 10^{-3}$ m de hauteur et $2.5 \cdot 10^{-3}$ m de rayon. Ce revêtement présente deux inconvénients. Tout d'abord, le rapport entre la hauteur des obstacles et la profondeur de l'écoulement est trop faible, ces obstacles n'ont que peu d'impact sur le développement de la couche limite ne créant pas assez de frottement. Il est par conséquent indispensable de travailler avec des obstacles plus hauts. Ensuite, au niveau de ces obstacles, l'écoulement est à la limite de la turbulence ; $R_e = \frac{u_* z_0}{\nu} \sim 0.4$ avec ν la viscosité cinématique du fluide et u_* (vitesse de la couche limite de surface), z_0 (échelle des rugosités) pris d'après les expériences de Perrier et al. (1988), réalisées dans la même configuration expérimentale. Nous avons préféré trouver un autre revêtement afin d'avoir un écoulement turbulent au niveau des obstacles en augmentant physiquement le nombre de Reynolds local. De la sorte, en simulant un écoulement pleinement turbulent, un travail de similitude pourra être effectué (voir section 5.9). Il sera alors possible de relier ces expériences en veines avec des cas d'atmosphères réelles.

Deux autres configurations, I et II, ont été envisagées. Elles consistent à disposer des briques de légos[®] en quinconce sur les plaques de base ; ces obstacles occupent respectivement, 25% et 50% de la surface totale des plaques. Au niveau de ces obstacles de $9 \cdot 10^{-3}$ m de haut, le nombre de Reynolds est bien turbulent : $R_e \sim 35$ pour $u_* \sim 0.03 \text{ m.s}^{-1}$ et $z_0=0.0014$ m (d'après les expériences de Perrier et al., 1988). Le schéma de ces agencements est représenté sur la figure 4.4. Il est possible de caractériser ces configurations en terme de densité rugueuse, λ_p , et d'indice d'aire frontale, λ_f , définis comme suit (Raupach et al., 1980 ; Grimmond et Oke, 1999 ; MacDonald, 2000 ; Coceal et Belcher, 2004) :

$$\lambda_p = \frac{A_p}{A_t} \quad (4.1a)$$

$$\lambda_f = \frac{A_f}{A_t} \quad (4.1b)$$

où A_t est l'aire du domaine de référence ($D_x \times D_y$) défini comme modèle répétitif de la configuration, A_p correspond à l'aire horizontale des éléments rugueux compris dans le domaine de référence et A_f à l'aire frontale des éléments rugueux compris dans le domaine de référence. Chaque obstacle i , constitutif du domaine est caractérisé par sa hauteur, z_h , sa dimension transversale, opposée à l'écoulement, L_{y_i} , ainsi que sa dimension longitudinale, parallèle à l'écoulement, L_{x_i} et les espacements transversaux, W_{y_i} , et longitudinaux, W_{x_i} , entre chaque élément. Toutes ces dimensions sont reportées sur le schéma de la figure 4.4, les quantités sont notées dans le tableau 4.1 qui suit :

CONFIG.	DOMAINES		OBSTACLES			ESPACES		AIRES			DENSITES RUGUEUSES	
	D_x	D_y	z_h	L_x	L_y	W_x	W_y	A_p	A_f	A_t	λ_p	λ_f
0	0.79	0.79	0.175	0.49	0.49	0.49	0.49	0.189	0.086	0.617	0.306	0.139
I	6.28	3.17	0.956	1.57	3.17	4.71	0	4.982	3.032	19.927	0.250	0.152
II	3.17	6.28	0.956	1 : 1.57 2 : 3.17	1 : 3.17 2 : 1.57	0.79	0.786	9.963	4.533	19.927	0.500	0.228

TAB. 4.1 – Dimensions et quantités caractérisant les trois configurations. Les unités sont en 10^{-2} m pour les longueurs (D_x , D_y , z_{h_i} , L_x , L_y , W_x , W_y), et en 10^{-4} m pour les aires (A_p , A_f , A_t).

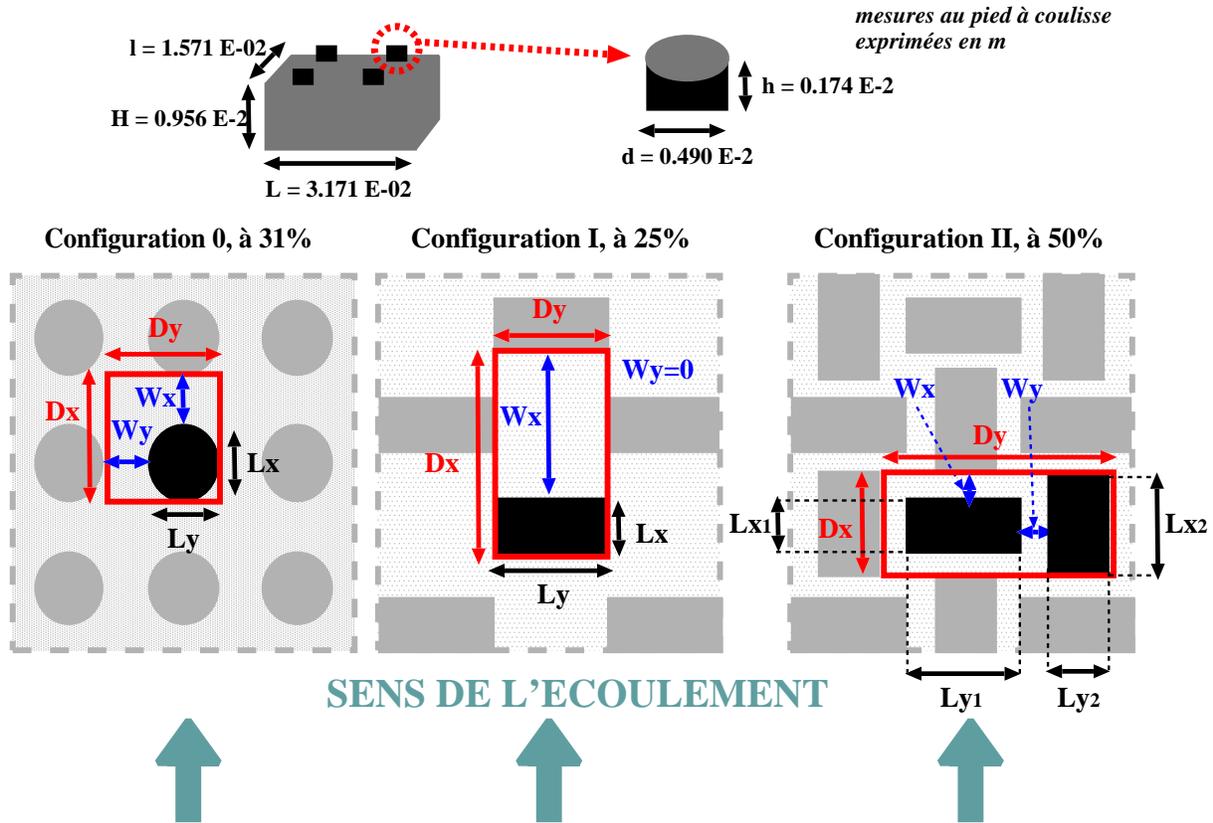


FIG. 4.4 – Schémas des différentes rugosités envisagées.

En terme de densités rugueuses les configurations 0 et I sont proches. Cependant, la hauteur des obstacles est nettement différente ; ce paramètre permet d'augmenter significativement le frottement de la configuration I par rapport à celui de la configuration 0. A partir des caractéristiques géométriques regroupées au tableau 4.1, plusieurs auteurs proposent des estimations de la longueur de déplacement, z_d correspondant à une paroi virtuelle sur laquelle s'applique la résultante de la force de traînée, et de la longueur de rugosité, z_0 , associées à chacun des agencements. Ces méthodes ont été développées afin de déterminer les caractéristiques aérodynamiques de sites urbains à partir de considérations géométriques. A ce stade, ce qui nous intéresse, c'est d'estimer l'impact du changement de la géométrie des rugosités sur l'écoulement.

• **Impact du changement de la configuration des rugosités**

Connaissant la hauteur des éléments z_{h_i} , et la densité rugueuse λ_p , Kondo et Yamazawa (1986) établissent une relation pour déterminer le z_0 (équation 4.2a) en utilisant les données de vents de campagnes de mesures réalisées sur des villes et villages du Japon ainsi que la banque de données du Digital National Land Information afin de valider leur estimation sur l'ensemble du pays. Bottema (1995c, 1997) quant à lui détermine le z_0 et le z_d du domaine, équations 4.2b et 4.2c respectivement, en utilisant la rugosité de chaque élément (i). Ces relations, validées à l'aide de données expérimentales, sont issues d'un modèle analytique fonction entre autre du coefficient de traînée. Ce modèle analytique est dérivé de la loi logarithmique (détaillée à la section 3.2). Dans sa version initiale, Bottema (1995c, 1997), fait une distinction entre les bâtiments et les arbres, une version simplifiée est ici présentée, ne faisant pas intervenir les caractéristiques des arbres, absents de notre étude. Dans cette étude, tous les éléments ont la même hauteur d'où, $\overline{z_h} = z_h$.

$$\text{Kondo et Yamazawa (1986) : } z_0 = 0.25 \frac{\sum_i z_{h_i} A_{p_i}}{A_t} \quad (4.2a)$$

$$\text{Bottema (1995c, 1997) : } z_0 = (\overline{z_h} - z_d) \times \exp \left[- \frac{0.4}{\left(0.5 \frac{\sum_i C_d L_{y_i} z_{h_i}}{A_t} \right)^{0.5}} \right] \overline{z_h} \quad (4.2b)$$

$$z_d = \left[\frac{\sum_i A_{p_i}}{A_t} \right]^{0.6} \overline{z_h} \quad (4.2c)$$

où C_d est le coefficient de traînée que Bottema (1995b) fixe à 0.8 et $\overline{z_h}$ la hauteur moyenne des obstacles.

Connaissant la hauteur des éléments, z_h , et l'indice d'aire frontale, λ_f , Lettau (1969) a proposé une formulation du z_0 :

$$z_0 = 0.5 \overline{z_h} \lambda_f \quad (4.3)$$

Cette relation est établie et validée par des résultats d'expériences menées par des scientifiques de l'Université du Wisconsin (in-situ sur le lac glacé Mendota et en laboratoire en soufflerie). Cependant, des études ont révélé que lorsque les densités rugueuses λ_p ou λ_f dépassent respectivement 0.2 ou 0.3, l'estimation découlant de la relation précédente 4.3, n'est plus valable. Afin de généraliser les travaux de Lettau (1969), par dérivation de la relation de ce dernier (équation 4.3) et en incluant explicitement le coefficient de traînée des obstacles, déduit des données expérimentales de Hall et al. (1998), Macdonald et al. (1998) proposent d'autres formulations :

$$z_d = \left[1 + \alpha^{-\lambda_p} (\lambda_p - 1) \right] \bar{z}_h \quad (4.4a)$$

$$z_0 = (\bar{z}_h - z_d) \exp \left\{ - \left[0.5 \beta \frac{C_d}{\kappa^2} \left(1 - \frac{z_d}{\bar{z}_h} \right) \lambda_f \right]^{-0.5} \right\} \quad (4.4b)$$

où α est un coefficient empirique, κ la constante de Von Karman, fixée à 0.4, C_d le coefficient de traîné pris à 1.2 et β un facteur correctif de ce dernier coefficient. Pour des obstacles cubiques en quinconce, Macdonald et al. (1998) ont ajusté $\alpha=4.43$ et $\beta=1$.

Les valeurs de z_d , z_0 ainsi que leur nombres adimensionnels z_d/z_h et z_0/z_h , plus facilement comparables à d'autres études concernant des sites réels, sont donnés au tableau 4.2 suivant :

	Kondo et Yamazawa (1986)			Bottema (1995c, 1997)		
	Config. 0	Config. I	Config. II	Config. 0	Config. I	Config. II
z_d (m)	*****	*****	*****	0.0009	0.0042	0.0063
z_0 (m)	0.0001	0.0006	0.0012	0.0000003	0.000010	0.000008
z_d / z_h	*****	*****	*****	0.49	0.44	0.66
z_0 / z_h	0.0764	0.0625	0.125	0.0002	0.0011	0.0009
	Lettau (1969)			Macdonald et al. (1998)		
	Config. 0	Config. I	Config. II	Config. 0	Config. I	Config. II
z_d (m)	*****	*****	*****	0.0010	0.0046	0.0073
z_0 (m)	0.0001	0.0007	0.0011	0.0001	0.0008	0.0002
z_d / z_h	*****	*****	*****	0.56	0.48	0.76
z_0 / z_h	0.0695	0.0761	0.1138	0.0547	0.0820	0.0258

TAB. 4.2 – Echelles caractéristiques des trois configurations ; z_d , z_0 ainsi que leur nombres adimensionnels z_d/z_h et z_0/z_h calculés d'après les études de Kondo et Yamazawa (1986), Bottema (1995c, 1997), Lettau (1969) et Macdonald et al. (1998).

Concernant l'estimation de z_d , les deux formulations disponibles, Bottema (1995c, 1997) et Macdonald et al. (1998), donnent des résultats similaires et cohérents. Néanmoins, d'autres approches sont nécessaires afin d'avérer ces estimations.

Concernant l'évaluation de z_0 , il apparaît que la méthode proposée par Bottema (1995c, 1997) fournit des valeurs nettement inférieures aux autres. En effet, les autres estimations s'accordent autour de :

- $z_0 = 0.0001$ m pour la configuration 0 ;
- $z_0 = 0.0007$ m pour la configuration I ;
- $z_0 = 0.001$ m pour la configuration II.

Uniquement pour la configuration II, par rapport aux calculs de Kondo et Yamazawa (1986) et Lettau (1969), l'approche de Macdonald et al. (1998) sous-estime la valeur du z_0 . Cependant, en se reportant à l'analyse des données de la section 5.5, le z_0 rugueux de cette même configuration est estimé à 0.0003 m ce qui tend à avérer l'approche de Macdonald et al. (1998).

Hormis les résultats de Kondo et Yamazawa (1986), ces évaluations vérifient une conclusion de Jackson (1981). Ce dernier a mis en évidence que pour des éléments rugueux devenant plus proches, et donc une densité rugueuse qui augmente, z_0 diminue alors que z_d tend à augmenter, jusqu'à une valeur limite qui serait la hauteur des éléments rugueux, z_h .

Grimmond et Oke (1999) reprennent et comparent différentes approches pour estimer z_d et z_0 , à partir de caractéristiques géométriques ou aérodynamiques des structures rugueuses. Pour les méthodes géométriques, dont quatre ont été utilisées précédemment, Grimmond et Oke (1999) insistent sur leur domaine de validité; $\lambda_p < 0.6$ et $\lambda_f < 0.4$. Ils mettent en évidence que les tests de sensibilité pour ces approches donnent une gamme de résultats relativement large. Ainsi, bien que simple d'utilisation, le nombre de variables impliquées dans ces formulations et leur complexe interdépendance, tend à limiter la validité de ces approches géométriques.

Les expériences en veine hydraulique ont été réalisées sur les configurations I et II. Cependant, faute de temps, le traitement des données n'a pu être effectué que pour la configuration II. Aussi dans la suite du manuscrit, seuls les renseignements concernant cette configuration, visible à la figure 4.5, seront mentionnés.

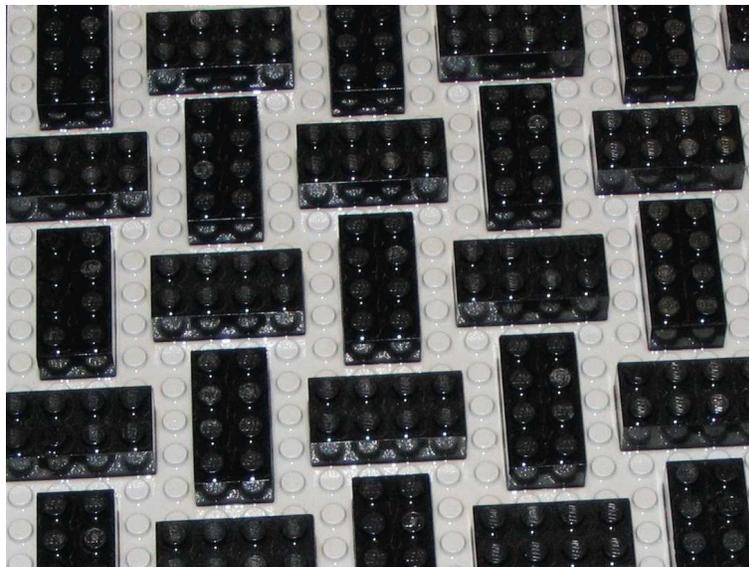


FIG. 4.5 – Photo de la configuration II étudiée.

4.3 Mesures préliminaires et dimensionnement

4.3.1 Laser Doppler Vélocimétrie (LDV)

Dans cette étude, cette technique a été utilisée afin d'étalonner les pompes et d'estimer l'épaisseur des couches limites développées.

• Principe

La vélocimétrie laser est une technique de mesure optique et non-intrusive qui permet l'estimation de la vitesse en un point de l'écoulement. Les mesures sont réalisées à l'intersection de deux faisceaux laser qui forment un réseau d'interfranges (alternance de plans lumineux et sombres). Les particulesensemencées réfléchissent la lumière lorsqu'elles traversent une frange brillante du réseau. Cette lumière est capturée par un photomultiplicateur qui converti les fluctuations d'intensité lumineuse en signal électrique. La fréquence des flashes lumineux (fréquence Doppler) est proportionnelle à la vitesse de l'écoulement au point de mesure. Selon la configuration du système, il est possible d'acquérir les trois composantes de vitesse simultanément. Toutefois, l'acquisition d'une composante de vitesse nécessitant l'utilisation de deux faisceaux convergents, il est nécessaire de travailler avec six faisceaux afin d'acquérir les trois composantes simultanément. Lors de cette expérience, ne disposant que de deux faisceaux convergents, une seule composante a été mesurée.

Le dispositif utilisé pour ce système unidimensionnel de mesures de fréquences est le suivant :

- Un **laser** (*Inova Coherent*[®] 90 argon-ion laser, single-line output ; TEM⁰⁰ mode ; Model 9108 Collimator, 514.5nm, 1W) génère un faisceau de lumière continue de longueur d'onde λ (ici vert : $\lambda=514.5\text{nm}$).
- Ce faisceau traverse ensuite un **séparateur de faisceau** (*ColorBurst*[®] Multicolor Receiver ; TSI modèle 9201) puis les faisceaux passent par une **cellule de Bragg** qui est un bloc de verre monté sur un piézo-cristal vibrant. Cette vibration génère des ondes acoustiques qui agissent comme une grille optique qui sélectionne deux faisceaux d'égale intensité mais décalés en fréquence. Ce décalage en fréquence permet de mesurer des vitesses proches de zéro ou négatives.
- Chaque faisceau est focalisé dans une fibre optique jusqu'à une **sonde optique de transmission/réception**. Dans cette sonde, les faisceaux qui sortent parallèles des fibres optiques sont focalisés par des lentilles convergentes. La sonde est positionnée verticalement les faisceaux dirigés vers le plancher et son déplacement vertical est assuré par un banc microcontrôle.
- Un **volume de mesure**, mesurant 5mm de long (Z) par 1mm de large (X, Y) est ainsi créé au niveau de l'intersection de ces faisceaux. L'intensité lumineuse est modulée par l'interférence des faisceaux laser. Cela produit des plans parallèles de forte intensité lumineuse appelés **franges**. La distance entre les franges ou interfrange, d_f , est caractérisée par la longueur d'onde λ de la lumière laser et par l'angle entre les faisceaux θ : $d_f = \frac{\lambda}{2 \sin(\theta/2)}$

- L'information sur la vitesse de l'écoulement provient de la lumière réfléchiée par les fines **particules** transportées par le fluide et qui traversent le volume de mesure. Il n'a pas été nécessaire d'ensemencer l'écoulement car il contenait suffisamment de particules naturelles, contrairement aux gaz. Idéalement, les particules sont assez petites pour suivre le mouvement et assez larges pour réfléchir suffisamment de lumière afin d'obtenir un rapport signal sur bruit correct en sortie du photo-détecteur.
- La lumière ainsi réfléchiée est collectée par des lentilles réceptrices et focalisée sur un **photo-détecteur** (*ColorLink Plus[®] Multicolor Receiver*; TSI modèle 9230) produisant un signal de fréquence Doppler, f_D . La vitesse, \bar{U} , est calculée à partir de la fréquence Doppler, f_D , et de l'interfrange, d_f :

$$\bar{U} = d_f f_D = \frac{\lambda}{2 \sin(\theta/2)} f_D.$$

- Les rafales Doppler sont filtrées et amplifiées par un **processeur de signal** (*IFA 755[®] Digital Burst Correlator*; TSI) qui détermine f_D pour chaque particule par analyse de fréquence en utilisant un algorithme de transformation de Fourier rapide. Lors des mesures, la fréquence d'acquisition a été prise à 100Hz afin de réaliser des prises d'environ 6000 points en chaque position de la sonde (soit pendant 1 minute).

Les mesures LDV ont servi à réaliser des profils verticaux de \bar{U} . La sonde était positionnée verticalement avec le point focal 0.1m au-dessous. Cette sonde était fixée sur un bras dont le déplacement était assuré par un banc microcontrôle (précis au centième de millimètre).

• Etalonnage des pompes

Afin de couvrir un plus large panel de configurations expérimentales, pour chaque rugosité (ici configuration II) envisagée, deux vitesses d'écoulement vont être utilisées. L'inconvénient de l'installation hydraulique est que la vitesse de circulation du fluide n'est pas connue pour le montage que nous avons choisi. En effet, cette vitesse dépend entre autre du type de maquette utilisé, du revêtement du plancher de la veine, de la hauteur d'eau avec laquelle les expériences sont réalisées. Pour ces raisons, un étalonnage des pompes a été réalisé via des mesures LDV. Pour la configuration II, la vitesse prise comme référence, $\overline{U_{ref}}$ ($m.s^{-1}$), a été mesurée au centre de la veine, à 0.5m du plancher et $X_b = -0.1m$ soit 0.9m du dernier filtre. Cette vitesse a été déterminée en fonction du nombre de tours, T ($tour.min^{-1}$), des pompes :

$$\overline{U_{ref}} = a T + b \quad (4.5)$$

avec $a = 0.00048 m.min.tr^{-1}.s^{-1}$ et $b = 0.00045 m.s^{-1}$ La courbe d'étalonnage correspondante est visible à la figure 4.6 ci-après.

Pour l'expérience à venir, il est nécessaire d'avoir des vitesses d'écoulement importantes, suffisamment différentes et qui n'entraînent pas un fonctionnement en sur-régime des pompes, régime atteint à $950 tr.min^{-1}$. Aux vues de ces conditions, les vitesses 0.34 et $0.43 m.s^{-1}$ ont été choisies, soit respectivement 700 et $900 tr.min^{-1}$.

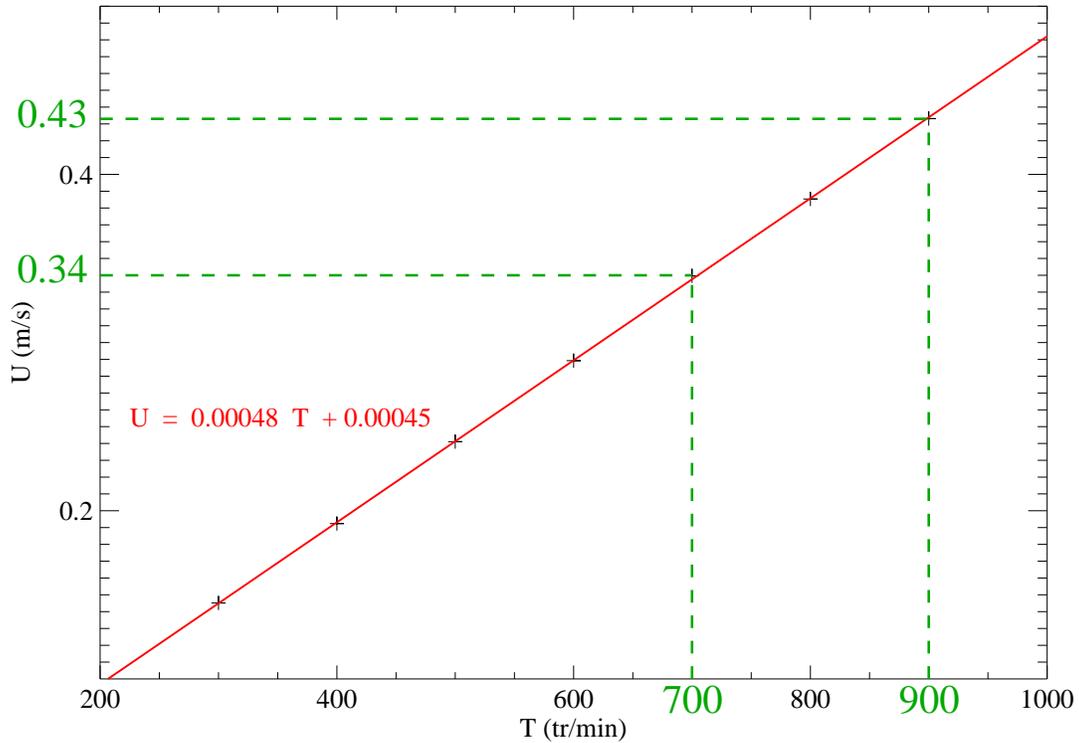


FIG. 4.6 – Courbe d'étalonnage des pompes ($X_b=-0.5m$; $z=0.5m$; centre de la veine; Config. II).

- **Estimation de la hauteur de couche limite**

Les mesures LDV ont également servi à documenter la couche limite neutre en vue d'estimer sa hauteur de couche limite afin de prédimensionner la hauteur des champs longitudinaux à étudier via la PIV. Des sondages ont été effectués en milieu ($y = 0m$) et à 1 m du bord de veine ($y = 0.5m$) tout le long de la veine. L'examen des profils de vitesse, représentés aux figures 4.7 et 4.8 pour les tests respectivement à $700 \text{ tr}\cdot\text{min}^{-1}$ et $900 \text{ tr}\cdot\text{min}^{-1}$, met en évidence une augmentation des vitesses en $Z=0.2 \text{ m}$, près de l'origine du plancher rugueux ($X=0.1$ et 0.9 m). De type ressaut, ce renforcement disparaît plus en aval. Cette perturbation est provoquée par la configuration amont du plancher contre le dernier filtre en nid d'abeilles, ainsi que par l'absence de circulation en dessous du plancher. Des essais complémentaires, menés par Perrier et al. (1988), ont montré que lorsque le bord d'attaque du plancher est finement biseauté et qu'une circulation suffisante est établie en dessous, le renforcement des vitesses est très faible. En outre, Perrier et al. (1988) ont vérifié que ce renforcement n'affectait en rien les caractéristiques turbulentes de la couche limite de surface sous-jacente.

En plus des mesures de vitesses, le logiciel FINDTM for Windows, associé à l'IFA755[®], fournit une estimation de l'intensité turbulente, définie par :

$$Int. Turb. = \frac{\sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n U^2}{n} - \bar{U}^2}}{\bar{U}} \cdot 100 \quad (4.6)$$

où n représente le nombre d'acquisition en un point, U est la vitesse de l'écoulement au point de mesure et \bar{U} la moyenne temporelle de la vitesse en un point.

Sur les figures 4.7 et 4.8, est mis en évidence un ralentissement des vitesses à $Y=1\text{m}$ comparé à celles prises au centre de la veine ($Y=0\text{m}$). Les intensités turbulentes sont inversement plus faibles. Cela peut être mis en relation avec l'épaississement des couches limites qui se développent sur les parois de la veine. Par ailleurs, pour X croissant, les cisaillements des vitesses et des intensités turbulentes deviennent plus importants. Cette tendance est à relier à la croissance de la couche limite sur la nouvelle rugosité qui est identiquement mise en évidence par les données de vitesses ou d'intensités turbulentes. Le ralentissement des vitesses dans la partie basse provoque une accélération dans la zone de l'écoulement située hors de la couche limite où \bar{U} passe de 0.34 m.s^{-1} en $X=0.10\text{m}$ à 0.36 m.s^{-1} en $X=12.4\text{m}$ à 700 tr.min^{-1} (respectivement de 0.43 m.s^{-1} en $X=0.10\text{m}$ à 0.46 m.s^{-1} en $X=12.4\text{m}$ à 900 tr.min^{-1}). Dans la partie haute, hors couche limite, l'intensité turbulente demeure constante ; de l'ordre de 2% tant à 700 tr.min^{-1} qu'à 900 tr.min^{-1} .

L'analyse des données LDV de vitesse et d'intensité turbulente donne une première estimation de la hauteur de la couche limite développée à 700 et 900 tr.min^{-1} , soit :

Régime	Abscisse (m)				
	-0.16	0.10	6	10.70	12.40
900 tr.min^{-1}	0.15	0.15	0.25	0.45	0.5
700 tr.min^{-1}	0.15	0.15	0.2	0.4	0.45

TAB. 4.3 – Hauteur des couches limites, exprimées en mètre, développées à 900 et 700 tr.min^{-1} .

Les valeurs présentées dans le tableau 4.3 ne sont que des estimations de la hauteur des couches limites neutres développées. En effet, les sondages LDV ont été réalisés dans le but de dimensionner les champs PIV (voir section 7.4) et non pas pour documenter précisément les couches limites neutres. La hauteur de la couche limite varie de 0.15 m en lisse et début de rugueux jusqu'à environ 0.5 m en fin de plancher rugueux. Ainsi des coupes verticales d'une soixantaine de centimètres devront être prises afin de visualiser le développement intégral de la couche limite.

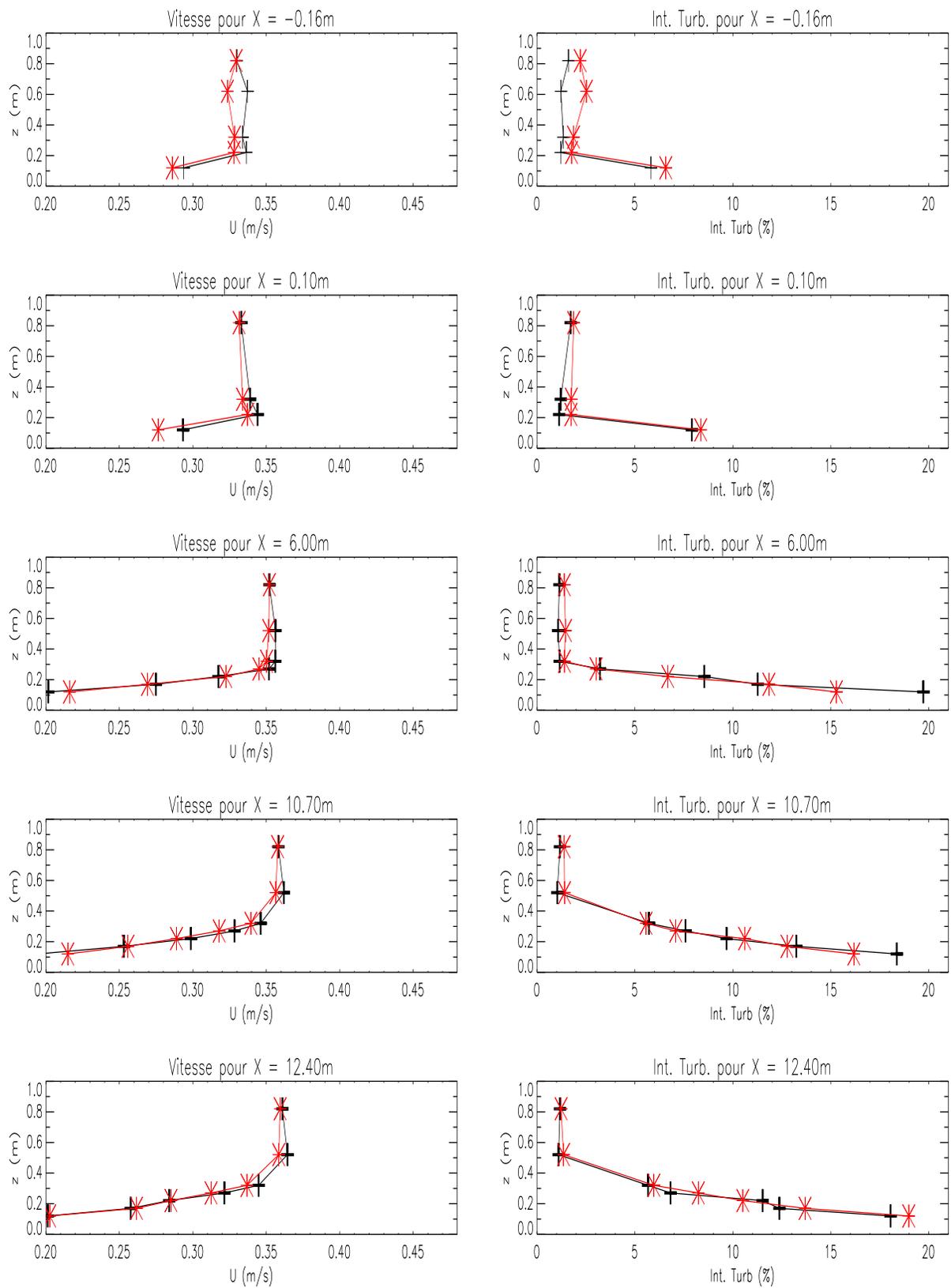


FIG. 4.7 – Sondages LDV à 700 tr.min^{-1} , à 1 m du bord (rouge) et au milieu (noir), $\overline{U_\infty} = 0.35 \text{ m.s}^{-1}$; config. II.

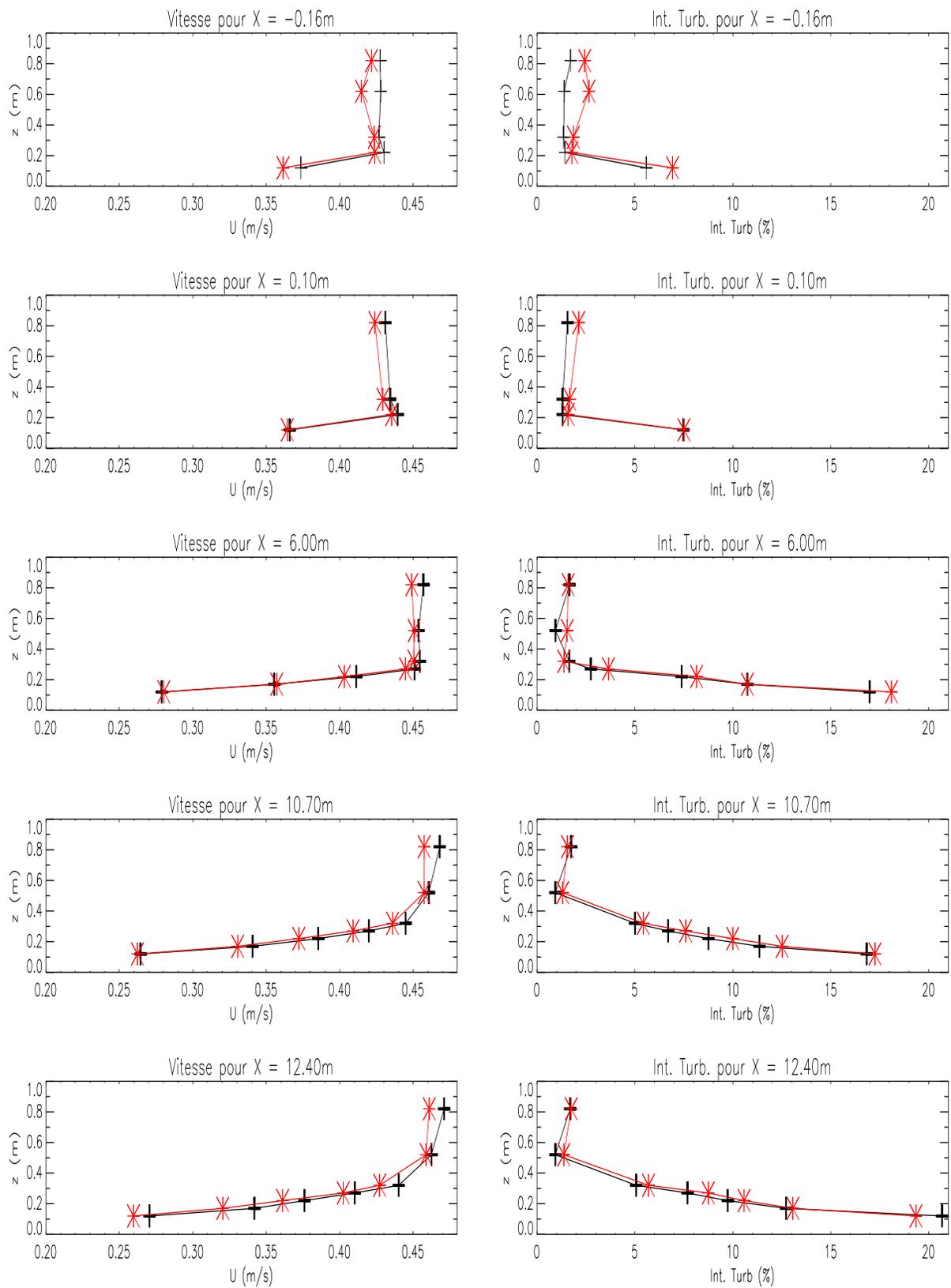


FIG. 4.8 – Sondages LDV à 900 tr.min^{-1} , à 1 m du bord (rouge), et au milieu (noir), $\overline{U}_\infty = 0.45 \text{ m.s}^{-1}$; config. II.

Bien que les profils au milieu et bord de veine se superposent, il y a un léger décalage pour chaque hauteur du sondage entre le point du milieu et celui du bord de veine. Cet écart entre les mesures en milieu et bord de veine est faible. Le tracé de ces écarts en chaque abscisse est visible à la figure 4.9. Une analyse de ces profils révèle que ces écarts sont négligeables. En effet :

- ★ pour les vitesses, la moyenne, $\Delta\bar{U}$ et l'écart type de ces différences de vitesse sont :
 - ▷ 0.0075 m.s^{-1} soit 1.85% avec un écart type de 0.005 m.s^{-1} pour 900 tr.min^{-1} ;
 - ▷ 0.0032 m.s^{-1} soit 1.02% avec un écart type de 0.008 m.s^{-1} pour 700 tr.min^{-1} ;
- ★ pour les intensités turbulentes, la moyenne et l'écart type de ces différences sont :
 - ▷ -0.49 soit 0.08% avec un écart type de 0.56 % pour 900 tr.min^{-1} ;
 - ▷ -0.06 soit 1.03% avec un écart type de 1.17 % pour 700 tr.min^{-1} .

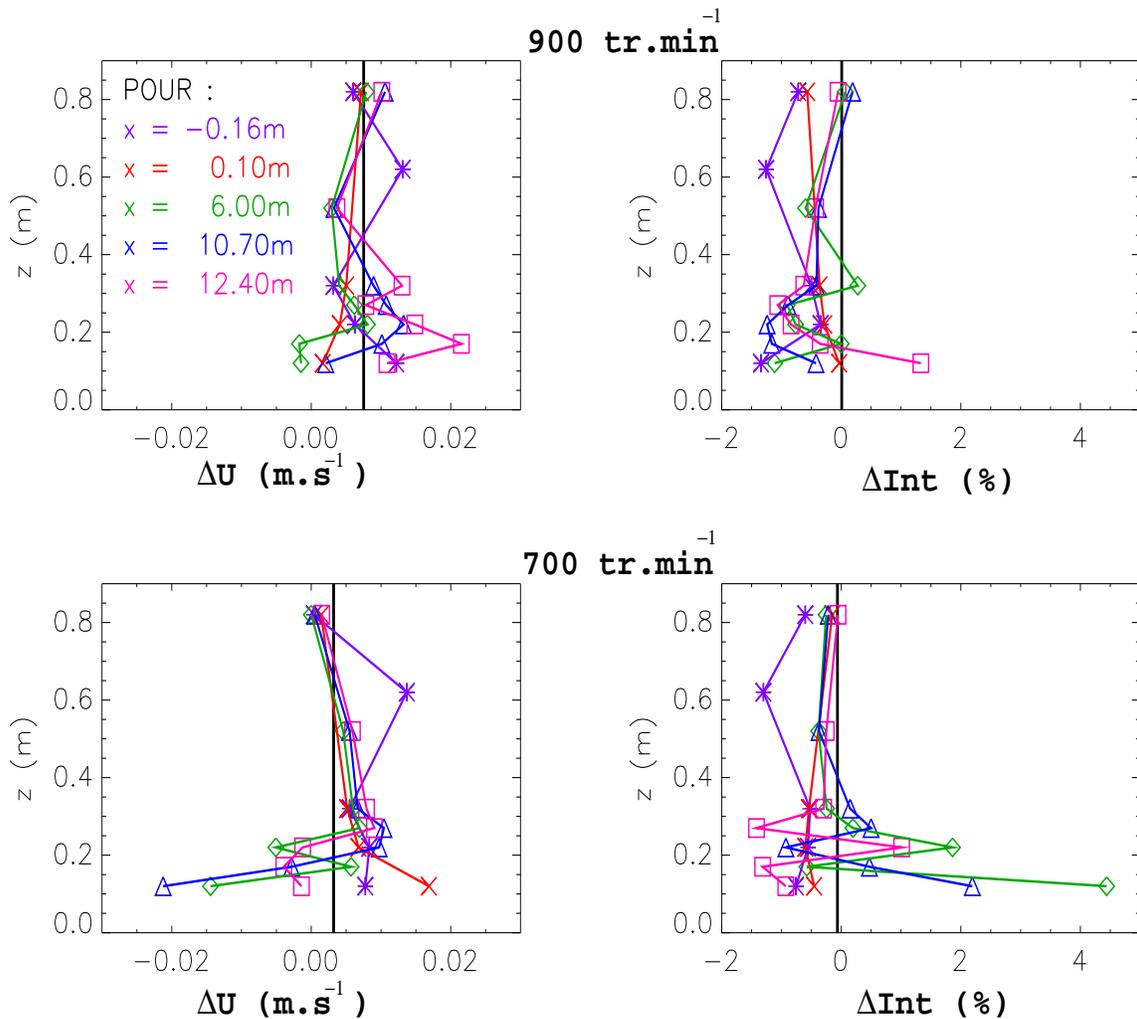


FIG. 4.9 – Profils des écarts de vitesse et intensité turbulente entre les sondages en milieu et bord de veine.

4.3.2 Estimation des frottements pariétaux

Pour chacune des configurations envisagées, des mesures de hauteur d'eau ont été effectuées sur la longueur de la plaque rugueuse (12m). Le long de l'axe central, les mesures ont été effectuées en neuf positions espacées de 1.5 m suivant X . Pour chacune de ces positions, trois sondages ont été pris, à $Y=[0.0 ; 0.5 ; 1]$ m. Le but étant :

- d'estimer les pertes de charges, essentiellement par frottement, sur plaques rugueuses :

$$\tau = -\rho g R_H \frac{\delta H_T}{\delta x} \quad (4.7)$$

avec $H_T = \beta' \frac{\overline{U^2}}{2g} + \beta H + z_f$ et $R_H = \frac{BH}{B+2H}$

où B est la largeur du canal, H la hauteur d'eau, β coefficient de non-hydrostaticité, β' coefficient de non-uniformité de la vitesse dans la section et z_f la cote du fond.

- de vérifier si l'effet de couche limite de paroi est significatif. Auquel cas les profils de ligne d'eau selon l'axe transversal serait non rectiligne, légèrement plus haut sur les bords de la veine qu'au centre.

Ces mesures ont été effectuées à l'aide d'une pointe mécanique, visible à la figure 4.10, pilotée par un banc micro-contrôle dont la précision de déplacement est de l'ordre du centième de millimètre. Cette pointe est équipée d'un disque en PVC, cela facilite la visualisation de la surface de l'eau. Le point surface est pris lorsque les ridules en surface s'estompent en aval du disque.

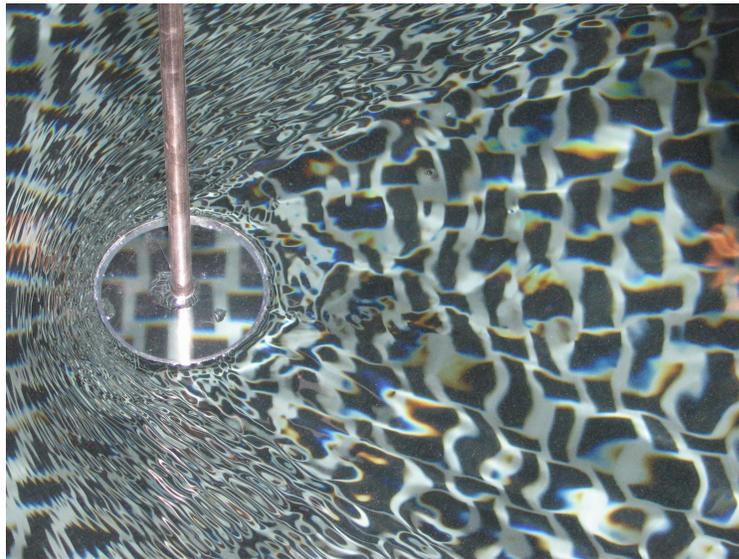


FIG. 4.10 – Photo de la pointe mécanique.

Aucune variation significative de la hauteur d'eau n'a été enregistrée ; tout au plus 1 mm sur la transversale et la longueur du plancher rugueux. Ces écarts sont de l'ordre des erreurs de mesures commises lors de l'estimation des hauteurs d'eau. Par conséquent, ces frottements ne sont pas mesurables par cette méthode.

4.4 Mesures de vélocimétrie par imagerie de particules (PIV)

La vélocimétrie par imagerie de particules (PIV) est un outil qui permet de documenter finement des écoulements fluides. C'est une technique non-intrusive qui offre une résolution spatiale au minimum bidimensionnelle. Un point faible de ce procédé demeure la résolution temporelle qui est légèrement moindre par exemple que celle des mesures par fils chauds ¹.

4.4.1 Objectif scientifique

L'étude de la couche limite neutre développée est réalisée via la méthode d'imagerie par vélocimétrie de particules, soit P.I.V. (Particle Image Velocimetry). Cette méthode consiste à ensemencer un fluide de particules réfléchissantes. Elles sont éclairées par une nappe laser, ceci constitue alors un plan d'observation. Ce plan est filmé à l'aide d'une caméra digitale. Des prises de vue sont réalisées à différents instants de l'écoulement afin de capturer la position des particules. Par traitement numérique, on identifie des petits groupements de particules sur une image prise à un instant t et on cherche leur position sur l'image suivante à l'instant $t + \delta t$. Connaissant ainsi leur déplacement et le temps nécessaire à ce déplacement, la vitesse de ce petit groupement est déterminée par corrélation. Le plan d'observation permet alors de mesurer le champ de vitesse dans ce plan. Cette méthode présente un double intérêt : d'une part, elle est non intrusive, et d'autre part, elle permet une mesure des champs de vitesse bidimensionnels. Reste un point essentiel à discuter : comment obtenir une résolution spatiale suffisante pour mesurer les phénomènes désirés ?

La PIV consiste à mesurer le champ de vitesse instantanée dans un plan de dimension L_O (O comme Objet). Ce plan est filmé par une caméra dont la taille et la résolution du capteur donnent une image de dimension L_I exprimée en pixels (I comme Image) et imposée par les caractéristiques du capteur de la caméra. Au sein de cette image, il est possible de caractériser des structures de dimension L_I . Suivant les phénomènes à décrire, L_I correspond aux grandes ou aux petites échelles de l'écoulement. Dans notre cas, on s'intéresse aux structures turbulentes constitutives de la couche limite neutre. Autrement dit, le but de nos expériences est, idéalement, de pouvoir mesurer toute la gamme d'échelles, des plus grandes aux plus petites échelles de la turbulence, afin de réaliser des bilans turbulents. Lorsque le spectre des échelles ne peut totalement être englobé, un choix doit être fait entre mesurer les petites ou les grandes échelles. Si l'image ne se concentre que sur ces petites échelles, des fluctuations de petites échelles sont attribuées à des mouvements de petites échelles alors que ces variations peuvent provenir de l'interaction entre les phénomènes de grandes échelles (brassages par les gros tourbillons) et ceux de petites échelles (échelles dissipatives). Ainsi, si un choix est à faire, il est faut régler l'image de sorte à se concentrer sur le spectre d'énergie des grands tourbillons, au risque de ne pas résoudre les échelles dissipatives de l'écoulement, lesquelles peuvent néanmoins être estimées en se référant

¹essentiellement lorsque le fluide est de l'air car dans l'eau la résolution temporelle de la PIV est équivalente aux autres techniques de mesure

aux théories de la turbulence.

Les montages mis en oeuvre et la résolution maximale qui a pu être effectivement obtenue sont exposés par la suite (section 4.4.3).

4.4.2 Traitement P.I.V. : Principe et avantages du logiciel post-traitement

Il a été choisi de traiter les images P.I.V. avec le logiciel VSV développé par Fincham et Spedding (1997) et Fincham et Delerce (2000). L'acquisition des images nécessaires au calcul des champs de vitesse par le logiciel VSV, est organisée comme suit : des rafales ou bursts de n images sont pris à une fréquence "donnée", ou plutôt à déterminer en fonction de l'échelle du phénomène à observer. Le lapse de temps δt entre les images d'une rafale peut être variable (selon que le traitement se fasse entre les images n et $n - 1$ ou n et $n - 2$, par exemple), permettant à l'utilisateur de choisir le pas de temps approprié à l'amplitude du champ de vitesse des zones analysées sur une même image.

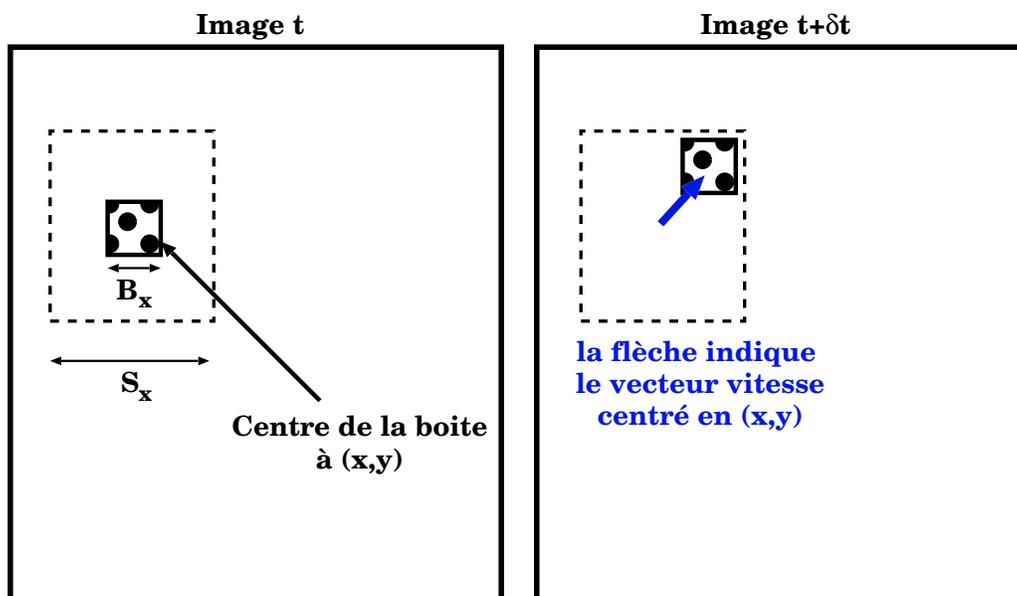


FIG. 4.11 – Utilisation de la boîte de corrélation ; d'après Fincham et Spedding (1997).

Le principe du logiciel VSV consiste à rechercher le pic de corrélation spatial à partir d'une boîte de corrélation (de dimensions $B_x \times B_y$) dans une surface de recherche (de dimensions $S_x \times S_y$) entre une image à t et une image à $t + \delta t$. Cette boîte est le domaine de recherche du motif de particules inscrit dans la boîte $B_x \times B_y$ centrée en un point d'une grille régulière. La particularité de VSV est que les tailles de ces boîtes sont indépendantes dans les deux directions et à l'ordre du pixel (voir figure 4.11). Un décentrage de la boîte de recherche peut être introduit, ce qui est très utile lorsqu'il y a un déplacement important dans une direction privilégiée car cela

réduit le temps de calcul. Plus le temps δt entre deux images est important, plus le déplacement du motif entre deux images est important. Il est alors nécessaire d'utiliser une boîte de recherche $S_x \times S_y$ plus grande, ce qui augmente fortement les temps de calcul. Un déplacement optimal de particules entre deux images est de 5 pixels. Lors de l'expérimentation, un soin particulier sera donc porté à l'ajustement du temps de prise de vue δt afin que la majeure partie des déplacements de particules dans l'image soient de 5 pixels.

Par ailleurs, l'objectif de nos mesures est d'obtenir une résolution maximale donc sub-pixel du champ de vitesse. De la sorte, un autre phénomène qui est à prendre à compte et qu'il est nécessaire de corriger (éliminer) est le "peak-locking". L'effet du "peak-locking" est un décalage systématique de l'estimation sub-pixel de l'emplacement du maximum de corrélation. Le "peak-locking" est par conséquent nuisible à l'estimation des gradients (par exemple : champs de vorticité). Fincham et Delerce (2000) ont observé une périodicité des erreurs sub-pixels commises (voir figure 4.12). L'erreur est décomposée suivant un signal moyen périodique, l'écart type autour de la moyenne et la variance de l'erreur. Leur algorithme permet de retirer l'erreur moyenne, qui est un signal périodique (voir figure 4.13), en utilisant des splines suivant les deux directions (x, z) simultanément qui permettent de fitter le pic de corrélation.

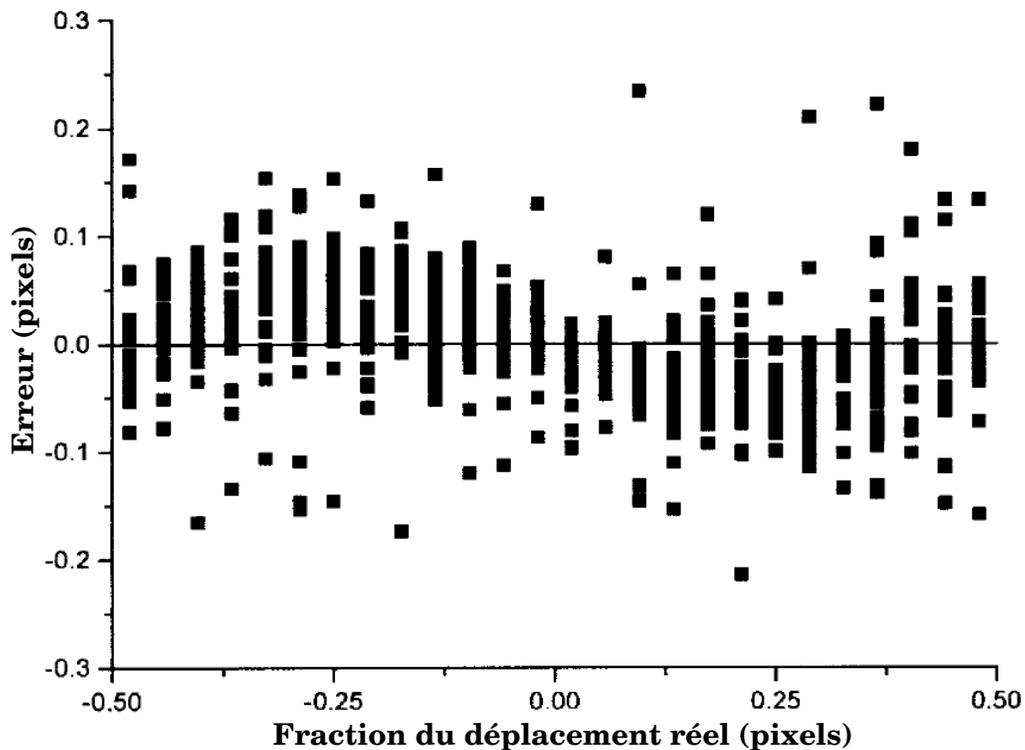


FIG. 4.12 – Erreur en fonction des fractions du déplacement ; d'après Fincham et Spedding (2000).

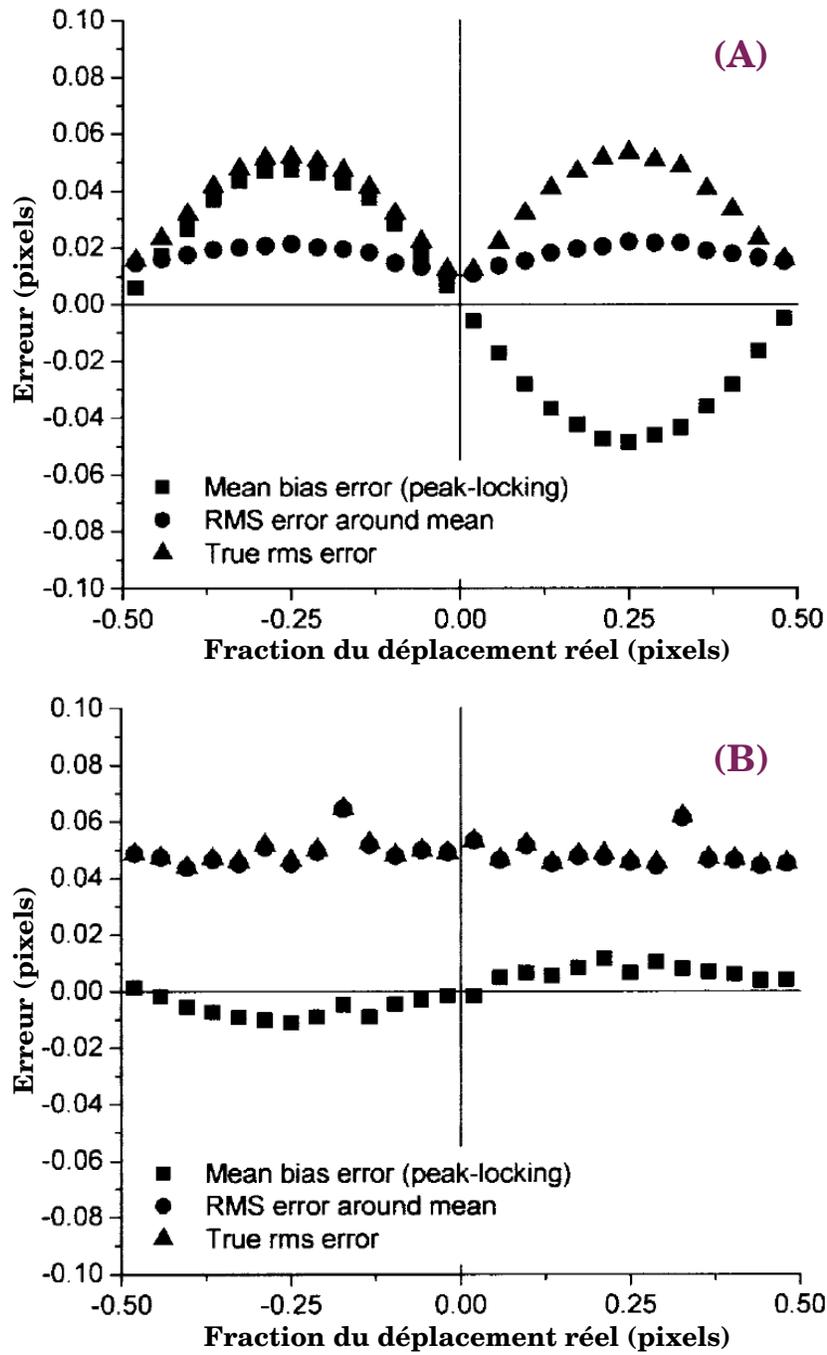


FIG. 4.13 – A : Erreur décomposée en signal moyen (*Mean bias error*), écart type autour de la moyenne (*RMS error around mean*) et variance de l'erreur (*True rms error*). B : Erreur corrigée en fonction des fractions du déplacement ; d'après Fincham et Delerce (2000).

Pour déterminer le champ de vitesse à partir des mesures PIV. Le logiciel VSV est une première fois utilisé pour rechercher le pic de corrélation spatial à partir d'une boîte de corrélation ($B_x \times B_y$) dans une surface de recherche ($S_x \times S_y$) entre une image à t et une image à $t + \delta t$. Lors de ce premier passage, un choix est fait d'utiliser des splines pour optimiser la corrélation (algorithme de Hart, 1998). Ce procédé tend à accroître le "peak-locking" mais augmente grandement la corrélation au pixel près ce qui a pour conséquence de diminuer le nombre de mauvaise estimation de la vitesse (vecteur faux). Le champ de vecteurs vitesses ainsi obtenu est ensuite corrigé en éliminant les vecteurs faux restants et en les remplaçant par interpolation. Puis les vecteurs sont ré-interpolés sur une grille régulière (dont les nœuds sont centrés sur les boîte d'auto-corrélation) ce qui est plus représentatif du champ de vitesse diagnostiqué (Fincham et Spedding, 1997).

Les champs résultants, peuvent être améliorés, en éliminant le "peak-locking", à l'aide d'algorithmes particuliers (Fincham et Spedding, 1997 ; Fincham et Delerce, 2000). L'approche, utilisée dans cette expérience, est d'utiliser une correction décimale en décalant par dichotomie les images d'une fraction de pixels jusqu'à obtenir un déplacement d'un nombre entier de pixels. Le déplacement est alors la somme du décalage et du déplacement entier.

A ce stade, les champs de vitesses ainsi que leurs dérivées (vorticité, énergie, dissipation et divergence) sont déterminés avec une précision qui peut convenir dans la plupart des expériences.

4.4.3 Acquisition des champs PIV

- Les particules

L'ensemencement du fluide pour les mesures P.I.V. est une des clefs de la qualité des mesures P.I.V.. Cette méthode de mesure, non-intrusive, nécessite que les particules traceurs de l'écoulement soient de même densité que le fluide dans lequel elles se trouvent. Elles ne doivent ni se concentrer en surface ni précipiter. Autrement dit, les particules doivent suivre l'écoulement. Leur taille est déterminée par l'échelle des quantités à observer. Typiquement, une image de particule doit occuper 5 pixels au maximum. Par ailleurs, elles doivent être suffisamment réfléchissantes et sphériques pour être détectées par les caméras et traitées par les algorithmes de traitement spécifiques. Dernier point, elles doivent être en quantité suffisante pour que le traitement soit optimal et que le logiciel ne crée pas de faux vecteurs et ce, sans pour autant trop opacifier le fluide. Il faut donc optimiser l'ensemencement pour avoir plusieurs particules par boîte de corrélation sachant que la taille d'une particule vue sur l'image est supérieure à sa taille réelle car la particule diffuse de la lumière.

Pour toutes ces raisons, des particules sphériques réfléchissantes de diamètre $60 \mu\text{m}$ (Orgasols) ont été utilisées. Elles ont en outre la particularité d'avoir une densité de 1027 kg/m^3 soit une vitesse de sédimentation ² très faible de $5.3 \cdot 10^{-8} \text{ m.s}^{-1}$ et un nombre de Reynolds ³ effectivement extrêmement faible, de l'ordre de 0.003. Ainsi, ces particules Orgasols constituent un traceur bien adapté à cette étude.

• Matériel optique

Le matériel optique permettant la visualisation des particules au sein de l'écoulement peut être subdivisé en deux parties. La première regroupe le matériel nécessaire à éclairer les particules et la deuxième comprend les moyens d'observation.

Génération de nappes laser

Les nappes laser permettent d'éclairer les particules. Elles sont générées à l'aide d'un dispositif optique dont l'entrée est le faisceau source du laser. Dans la présente étude, un laser continu de 30 Watts Argon Beamlok Spectra Physics Classe IV est utilisé ; il émet dans le vert et ses longueurs d'ondes les plus énergétiques sont à 488 nm (bleu) et 514 nm (vert). Ces raies sont dissociées au travers d'un prisme ce qui génère deux faisceaux aux longueurs d'ondes distinctes, un faisceau bleu et un faisceau vert. Pour la présente étude, une seule longueur d'onde a été utilisée car en chaque abscisse, un unique plan d'observation est analysé. Le faisceau source est transporté le long d'une fibre optique de 17 m de long afin de pouvoir générer une nappe laser en chaque abscisse de la veine jugée intéressante. Un système a été élaboré afin d'enrouler cette fibre en évitant toute cassure du chemin optique. Cependant, les pertes de puissances demeurent importantes.

La génération de nappe laser est réalisée à partir du faisceau Gaussien cylindrique source. Elle consiste à faire impacter le faisceau laser sur un miroir oscillant battant à 1200 Hz permettant ainsi l'élargissement du faisceau en nappe, avec un angle d'ouverture maximum de 30° . L'épaisseur du plan laser ainsi généré est imposé par le collimateur en sortie de fibre soit au maximum 6 mm de diamètre.

A ce stade, un point important concerne les particules dotées d'un mouvement perpendiculaire au plan d'observation. Selon Fincham et Spedding (1997), afin que les résultats du traitement PIV soient le moins biaisés possible, il faut qu'au moins 80% des particules restent dans le plan d'observation durant toute la durée de l'observation δt . En considérant un écoulement localement isotrope, il faut donc que l'épaisseur de la nappe laser soit de dimension correspondante à la boîte de corrélation. Or, les couches limites neutres sont des écoulements fortement

²La vitesse de sédimentation, V_s , est fonction des densités de la particules, ρ_p , et du fluide où elles sont immergées, ρ_f , de l'accélération gravitationnelle, g (en m.s^{-2}), du diamètre de la particule, d , et de la viscosité dynamique du fluide, μ : $V_s = \frac{(\rho_p - \rho_f) g d^2}{18 \mu}$.

³Le nombre de Reynolds des particules, Re_p , est fonction de la densité du fluide où elles sont immergées, ρ_f , du diamètre de la particule, d , et de la viscosité dynamique du fluide, μ : $Re_p = \frac{\rho_f V_s d}{\mu}$.

anisotropes, la vitesse transversale est très inférieure à celle longitudinale. Ainsi, l'épaisseur de la nappe sera prise la plus fine possible (quelques millimètres) afin de bénéficier d'une intensité maximale sur le plan d'observation.

Afin de diminuer les pertes de luminosité le long du chemin optique entre le plan d'observation et l'objectif de la caméra, l'eau de la veine hydraulique est traitée contre le développement des algues et filtrée par une série de filtre à membranes, extrudés et UV de diamètres allant de 1 à $0.45 \mu\text{m}$. Elle atteint alors une transparence égale à celle de l'eau du réseau inférieure seulement de 37% à celle de l'air ; cette importante transparence confère une faible perte de luminosité des réflexions des particules pour la P.I.V. et apporte donc un gain important à la qualité des mesures.

Le logiciel VSV repère le groupement de particules grâce à sa distribution en intensité lumineuse. Il est donc primordial de réaliser un éclairage de qualité. Pour cela, lors de la prise d'images, le site expérimental est plongé dans l'obscurité ; seul le champ d'observation est éclairé. Il faut aussi veiller à ce qu'aucune lumière provenant d'objets stationnaires ne soit captée par la caméra. En effet, si les réflexions ne sont pas éliminées, lors du traitement, ces points seraient corrélés avec eux-mêmes et cela fausserait l'estimation des déplacements.

Prise d'images : caméra utilisée

Outre la qualité de l'émission et de la transmission de la lumière, sa réception nécessite aussi de l'attention. Ce point comprend le choix des caméras (le capteur doit être sensible) et des objectifs (l'ouverture doit être la plus grande afin de capter le plus d'intensité lumineuse possible). Pour l'acquisition des images de l'écoulement, une caméra digitale X-STREAM VISION a été utilisée. Cette caméra est une caméra numérique à grande vitesse munie d'un capteur CMOS (Complementary Metal Oxide Semiconductor) ayant une résolution de 1260×1024 pixels. Elle peut atteindre des acquisitions de 628 images par secondes et possède une mémoire de 1GB ce qui correspond à environ 500 images. La caméra possède une liaison USB2 qui permet d'optimiser les transferts caméra-ordinateur. On l'a équipée d'un objectif permettant de mesurer des petits champs : l'objectif Nikkor de focale 50 mm et d'ouverture 1.2, qui a l'avantage de ne quasiment pas introduire de distorsion. Cet objectif à une focale adaptée à notre étude, il permet de filmer avec une bonne résolution des champs d'une soixantaine de centimètre de coté.

L'acquisition se fait via un générateur de signal qui commande le déclenchement de la caméra X-STREAM VISION (trigging externe). Ce générateur de basse fréquence (GBF) envoie un signal, visualisé par un oscilloscope, dont la fréquence, f_{ext1} . Ce signal externe commande les intervalles de temps entre chaque image d'une même rafale d'images (ou "burst"). De la même manière un autre signal est généré par le GBF, fixant l'intervalle de temps entre chaque rafale, δt_{ext2} (voir schéma 4.14).

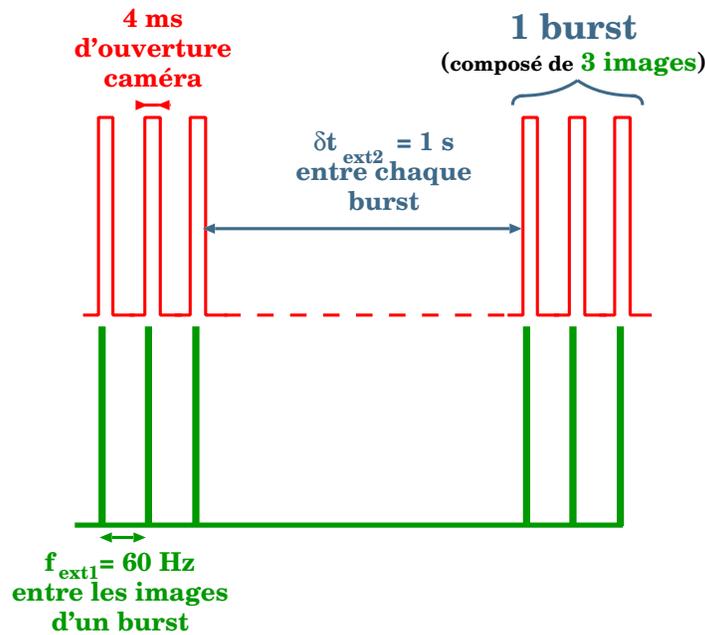


FIG. 4.14 – Schéma illustrant le triggage de la caméra X-STREAM.

La qualité de l'acquisition des images est étroitement liée à :

★ l'éclairement du plan d'observation :

- ▷ un éclairage trop faible entraîne une perte d'information ; du fait que la plage de niveau de gris [0 ;255] du capteur n'est pas entièrement utilisée ;
- ▷ un éclairage trop fort provoque une saturation en pixels qui à terme endommage le capteur de la caméra ;

★ l'intervalle de temps entre les images :

- ▷ trop petit, il n'y a que peu de différence pour la position des particules entre les deux images et donc, après traitement via le logiciel VSV, des vecteurs vitesse peu significatifs ;
- ▷ trop grand, il y a un fort déplacement des particules qui deviennent difficiles à repérer d'une image à l'autre et donc, après traitement via le logiciel VSV, une augmentation du nombre de vecteurs vitesse faux.

Plus précisément, il est indispensable de choisir correctement le temps δt afin de pouvoir visualiser et appréhender de manière satisfaisante l'écoulement étudié. Pour un écoulement de vitesse moyenne \bar{U} (cm.s^{-1}), on aura donc $\delta t = (\delta x / \frac{\text{pixels}}{\text{cm}}) / \bar{U}$ avec δx le déplacement entre deux images qui est optimalement de l'ordre de 5 pixels pour les vitesses au sein de la couche limite.

Afin que les statistiques de l'écoulement mesuré convergent, il est nécessaire de prendre un nombre suffisant de bursts en chaque plan d'observation. Pour cela, 1000 bursts de 3 images ont été acquis.

• Dimensionnement des champs d'observations et résolution maximale correspondante

L'objectif de la présente étude est de documenter les échelles de la turbulence d'une couche limite neutre ce qui revient à mesurer des mouvements de l'ordre du millimètre. Il est par conséquent nécessaire d'effectuer des observations avec une très forte résolution en terme de pixels par centimètre. En effet, lors du traitement des images, le logiciel VSV permet de décrire le champ avec une résolution correspondant à la taille de la boîte de corrélation, qui doit, idéalement, être associée à quelques millimètres dans le champ réel. De manière pratique, la taille de la boîte de corrélation peut être de 5 pixels (Fincham et Delerce, 2000) sans introduire trop de biais ; pour notre étude 15 pixels est un optimum.

Cependant, pour de trop fortes résolutions, la condition sur le nombre de particules par boîte de corrélation impose une densité de particules trop importante qui entraîne une forte opacification du fluide. Le plan laser étant situé au centre de la veine, le chemin optique doit traverser 1.50 m de fluideensemencé. Dans ce cas, au niveau de la caméra, on observe un champ laiteux au sein duquel aucune particule n'est visible. De fait, la fréquence maximale de la caméra qui limite les résolutions à 65 et 85 px.cm^{-1} à respectivement 900 et 700 tr.min^{-1} (soit une résolution à 23 et 18 millimètres près), n'est plus limitante. Les conditions expérimentales (distance caméra/plan laser importante) rendent cette résolution inaccessible.

Il a donc fallu trouver un compromis entre un fluide suffisammentensemencé pour résoudre finement l'écoulement et un écoulement pas trop opaque. Une résolution de 20 pix.cm^{-1} soit des champs d'observations de 60 cm de long par 50 cm de haut constitue un bon équilibre.

Cette expérience doit permettre de documenter finement une couche limite neutre et mesurer toutes les échelles de la turbulence d'un tel écoulement. Pour avoir accès aux échelles de dissipation, il faut décrire la couche limite neutre avec une précision de quelques millimètres. Dans le paragraphe précédent, il a été mis en évidence que cela n'était pas possible avec le dispositif actuel. La résolution maximale atteinte est d'environ 1cm. Lors du traitement via le logiciel VSV l'écoulement sera donc décrit avec une précision de 0.75 cm (20 pix.cm^{-1} et boîte de corrélation de 15 pixels). A ce stade, il semble peut probable de pouvoir estimer directement les échelles de dissipation. Les méthodes mises en oeuvre post-traitement pour estimer la dissipation des couches limites documentées sont détaillées à la section 5.7.

• Positionnement des champs d'observations

L'expérience a pour objectif de documenter le développement d'une couche limite neutre. Au total, sept plans, schématisés à la figure 4.15 ont été pris : quatre au niveau de la transition lisse-rugueux puis trois autres lorsque la couche limite neutre est établie.

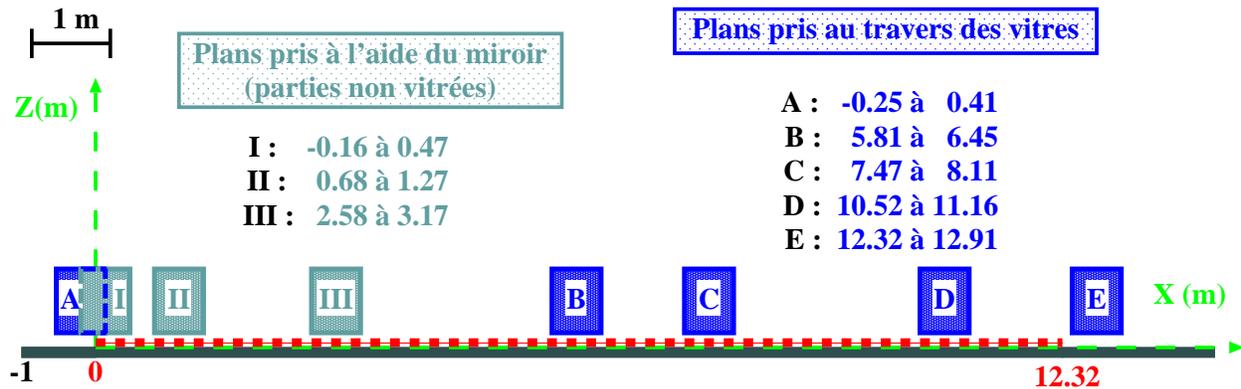


FIG. 4.15 – Schéma illustrant les emplacements des plans d'observations.

Le positionnement de la caméra a été réalisé à l'aide d'une mire dont l'abscisse est connue et qui est immergée au niveau du plan laser. Cette mire, visible à la figure 4.16, est quadrillée au centimètre, son centre est repéré par une ligne pointillée. Son déplacement s'effectue au moyen d'un banc micro-contrôle dont la précision est de l'ordre du dixième de millimètre, course parallèlement contrôlée par un comparateur à aiguille précis au centième de millimètre. Cette étude doit fournir des statistiques du troisième ordre ainsi que leur gradient. Il est donc indispensable d'obtenir des résultats en terme de champs moyen et turbulent avec une très forte précision. Pour cela, il convient de corriger l'ensemble des biais résultants d'une part des déformations, imputables à la chaîne optique d'acquisition PIV, et provenant d'autre part des problèmes d'alignements, induits par un manque de précision dans le positionnement du matériel. Par conséquent, il est important de bien régler la position de la caméra en terme notamment d'horizontalité et perpendicularité par rapport au plan d'observation. Ce dernier point, l'alignement, a fait l'objet d'une attention toute particulière. En effet, la caméra étant située à environ 2m du plan laser, un moindre angle de 0.1° au niveau de la caméra induit un décalage de 5mm de l'image PIV. Dans les problèmes d'alignement de la caméra par rapport au plan laser, il convient de mentionner la possible rotation de la caméra autour du rail qui la supporte. Cette éventualité a été parée par une analyse fine de l'image de la mire prise avant chaque acquisition PIV ce qui permettait de corriger la position de la caméra. Pour positionner au mieux la caméra, l'image à l'écran est, par conséquent, soigneusement analysée afin de vérifier que les verticales et horizontales de la mire le soient effectivement et qu'un carré occupe le même nombre de pixels en tout point de l'image.

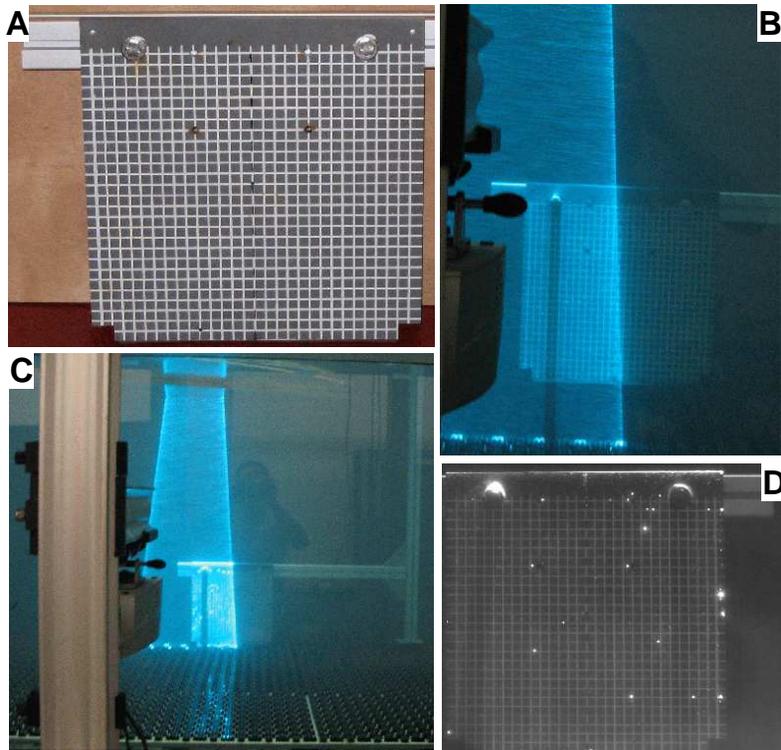


FIG. 4.16 – Photos de la mire, hors écoulement (A), en déplacement (B), une fois positionnée (C) et son image caméra correspondante (D).

Pour les plans situés au niveau des vitres ; la caméra est fixée sur des rails X95 au banc de mesure tractable le long de la veine, elle filme le plan laser à travers la vitre (voir figure 4.17). Par contre, pour les zones non-vitrées, nous avons dimensionné et construit un miroir pour réfléchir le plan laser vers la caméra située alors à la verticale du miroir au moyen de rails X95. Ce miroir, représenté à la figure 4.17, est fixé sur un support effilé afin de ne pas perturber l'écoulement. Des tests au niveau des vitres ont montré que ce miroir, reposant sur le fond de la veine, ne modifiait pas la structure de l'écoulement au niveau des champs d'observations, situés à 1.2m du miroir. Notons que dans tous les cas, une calle-basse est placée à la surface de l'eau pour détruire toutes vaguelettes au droit du faisceau laser et/ou de la caméra, lesquelles occasionneraient une dispersion du faisceau.

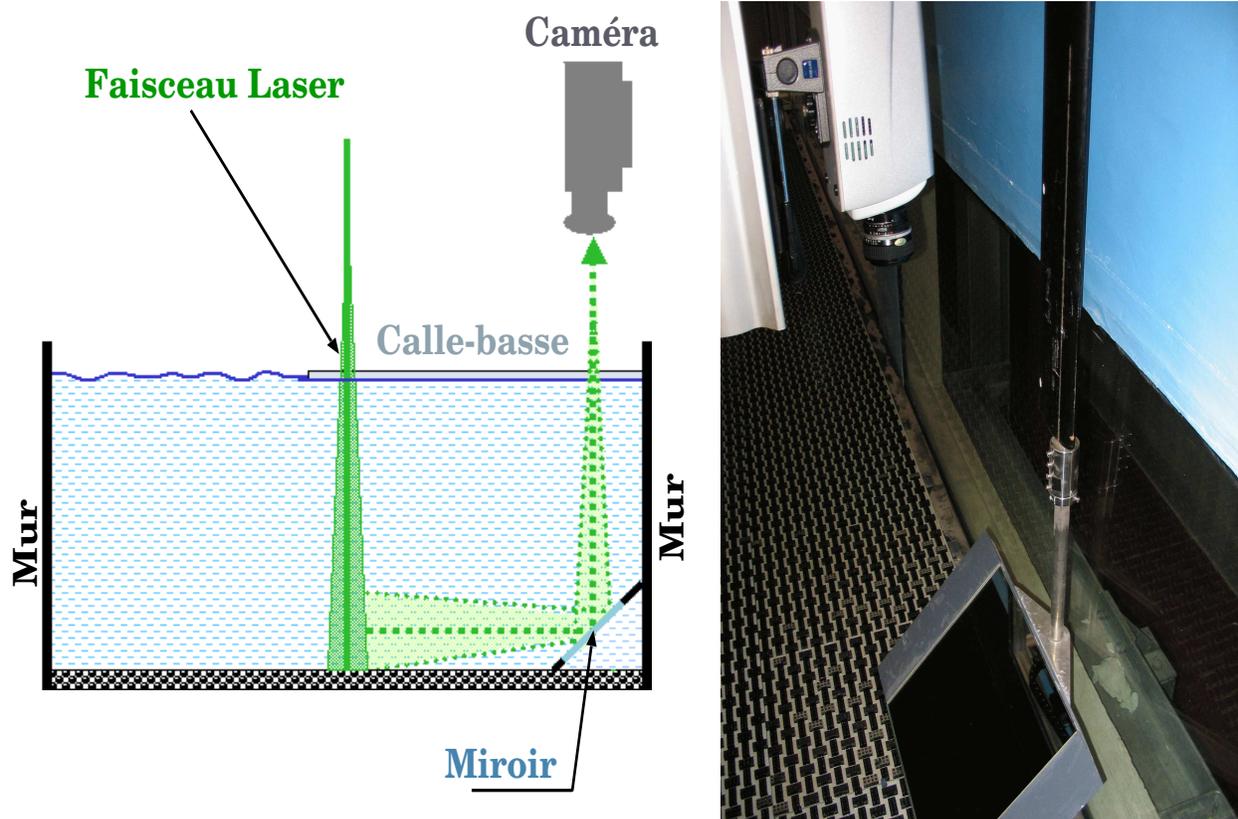
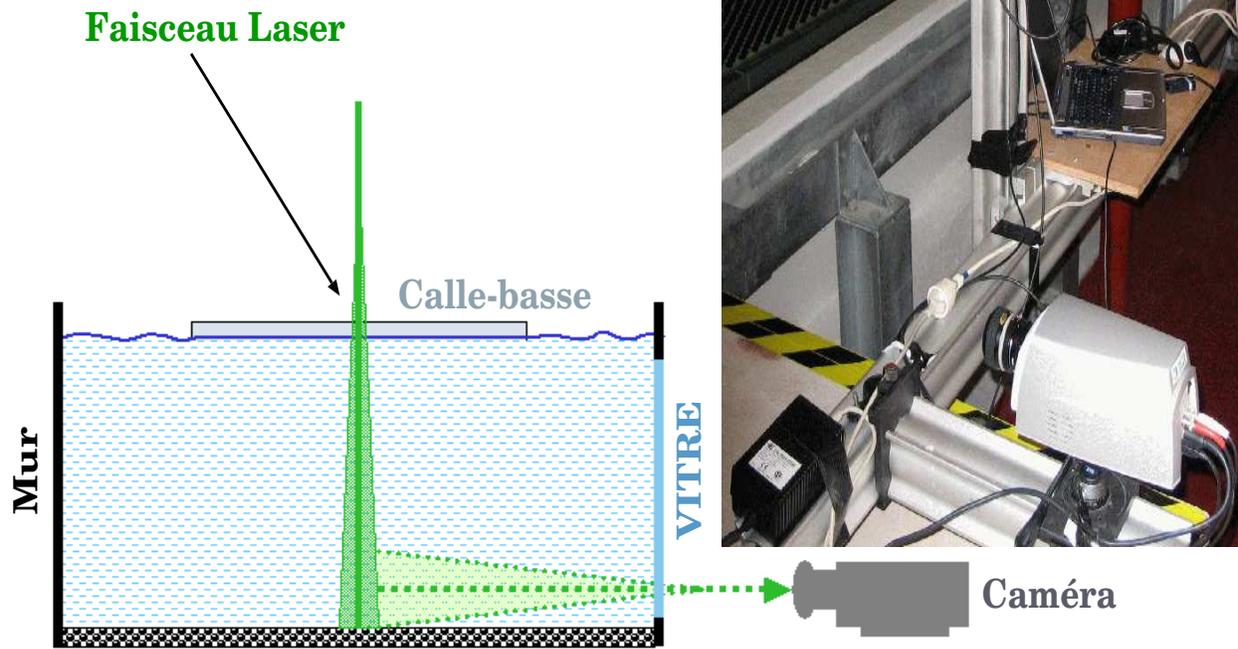


FIG. 4.17 – Schéma (à gauche) et photo (à droite) des montages réalisés au niveau des vitres (en haut) et des parties non-vitrées de la veine (en bas).

- Résumé de la méthode

Acquisition des champs PIV

A. Dimensionnement du champ PIV

Limité par la fréquence d'acquisition maximale de la caméra (f = 628Hz)

Taille du champ d'observation + Taille du champ du capteur

↑
→ Nombre de pixels par cm

soit 60 Hz pour 20 px/cm
soit 1 champ de 60 cm par 50 cm

$$f_{\text{acquisition}} = \frac{\text{px/cm} \cdot U_{\text{écoulement}}}{\delta t_{\text{optimum}}}$$

Positionnement du champ PIV :

Distance caméra / plan laser



respect des dimensions déterminées pour le champ PIV

Mire immergée



positionnement horizontal du champ horizontalité et verticalité du capteur

B. Séquences d'acquisitions

1 burst de 3 images à $f_{\text{acquisition}}$



1 champ de vitesse

convergences des statistiques du champ traité



nombre suffisant de bursts (1 000 bursts à 1 Hz)

C. Ensemencement de l'écoulement

EQUILIBRE

champ PIV assez dense
5 particules par boîte de 15 px . 15px
bonne corrélation entre les images



écoulement pas trop
éclairage laser suffisant

Orgasols à 60 μm

FIG. 4.18 – Synthèse de la mise en place des mesures PIV.

4.4.4 Procédure détaillée des calculs du champ de vitesses

Pour notre étude, nous avons mis en place un traitement qui combine plusieurs algorithmes afin de résoudre l'écoulement avec une précision importante. Les étapes du traitement sont les suivantes :

- ★ **discrétisation de l'image par une grille.** Chaque nœud de la grille correspond à un point de l'image où sera déterminé le vecteur vitesse ;
- ★ détermination d'une **boîte de corrélation** et d'une **boîte de recherche** idéale pour nos mesures ;
- ★ recherche classique du pic de corrélation à partir d'une boîte de corrélation de dimensions $B_x \times B_y$, dans une zone de recherche de dimension $S_x \times S_y$;
- ★ double application de splines pour éliminer le "peak-locking" (Fincham et Delerce, 2000) :
 - ▷ une première application permettant de quantifier la déformation de la boîte de corrélation en terme de $\frac{\partial u}{\partial z}$ et $\frac{\partial u}{\partial x}$ à partir d'un champ de vitesse fortement lissé ;
 - ▷ une seconde application qui détermine le déplacement de la boîte de corrélation depuis la grille régulière initiale à partir d'un champ de vitesse non lissé ;
- ★ combinaison des résultats de chaque utilisation des splines précédentes et application d'un nouvel algorithme qui permet de retraiter les images en effectuant à nouveau une recherche du pic de corrélation dans une même surface de recherche ($S_x \times S_y$) mais à partir d'une boîte de corrélation parallélépipédique et non plus rectangulaire (voir figure 4.19) ;
- ★ application d'une dernière interpolation sur les sorties précédentes afin de réduire le nombre de vecteurs faux, ré-interpoler les vecteurs sur une grille régulière prenant uniquement en compte les déplacements depuis la grille régulière initiale.

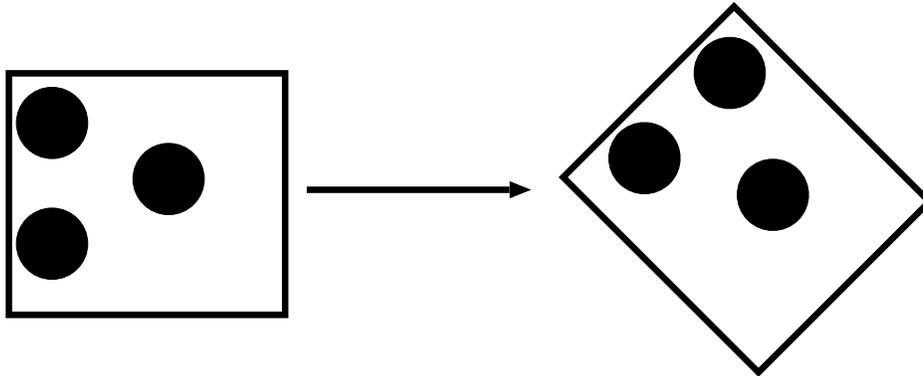


FIG. 4.19 – Déformation type d'une boîte de corrélation correspondant à $\partial u/\partial z > 0$ et $\partial w/\partial x < 0$; d'après Fincham et Spedding (1997).

De la sorte, les champs de vitesses ainsi que leurs dérivées sont déterminés avec la précision voulue. Cette précision dépend de l'erreur absolue commise lors du traitement des images PIV. Cette erreur absolue, en terme de pourcentage de vitesse, dépend elle-même de l'optimisation des paramètres d'acquisition des images et plus précisément de l'intervalle de temps séparant les images. Lorsque ces conditions sont remplies, une précision sub-pixel est atteinte, fonction de la dimension de la boîte de corrélation (soit inférieure à 0.5% de la vitesse pour $B_x=15$ pix suivant Fincham et Spedding, 1997). Ces champs résultants issus du logiciel VSV sont traités à l'aide de l'environnement de programmation PV-WAVE dont les fonctions sont optimisées afin d'effectuer des calculs assez rapidement. Le post-traitement a aussi nécessité l'utilisation du logiciel MATLAB. Le but de ce post-traitement est d'extraire via les algorithmes que nous avons développés, les renseignements nécessaires à la validation de l'expérience ainsi que les données qui seront utiles pour la réalisation de simulations numériques.

Chapitre 5

Résultats de l'expérience sur les couches limites neutres

5.1 Objectif scientifique de l'étude

Cette expérience documente des cas de couche limite neutre. Le but est d'identifier précisément la structure turbulente et les paramètres caractéristiques des écoulements développés. Le niveau de précision recherché est élevé, c'est d'ailleurs pour cela qu'un soin tout particulier a été apporté à l'acquisition des données de sorte que l'analyse n'en soit que plus pertinente. Ces renseignements extraits doivent permettre l'initialisation et la validation de simulations numériques dans les cas réels d'atmosphères neutres. Il est donc indispensable que les écoulements développés soient en similitude avec l'atmosphère, de sorte que les informations collectées puissent être transposables au cas réel. Ceci est assuré par le haut niveau de turbulence des écoulements tant dans la couche limite de surface qu'au-dessus (voir section 4.2.3). L'application des résultats expérimentaux aux cas naturels se fait en adimensionnalisant les quantités analysées par les paramètres caractéristiques de ces couches limites ; en l'occurrence : la vitesse de frottement, u_* ; la longueur de rugosité, z_0 et l'épaisseur de couche limite, δ .

Dans un premier temps, sont définis les moyens mis en oeuvre pour déterminer les champs moyens et turbulents. Il s'ensuit l'analyse des champs moyens et la détermination des paramètres caractéristiques des couches limites neutres développées. Ces derniers sont ensuite utilisés pour présenter les quantités turbulentes ainsi que les bilans d'énergie cinétique turbulente, variances et flux turbulents. Toutes ces informations amènent à une réflexion sur la paramétrisation des brassages turbulents. La mise en relation de ces données de laboratoire avec atmosphère réel permet de valider la démarche mise en oeuvre et d'ouvrir sur de nouvelles perspectives.

5.2 Extraction des signaux moyens, des signaux turbulents et de leur évolution

5.2.1 Problématique

Pour caractériser les écoulements développés, il est nécessaire de définir les quantités moyennes (\overline{U} et \overline{W}) ainsi que leur évolution longitudinale et les quantités turbulentes (u' et w'). Cette étape n'a pas été réalisable directement à partir des résultats du logiciel d'exploitation. En effet, malgré toute l'attention portée au bon alignement de la caméra par rapport au plan laser, suite au traitement des données PIV, nous nous sommes aperçu que les champs \overline{U} et \overline{W} , moyennés temporellement, étaient légèrement déformés. Cela se traduit par des isolignes de vitesses incurvées (voir figure 5.1).

Pour la présente expérience, les gradients et dérivées secondes doivent être estimés, ce qui correspond à l'ordre deux. Par conséquent, vu le niveau de précision recherché, de telles déformations ne peuvent être négligées.

Il convient tout d'abord d'estimer les échelles qu'elles affectent. De l'ordre de 1%, ces déformations ne nuisent pas aux champs moyens ni aux champs fortement perturbés, comme par exemple au niveau de la transition lisse/rugueux où l'amplitude des perturbations est nettement supérieure à celle des déformations. Par contre, ces déformations sont préjudiciables pour l'estimation des perturbations de faible amplitude, par exemple lorsque la couche limite est établie. Par ailleurs, ces déformations n'affectent que les bords des images. Les champs pris au centre de l'image ne sont pas déformés.

5.2.2 Protocole

Afin d'extraire les renseignements (quantités moyennes et turbulentes), il nous est apparu plus judicieux de raisonner à l'échelle globale de la veine plutôt qu'à une échelle locale. L'approche locale aurait consisté à identifier l'origine des déformations qui peuvent principalement être imputées aux appareils de mesures optiques : l'objectif Nikon de focale 50mm (à priori peu déformant, cet objectif a pu introduire une distorsion sur les bords des images PIV) et/ou la chaîne "capteur" de la caméra X-stream (située à l'intérieur du boîtier de la caméra, cette chaîne peut ne pas être parfaitement alignée verticalement ou horizontalement). Après de nouvelles expériences visant à quantifier ces déformations, elles auraient été soustraites aux champs totaux sur chaque image. Cependant, cette quantification nécessite de réaliser de nouvelles mesures dans les mêmes conditions expérimentales que celles de l'étude afin de reproduire exactement les mêmes déformations et pouvoir ainsi les quantifier. A l'échelle de la veine, cette procédure n'est pas physiquement possible étant donné le niveau de précision nécessaire et les dimensions importantes de l'installation expérimentale. C'est pour cela que l'approche globale détaillée ci-après a été utilisée ; elle repose entre autre sur les propriétés statistiques de la turbulence.

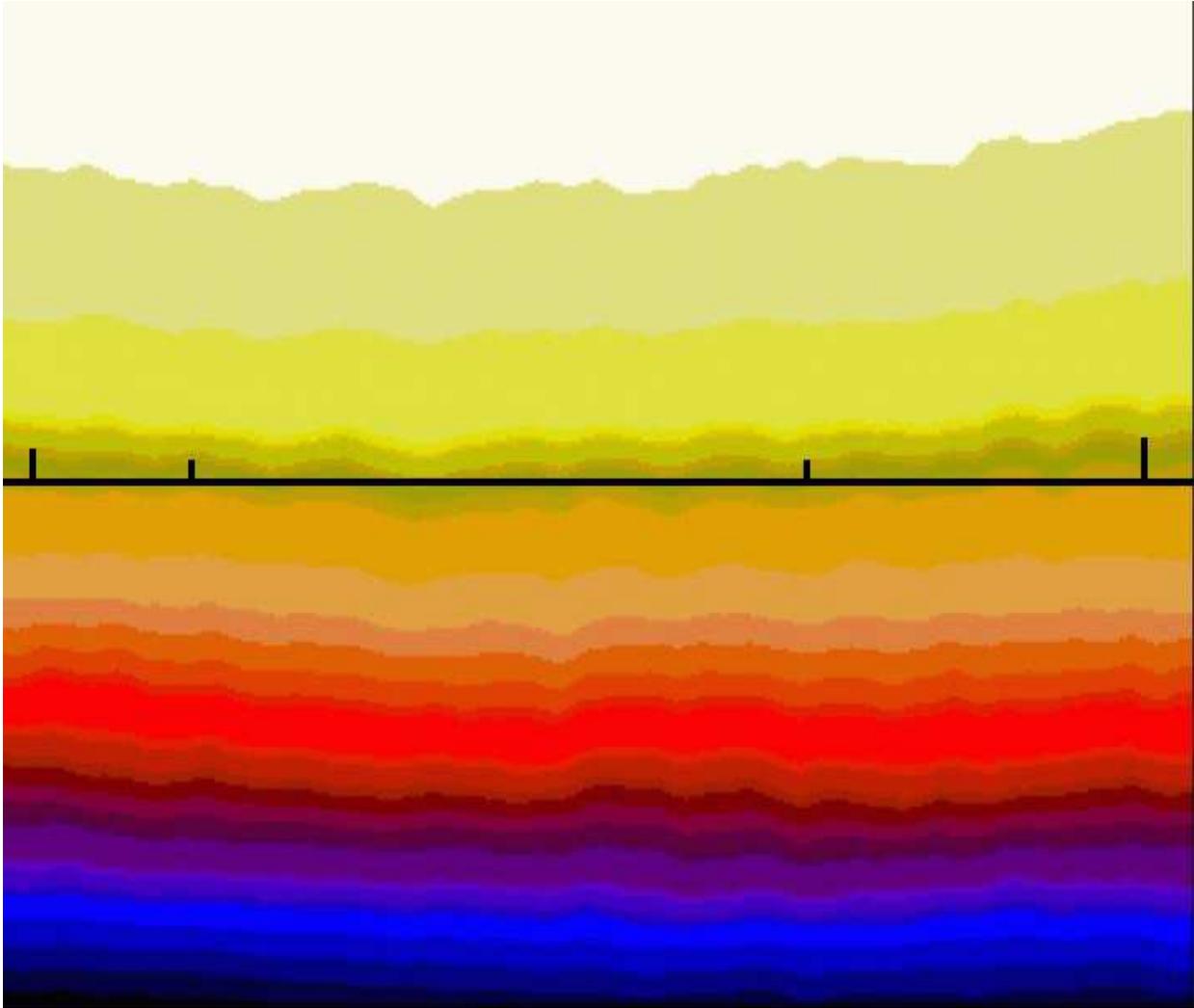


FIG. 5.1 – Image PIV (coupe verticale dans le plan $[z,x]$ centrée en $x = 6.13m$) du champ \overline{U} , obtenue par moyenne temporelle sur les 999 images, et déformations associées (traits noirs).

• **Champs moyens : \overline{U} et \overline{W}**

Hormis au niveau du changement de rugosité, l'ordre de grandeur de \overline{W} est très faible, quasiment du même ordre de grandeur que les déformations. En effet, les déformations sont de l'ordre de 20% de la moyenne spatio-temporelle de \overline{W} . Pour le champ de vitesse verticale, seules les perturbations ont été extraites et utilisées.

Pour le champ \overline{U} , les déformations sont inférieures à 1% de la moyenne spatio-temporelle de \overline{U} . Il est alors possible de négliger l'influence des déformations. Afin de déterminer \overline{U} , à partir du champ post-traitement VSV :

- lorsqu'il n'y a pas de changement de rugosité, la moyenne spatio-temporelle est prise comme profil moyen ;
- si l'image se situe au niveau de la transition lisse/rugueux : l'image est divisée en trois par-

ties (lisse, transition, rugueuse) et le champ moyen est obtenu en moyennant les données en temps et en espace (selon x : $\langle \cdot \rangle_x$). Cela ne nous permet pas de décrire avec précision cette zone car procédant ainsi, seulement 4 à 6 profils de champs moyens peuvent être obtenus. Afin de disposer de plus de données, le champ moyen est directement déduit du champ brut, issu du premier traitement VSV, par un lissage effectué par ce même logiciel. Ce filtrage des données brutes permet d'obtenir le champ moyen non déformé car dans cette zone de transition, les gradients du champ sont tels que les déformations sont négligeables.

- **Evolution longitudinale des champs moyens : $\partial \bar{U} / \partial x$ et $\partial \bar{W} / \partial x$**

Cette information n'a pu être extraite à l'échelle des images. Pour $\partial \bar{U} / \partial x$, un raisonnement à l'échelle de la veine est effectué. Pour \bar{U} (voir figure 5.2), les profils moyens de chaque image sont utilisés pour reconstituer l'évolution longitudinale grâce à un logiciel mathématique (MATLAB). Par continuité et en supposant $\bar{W}_{z=z_d}$ nulle, il a été possible de quantifier \bar{W} à l'échelle de la veine. Les valeurs absolues de \bar{W} sont comprises entre $2 \cdot 10^{-3}$ et $5 \cdot 10^{-3}$ m.s⁻¹ dans la partie basse de la couche limite neutre puis tendent à s'annuler pour des altitudes croissantes. Les vitesses verticales moyennes sont très faibles ; de l'ordre du millième des valeurs de \bar{U} . Cela met en évidence une caractéristique des couches limites en homogénéité horizontale, à savoir $\bar{W} \ll \bar{U}$.

Champ Moyen

issus des images
PIV moyennées
en temps et
suivant X

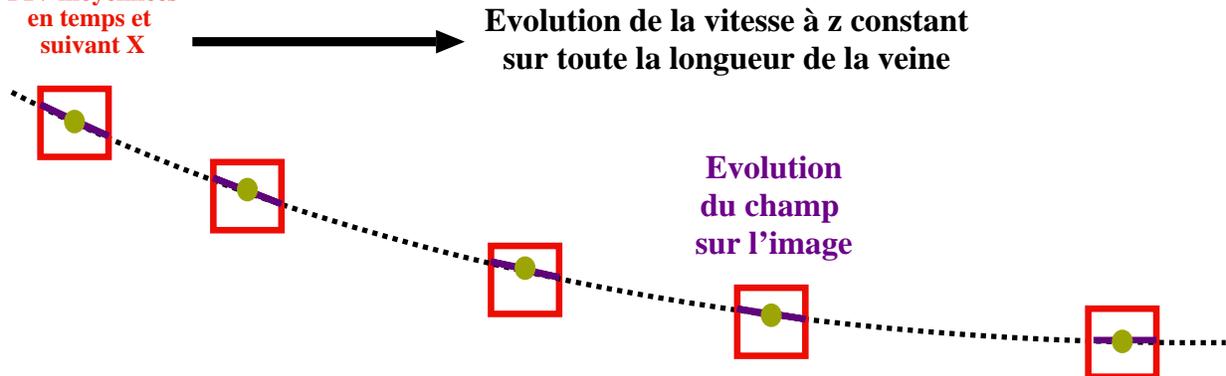


FIG. 5.2 – Obtention de l'évolution de \bar{U} à l'échelle de la veine.

- **Champs turbulents : u' et w'**

Bien que \bar{W} n'ait pu être quantifié, il est possible de définir les perturbations de ce champ, qui ne sont pas négligeables. La procédure pour obtenir u' ou w' est la même. Un fit linéaire à l'ordre deux est appliqué au champ brut issu du post-traitement VSV ; ceci est équivalent à lisser le champ brut de sorte à éliminer les perturbations (i.e le champ turbulent). Ce même fit est soustrait au champ brut. Le signal résultant correspond donc au champ des perturbations caractérisées par une moyenne spatiale nulle (voir schéma 5.3).

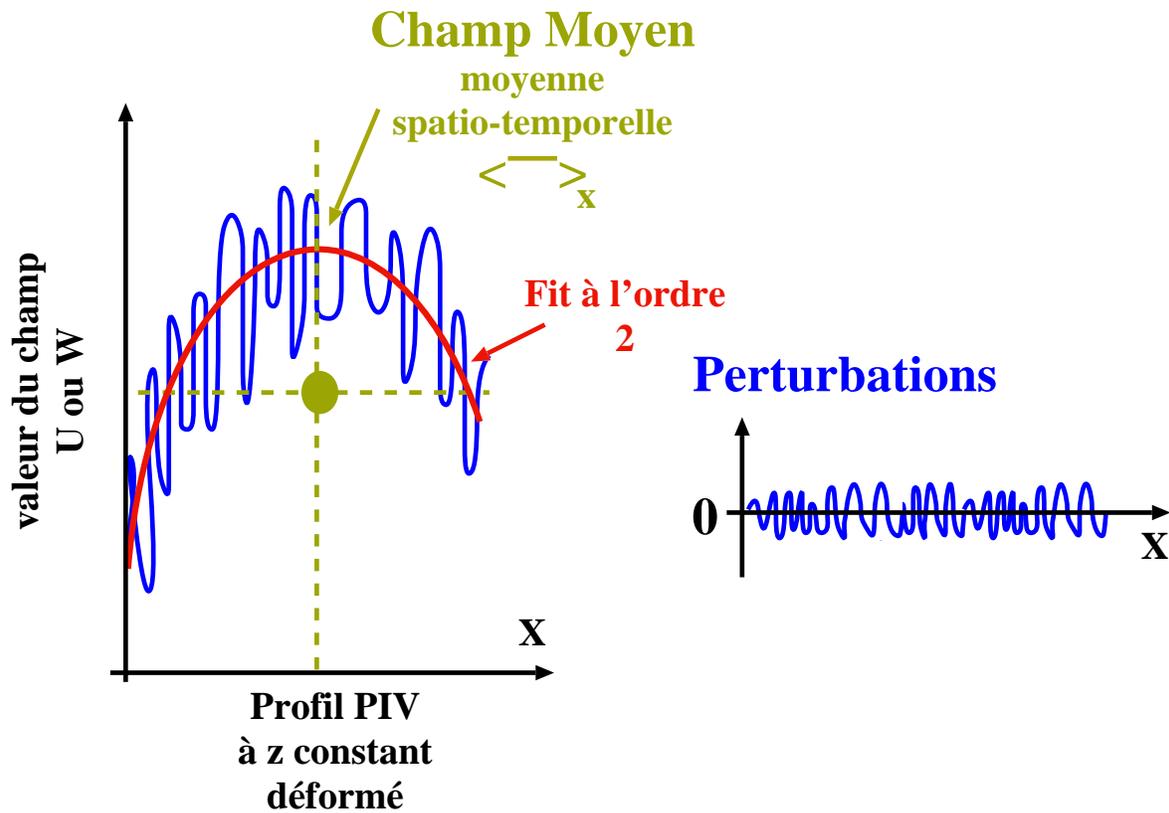


FIG. 5.3 – Schéma décrivant l'obtention des signaux turbulents.

Par la suite, pour une quantité u_i (représentant indifféremment U , W , u' ou w'), lorsqu'il sera question de quantités moyennes, il faut entendre :

▷ pour moyenne temporelle :

$$\overline{u_i}(x, z) = \frac{1}{N} \sum_{p=1}^N u_i(x, z, t) ; \quad (5.1)$$

où N correspond aux nombres d'acquisitions PIV réalisées en une même abscisse ;

▷ pour moyenne spatiale :

$$\langle u_i \rangle_x(z, t) = \frac{1}{n_x} \sum_{q=1}^{n_x} u_i(x, z, t) ; \quad (5.2)$$

où n_x correspond aux nombres de points suivant la direction x au sein d'une image PIV ;

▷ pour moyenne spatio-temporelle :

$$\langle \overline{u_i} \rangle_x(z) = \frac{1}{N} \sum_{p=1}^N \left[\frac{1}{n_x} \sum_{q=1}^{n_x} u_i(x, z, t) \right] . \quad (5.3)$$

5.3 Les champs moyens de vitesses

5.3.1 Profils verticaux moyens des vitesses longitudinale, $\langle \bar{U} \rangle_x$, et verticale, $\langle \bar{W} \rangle_x$

• Profils bruts

Après le traitement des images PIV via le logiciel VSV et le post-traitement effectué sous PV-WAVE afin d'extraire les champs moyens, les profils de vitesse longitudinale, $\langle \bar{U} \rangle_x$, ont été tracés pour différentes abscisses, visibles à la figure 5.4, à 700 et 900 tr.min⁻¹, respectivement. Le champ $\langle \bar{W} \rangle_x$ est supposé nul car inférieur à la précision des mesures sauf au niveau du changement de rugosité (voir section 5.3.3).

Sur les profils de $\langle \bar{U} \rangle_x$, près du plancher et en début de veine ($X \sim [-0.09\text{m}; 0.38\text{m}]$), une augmentation des vitesses est observée, comportement déjà mis en évidence par l'analyse des mesures LDV effectuée à la section 4.3.1.

Il apparaît nettement que le cisaillement dans le bas de la couche limite est plus important à 900 tr.min⁻¹ qu'à 700 tr.min⁻¹. Afin de compenser ce déficit de vitesse existant dans la partie basse de la couche limite, les vitesses hors couche limite atteignent 0.45 m.s⁻¹ à 900 tr.min⁻¹ en fin de développement de la couche limite soit une dizaine de mètres après le changement de rugosité. A 700 tr.min⁻¹, la vitesse hors couche limite n'atteint seulement que 0.35 m.s⁻¹ lorsque la couche limite neutre est établie. Soit dans chaque cas une accélération de 0.02 m.s⁻¹ par rapport à la vitesse hors couche limite en début de plancher rugueux.

Un calcul a été effectué afin de quantifier et de comparer l'accélération qui a lieu hors couche limite à la décélération des basses couches. Pour ce faire, la différence entre un profil situé en x_i et le profil de référence pris en début de plancher rugueux (soit $x = 0.22\text{m}$) est calculée :

- la décélération, D , est l'opposé l'intégrale de cette différence de $z = z_d$ jusqu'au point de croisement de ces profils en $z = z_C$:

$$D = - \int_{z=z_d}^{z=z_c} [\langle \bar{U} \rangle_x (x = x_i) - \langle \bar{U} \rangle_x (x = 0.22)] dz ; \quad (5.4)$$

- l'accélération, A , est l'intégrale de cette différence de $z = z_C$ jusqu'à l'interface eau/air située à $z = 1\text{m}$:

$$A = \int_{z=z_c}^{z=1} [\langle \bar{U} \rangle_x (x = x_i) - \langle \bar{U} \rangle_x (x = 0.22)] dz . \quad (5.5)$$

La figure 5.5 met en évidence qu'il y a bien conservation de quantité de mouvement. En effet, l'écoulement qui est ralenti dans le bas de la couche limite provoque une accélération du même ordre de grandeur dans la partie haute. Par ailleurs, ces écarts de vitesses sont plus importants à 900 tr.min⁻¹ qu'à 700 tr.min⁻¹ ce qui souligne un cisaillement plus important pour le régime de vitesse plus élevée.

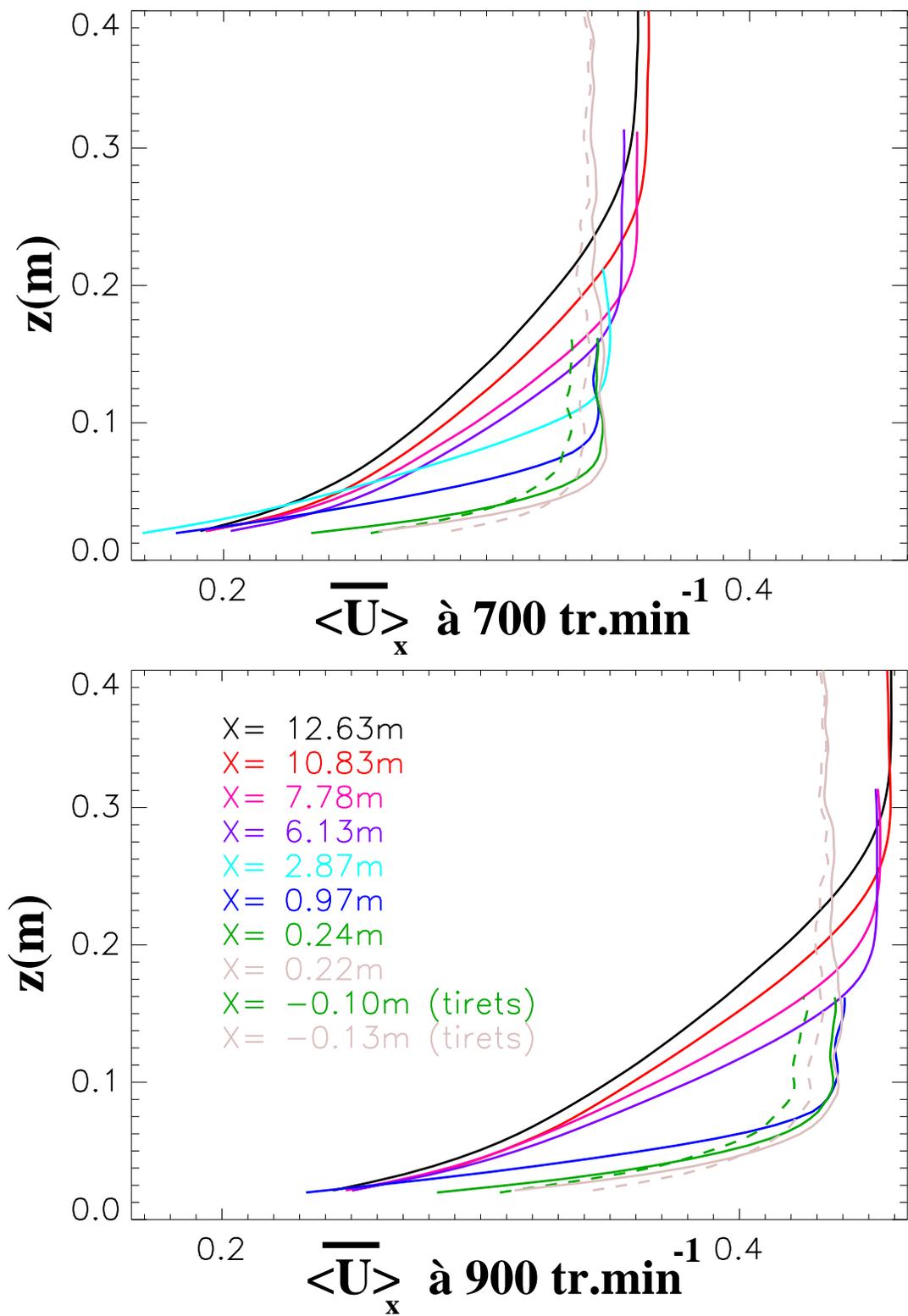


FIG. 5.4 – Profils de vitesse longitudinale, $\langle \bar{U} \rangle_x$ le long de la veine à 700 et 900 tr.min⁻¹ (respectivement en haut et en bas).

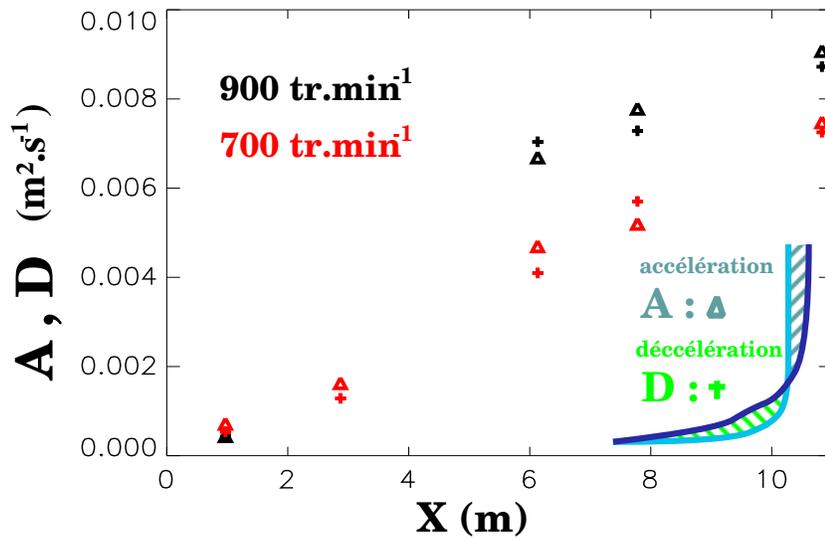


FIG. 5.5 – Evolution des déccélérations et accélérations de $\langle \bar{U} \rangle_x$ par rapport aux profils en $x=0.22\text{m}$ à 700 et 900 tr.min^{-1} (respectivement rouge et noir).

• Normalisation des vitesses longitudinales par $\langle \bar{U}_\infty \rangle_x$

La hauteur d'eau avec laquelle les expériences ont été réalisées est de 1m . Par conséquent, pour une hauteur d'eau constante, la croissance de la couche limite neutre, au sein de laquelle les vitesses sont plus faibles, provoque une accélération des vitesses hors couche limite afin de respecter la conservation de quantité de masse. Les valeurs de la vitesse hors couche limite $\langle \bar{U}_\infty \rangle_x$ sont répertoriées dans le tableau 5.1, leur évolution à 700 et 900 tr.min^{-1} sont représentées à la figure 5.6 suivante.

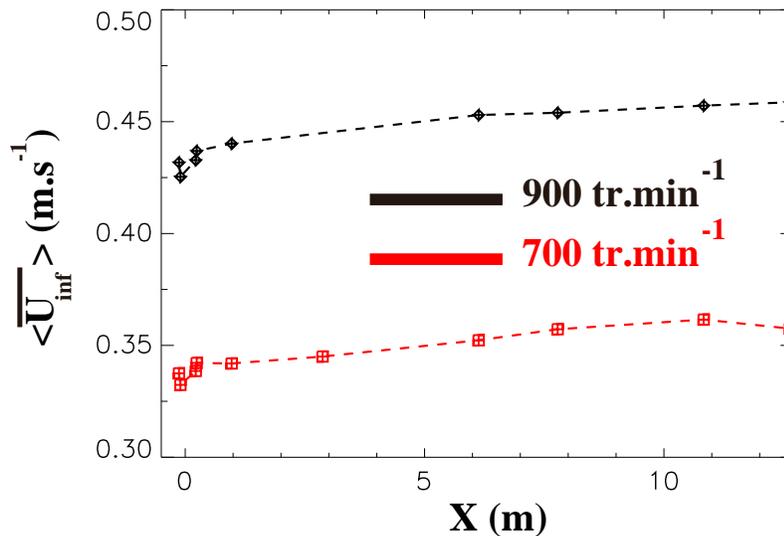


FIG. 5.6 – Evolution des vitesses hors couches limites, $\langle \bar{U}_\infty \rangle_x$, pour 900 et 700 tr.min^{-1} .

Régime	Abscisse (m)									
	-0.13	-0.10	0.22	0.24	0.97	2.87	6.13	7.78	10.83	12.63
900 tr.min ⁻¹	0.432	0.425	0.433	0.437	0.440		0.453	0.454	0.457	0.459
700 tr.min ⁻¹	0.338	0.332	0.339	0.342	0.342	0.345	0.352	0.357	0.361	0.358

TAB. 5.1 – Valeur des vitesses hors des couches limites, $\langle \overline{U}_\infty \rangle_x$, pour 900 et 700 tr.min⁻¹.

Il semble que $\langle \overline{U}_\infty \rangle_x$ suive la même tendance que la circulation se fasse à 900 ou 700 tr.min⁻¹. La seule différence a lieu en sortie de plancher rugueux, pour $X=12.63\text{m}$, où $\langle \overline{U}_\infty \rangle_x$ diminue à 700 tr.min⁻¹ alors qu'elle continue à augmenter pour 900 tr.min⁻¹. Cette évolution de $\langle \overline{U}_\infty \rangle_x$ est directement liée à la configuration expérimentale. Afin de pouvoir comparer l'évolution des vitesses longitudinales à celle d'un écoulement quelconque (pour lequel $\langle \overline{U}_\infty \rangle_x = \text{constante}$ et $\partial P/\partial x = 0$), il est préférable de s'affranchir de l'impact de la hauteur d'eau en normalisant $\langle \overline{U} \rangle_x$ par $\langle \overline{U}_\infty \rangle_x$; ce qui est donné à la figure 5.7.

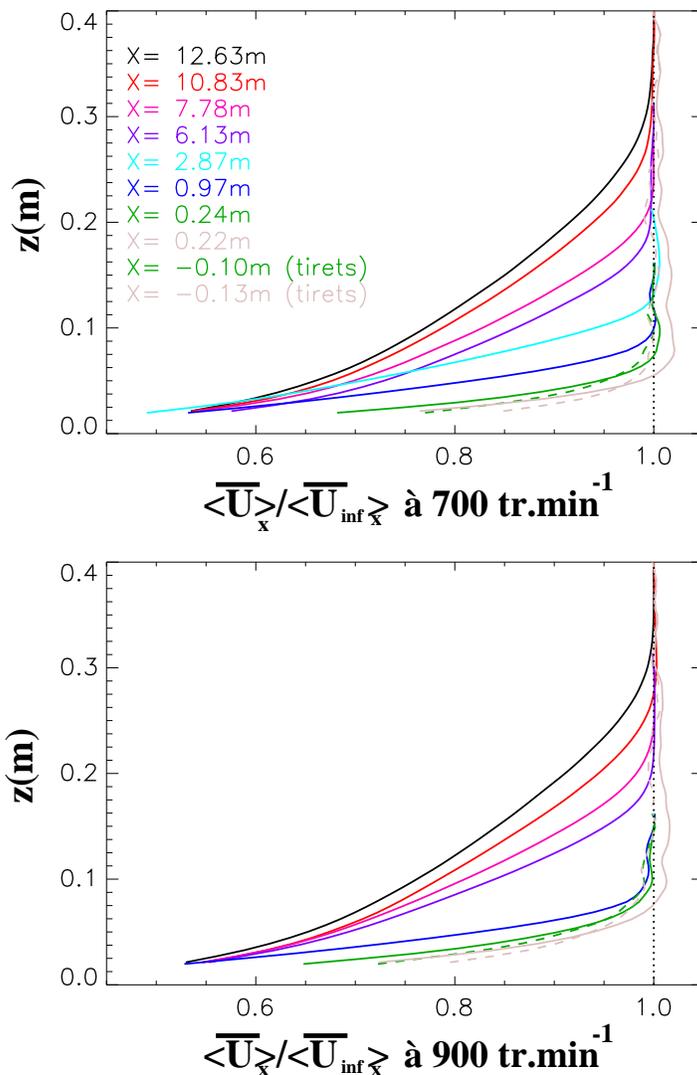


FIG. 5.7 – Profils de vitesse longitudinale normalisée, $\frac{\langle \overline{U} \rangle_x}{\langle \overline{U}_\infty \rangle_x}$ le long de la veine à 700 et 900 tr.min⁻¹ (respectivement à gauche et à droite).

5.3.2 Champ de vitesse longitudinale à l'échelle de la veine

Cherchant à estimer l'évolution du champ $\langle \bar{U} \rangle_x$ à l'échelle de la veine, nous avons reconstitué le champ de vitesse longitudinale sur la partie rugueuse (figure 5.8 en haut, à l'aide du logiciel MATLAB). Pour ce faire, les profils moyens $\langle \bar{U} \rangle_x$, issus des acquisitions PIV sur plancher rugueux, ont été lissés (par un fit polynomial d'ordre 9) sous PV-WAVE pour ensuite réaliser une interpolation (par une interpolation linéaire en deux dimensions) sous MATLAB entre chacune des ces abscisses d'acquisition.

Les gradients longitudinaux du champ $\langle \bar{U} \rangle_x$ sont représentés au bas de la figure 5.8 pour 700 tr.min^{-1} . Cette figure met en évidence la décélération de $\langle \bar{U} \rangle_x$ due au développement de la couche limite neutre. Les gradients les plus forts, de l'ordre de $-2 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$, sont localisés en début de plancher rugueux et près du sol. Ils correspondent à une atténuation de la vitesse provoquée par le brusque changement de rugosité. Ces extremums négatifs de $\frac{d\langle \bar{U} \rangle_x}{dX}$ s'atténuent rapidement ($-0.35 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ dès $X=2.87$). Au fur et à mesure que la couche limite neutre se développe, les extremums se déplacent verticalement marquant la transition entre la couche limite neutre et la zone hors couche limite avec une amplitude de $-0.2 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ au bout de 7.78m de plancher rugueux.

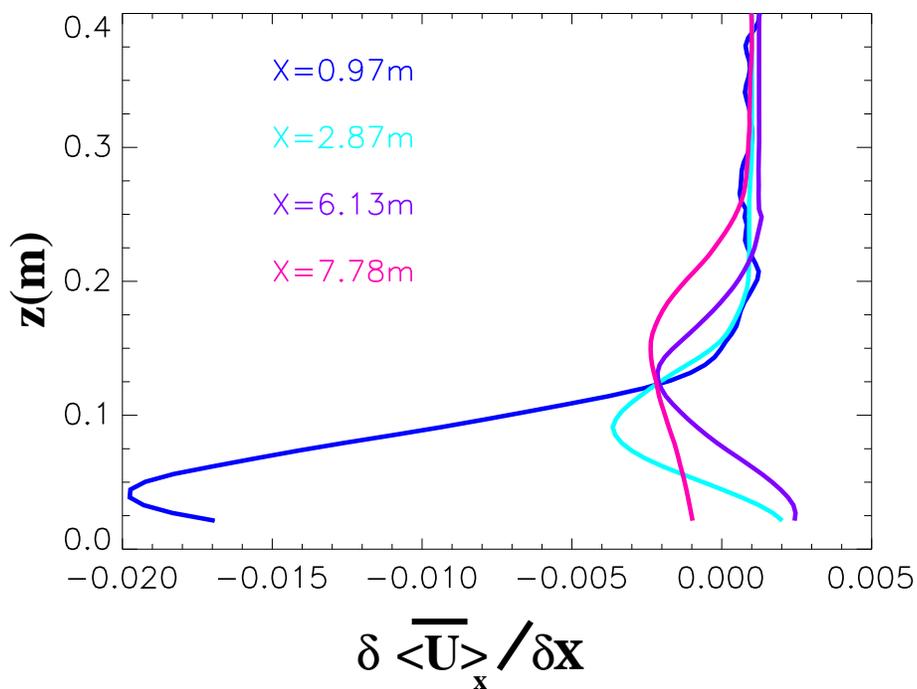
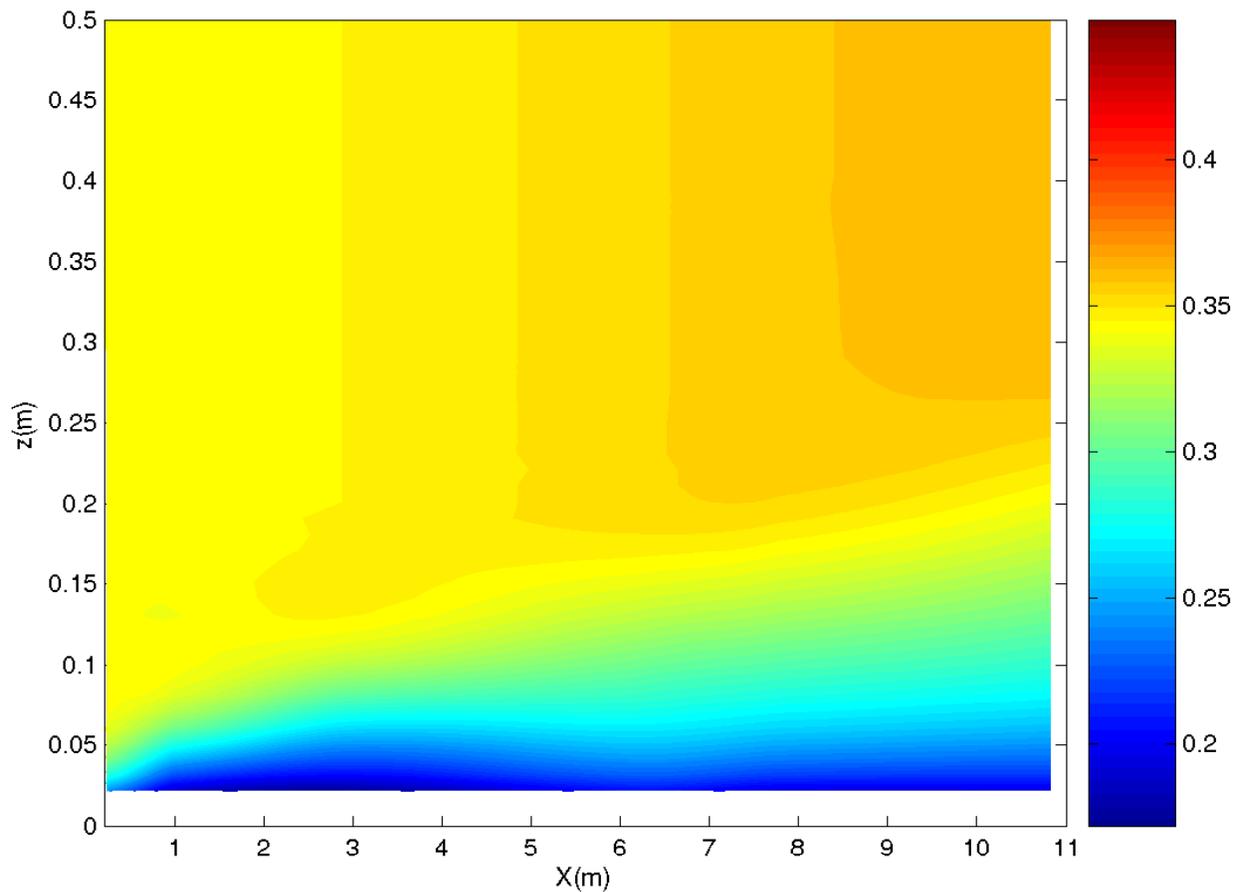


FIG. 5.8 – Evolution de $\langle \bar{U} \rangle_x$ (m.s⁻¹) (en haut) de $\frac{\partial \langle \bar{U} \rangle_x}{\partial X}$ (s⁻¹) (en bas) à l'échelle de la veine pour 700 tr.min⁻¹.

5.3.3 Champ de vitesse verticale

- **Au niveau du changement de rugosité**

Pour la première fois, à notre connaissance, la structure dynamique en vitesse verticale moyenne a été finement observée et documentée dans la couche limite au-dessus du changement de rugosité, les coupes verticales (x, z) de \overline{W} sont disponibles. Un point important de cette étude est justement la quantification de \overline{W} au niveau de la transition. Aux figures 5.9 et 5.10, il apparaît nettement que \overline{W} est inférieur à \overline{U} (environ d'un facteur 10). Sur le champ \overline{U} , la transition lisse/rugueux provoque une légère rupture de la couche limite, illustrée par la quasi-absence de cisaillement vertical en $X=0$. En réalité, le changement de rugosité est nettement mis en évidence par le champ de \overline{W} qui est maximal en cet endroit et près de la surface, cette augmentation est concentrée sur un rayon de 0.15m autour du changement de rugosité. Depuis le changement de rugosité ($x = 0$), l'extension horizontale de cet extremum est de l'ordre de 0.06cm. L'impact du saut de rugosité sur \overline{W} , vérifie la définition Belcher et al. (2003) concernant la longueur d'ajustement X_c , distance nécessaire à ce que l'écoulement soit en équilibre avec la nouvelle rugosité :

$$X_c \sim L_y/W_x^2 ; \quad (5.6)$$

avec L_y la largeur des éléments rugueux (opposée à l'écoulement) et W_x l'espacement longitudinal entre les éléments. Pour notre expérience, suivant Belcher et al. (2003), X_c est de l'ordre de 0.05 ; valeur en accord avec la longueur sur laquelle \overline{W} est important (compris entre 0.029 et 0.010 m.s⁻¹ à 700 tr.min⁻¹ ; respectivement entre 0.034 et 0.010 m.s⁻¹ à 900 tr.min⁻¹). Ces comportements sont observés identiquement à 700 et 900 tr.min⁻¹. Seul les intensités diffèrent légèrement ; à 900 tr.min⁻¹ l'extremum de \overline{W} est 15% plus important qu'à 700 tr.min⁻¹. Il est à noter que bien que plus faible, l'impact du changement de rugosité sur le champ \overline{W} agit encore sur un rayon de 20cm autour de $x = 0$. Les valeurs de \overline{W} sont alors de l'ordre de 5.10⁻³ m.s⁻¹.

- **Au niveau de la couche limite en équilibre**

A partir de ces gradients longitudinaux, par continuité, il a été possible d'estimer les gradients verticaux de $\langle \overline{W} \rangle_x$ à l'échelle de la veine et par conséquent de quantifier $\langle \overline{W} \rangle_x$, par intégration de $\frac{d\langle \overline{W} \rangle_x}{dz}$ en supposant $\langle \overline{W} \rangle_{x_{z=z_d}} = 0$. Ainsi, les vitesses moyennes verticales sont comprises entre 9 10⁻⁴ et 2 10⁻⁴ m.s⁻¹ au niveau de la transition couche limite neutre et la zone hors couche limite, et entre 0 et -4 10⁻⁴ m.s⁻¹ partout ailleurs. Ces valeurs confirment que $\langle \overline{W} \rangle_x$ est négligeable par rapport à $\langle \overline{U} \rangle_x$, hors de la zone de transition lisse/rugueux.

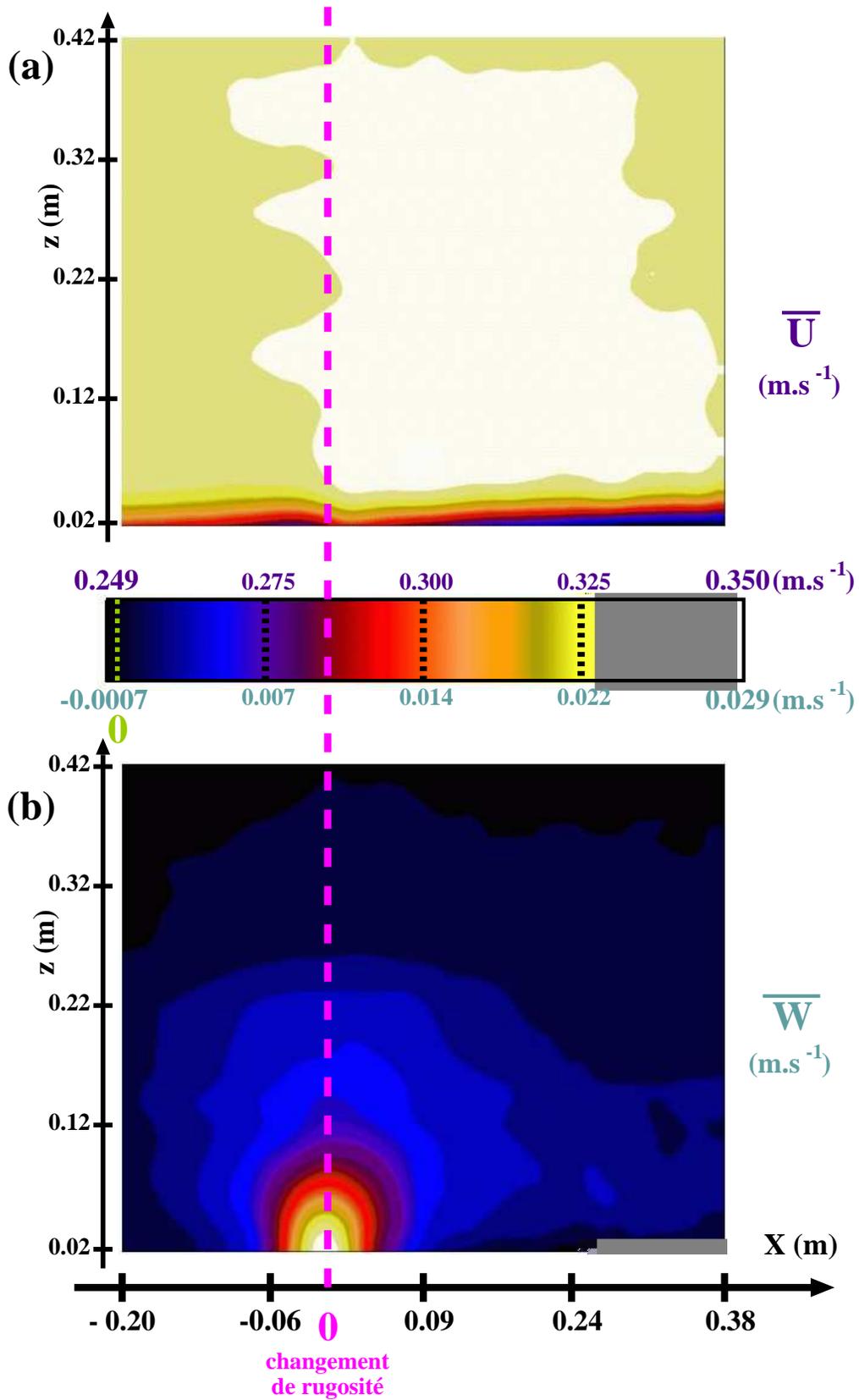


FIG. 5.9 – Coupes verticales des vitesses moyennes longitudinale \bar{U} (a) et verticale \bar{W} (b) au niveau de la transition lisse/rugueux, à 700 tr.min⁻¹.

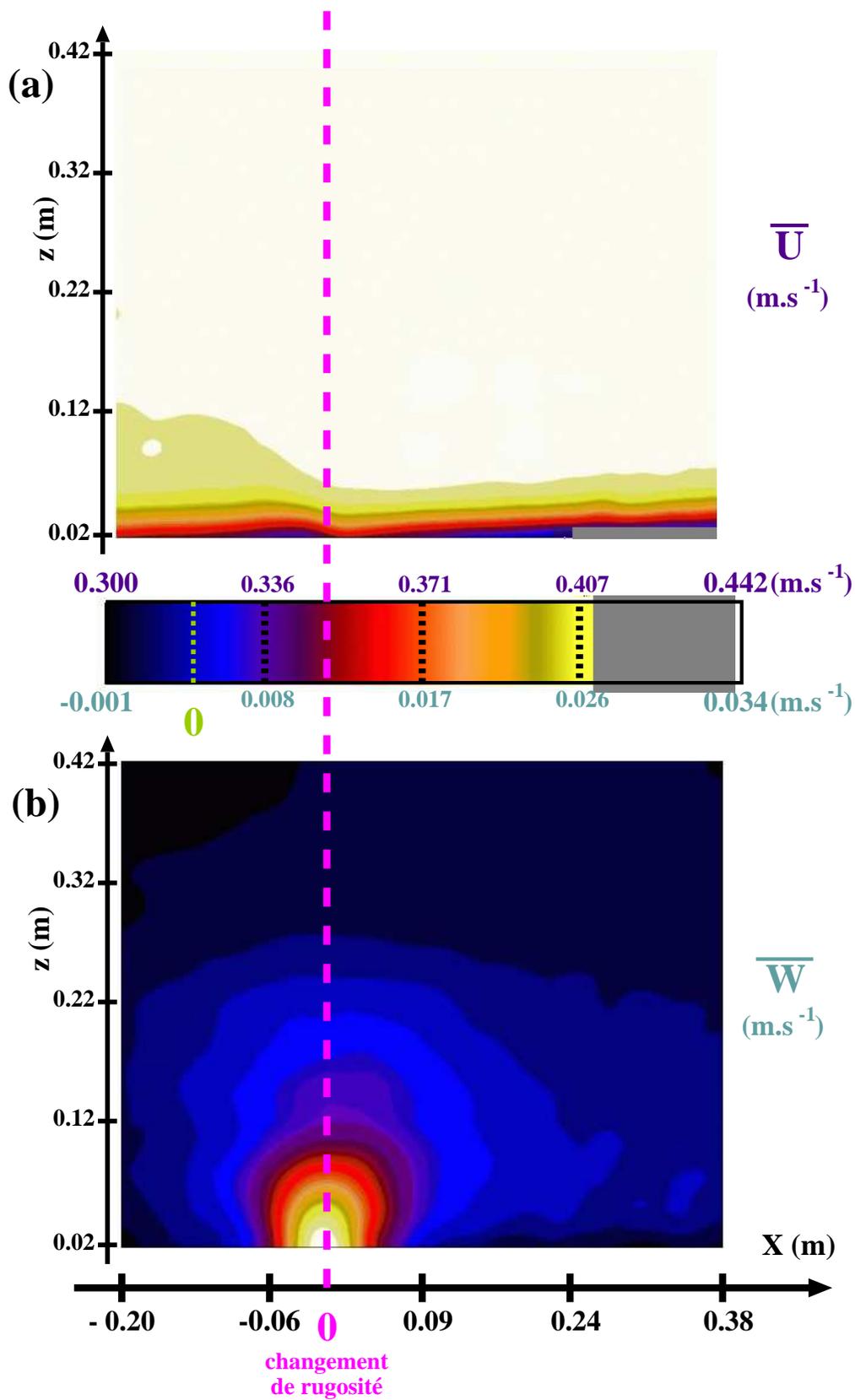


FIG. 5.10 – Coupes verticales des vitesses moyennes longitudinale \bar{U} (a) et verticale \bar{W} (b) au niveau de la transition lisse/rugueux, à 900 tr.min⁻¹.

5.4 Développement vertical de la couche limite neutre

5.4.1 Epaisseur de la couche limite neutre : $\delta(x)$

L'épaisseur de la couche limite neutre : δ ,¹ a été estimée à partir des profils de $\langle \bar{U} \rangle_x$ et $\langle \overline{u'w'} \rangle_x$ ² comme étant :

- pour la quantité moyenne, $\langle \bar{U} \rangle_x$: la hauteur minimale où l'écoulement atteint 99% de sa vitesse hors couche limite neutre $\langle \bar{U}_\infty \rangle_x$:

$$\delta_{\langle \bar{U} \rangle_x} = z_{99\%} \text{ définie par } \langle \bar{U} \rangle_{x(z_{99\%})} = 0.99 \langle \bar{U}_\infty \rangle_x; \quad (5.7)$$

- pour la quantité turbulente, $\langle \overline{u'w'} \rangle_x$: la hauteur minimale pour laquelle les flux valent 5% de leur valeur maximale :

$$\delta_{\langle \overline{u'w'} \rangle_x} = \frac{z_{5\%}}{0.95} \text{ définie par } \langle \overline{u'w'} \rangle_{x(z_{5\%})} = 0.05 \langle \overline{u'w'} \rangle_{x_{max}}. \quad (5.8)$$

Ces estimations ainsi que la moyenne de ces estimations sont regroupées dans le tableau 5.2.

Les estimations réalisées à partir des profils de $\langle \bar{U} \rangle_x$ ou de $\langle \overline{u'w'} \rangle_x$ donnent des résultats cohérents. Les couches limites développées à 700 et 900 tr.min⁻¹ ont une extension verticale très proche. En comparant aux mesures LDV du tableau 4.3, on constate que ces dernières offrent une bonne estimation des hauteurs de couche limite aux alentours de 6-7m, lorsque la couche limite est établie et n'est pas encore perturbée par le changement rugueux/lisse du bout de veine. Les écarts avec les mesures PIV sont alors de l'ordre de 10%. Par contre en bout de veine, les écarts entre les estimations de hauteur de couche limite neutre à partir des données LDV et PIV sont de 50% voire plus, en fin de veine et au niveau de la transition lisse/rugueux. Ceci nous a peut-être conduit à surdimensionner les prises de vues des champs PIV. Lors des sondages LDV, plus de points auraient dû être acquis afin de décrire plus précisément la couche limite.

¹L'origine des ordonnées est prise au niveau du plancher de la veine soit le bas des légos

²ces profils sont présentés à la section 5.6.1

Abscisse X (m)	$\delta_{\langle \bar{U} \rangle_x}$		$\delta_{\langle \overline{u'w'} \rangle_x}$		Moyenne	
	700 tr.min ⁻¹	900 tr.min ⁻¹	700 tr.min ⁻¹	900 tr.min ⁻¹	700 tr.min ⁻¹	900 tr.min ⁻¹
-0.13	0.056	0.115	0.041	0.059	0.049	0.087
-0.10	0.074	0.113	0.041	0.047	0.058	0.080
0.22	0.050	0.068	0.053	0.065	0.052	0.067
0.24	0.064	0.083	0.057	0.062	0.060	0.073
0.97	0.083	0.093	0.083	0.083	0.083	0.088
2.87	0.119		0.130		0.124	
6.13	0.176	0.182	0.191	0.197	0.184	0.190
7.78	0.198	0.210	0.220	0.228	0.209	0.219
10.83	0.259	0.249	0.279	0.281	0.270	0.265
12.63	0.290	0.284	0.318	0.324	0.304	0.304

TAB. 5.2 – Estimations des hauteurs de couches limites développées à 900 et 700 tr.min⁻¹ à partir des profils verticaux de $\langle \bar{U} \rangle_x$ et $\langle \overline{u'w'} \rangle_x$.

Il est possible de tracer l'évolution de la hauteur de couche limite en fonction de l'abscisse X .

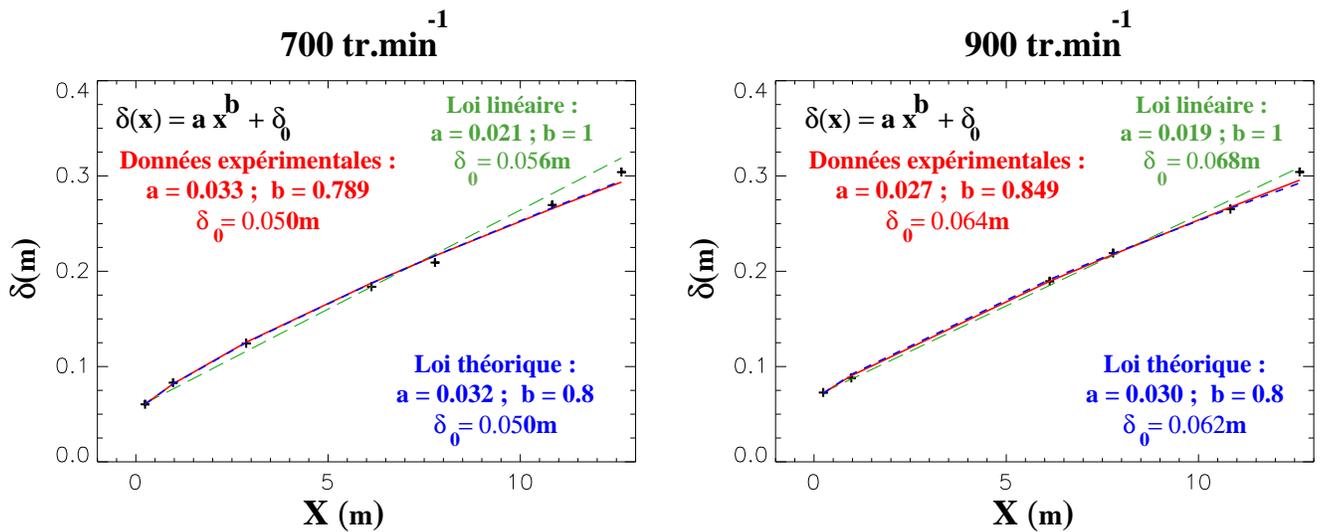


FIG. 5.11 – Tracés des épaisseurs de couche limite neutre à partir des données PIV et lois puissances correspondantes, à 700 et 900 tr.min⁻¹ (respectivement à gauche et à droite).

Il apparaît que la variation de δ suit x en loi puissance. Ceci est en accord avec les études antérieures qui soutenaient $\delta \sim x^{4/5}$ (Elliot, 1958 ; Townsend, 1965 ; Peterson, 1969 ; Antonia et Luxton, 1971 ; Rao et al., 1974 ; Pendergrass et Arya (1984) ; Lin et al., 1997). Cependant, en comparant le coefficient a à la valeur théorique de Elliot (1958) :

$$a = 0.75 - 0.03 \ln \frac{z_{02}}{z_{01}} \quad (5.9)$$

où l'indice 1 fait référence à la première longueur de rugosité et 2, la seconde. Les valeurs de z_0 pour la partie lisse sont déduites de l'étude de Perrier et al (1988), réalisée dans les mêmes conditions expérimentales et pour la partie rugueuse tirée de la section suivante (voir section 5.5.3). Nous obtenons un coefficient de l'ordre de 0.48, ce qui sur-estime le coefficient déduit de nos mesures. Cette sur-estimation avait déjà été mise en évidence par Pendergrass et Arya (1984). Par ailleurs, les expériences menées par Perrier et al (1988) dans la même veine hydraulique, aboutissent, pour une rugosité faible obtenue en utilisant la plaque de légos[®], à une loi puissance similaire ($a=0.07$; $b=0.8$). Ce dernier point valide le travail de dimensionnement effectué pour créer une rugosité faible mais autour de laquelle l'écoulement est pleinement turbulent (voir section 4.2.3).

5.4.2 Épaisseur de déplacement ($\delta^*(x)$) et de quantité de mouvement ($\theta(x)$)

L'épaisseur de la couche limite neutre $\delta(x)$ est définie comme étant la hauteur à laquelle soit $\langle \bar{U} \rangle_x$ vaut 99% de sa valeur au sein de la couche limite libre $\langle \bar{U}_\infty \rangle_x$ soit $\langle \overline{u'w'} \rangle_x$ atteint 5% de sa valeur maximale. Or cette quantité est extrêmement sensible vu qu'elle dépend de la mesure de faible écart de vitesse. Une estimation plus fiable consiste à utiliser les mesures intégrales telles que :

– l'épaisseur de déplacement :

$$\delta^*(X) = \int_{z_d}^{\infty} \left(1 - \frac{\langle \bar{U} \rangle_x}{\langle \bar{U}_\infty \rangle_x} \right) dz; \quad (5.10)$$

– l'épaisseur de quantité de mouvement :

$$\theta(X) = \int_{z_d}^{\infty} \frac{\langle \bar{U} \rangle_x}{\langle \bar{U}_\infty \rangle_x} \left(1 - \frac{\langle \bar{U} \rangle_x}{\langle \bar{U}_\infty \rangle_x} \right) dz. \quad (5.11)$$

Ne disposant pas de données entre z_d et $2.67 z_d$, une régression des profils de $\langle \bar{U} \rangle_x$ a été réalisée afin d'estimer $\langle \bar{U} \rangle_x$ dans cette zone. Pour la zone rugueuse ($x > 0$), les points sols des vitesses (en $z = z_d$) sont en accord la relation de Belcher et al. (2003) (formule 3.16) qui permet d'estimer l'échelle de vitesse au niveau du plancher :

Régime	Abscisse (m)										Théorie
	-0.13	-0.10	0.22	0.24	0.97	2.87	6.13	7.78	10.83	12.63	
900 tr.min ⁻¹	0.27	0.28	0.21	0.19	0.15		0.20	0.19	0.20	0.19	0.20
700 tr.min ⁻¹	0.22	0.23	0.16	0.14	0.12	0.13	0.15	0.13	0.14	0.15	0.14

TAB. 5.3 – Valeur des vitesses, $\langle \bar{U} \rangle_x$, en $z = z_d$ pour 900 et 700 tr.min⁻¹.

A l'échelle de la veine, (c.f figure 5.12), il y a de fortes fluctuations de ces quantités au niveau de la transition lisse/rugueux. Par contre, sur la zone établie de l'écoulement, l'évolution de $\delta^*(X)$ et de $\theta(X)$ suit une loi puissance en fonction de X . Cette croissance est en accord avec l'évolution de l'épaisseur de couche limite estimée précédemment (section 5.4.1). Par ailleurs, la valeur du rapport de forme $\delta^*\theta$ croît en fonction de X . Cette croissance peut être reliée au fait que la vitesse hors couche limite n'est pas constante. Cependant, la valeur asymptotique de ce rapport est de 1.75. Cette valeur est en accord avec l'étude de Antonia et Luxton (1971), lesquels estiment que ce rapport est quasiment constant, de l'ordre de 1.79.

La croissance en loi puissance de $\delta^*(X)$ et de $\theta(X)$ met en évidence la croissance de la couche limite neutre. Il est à remarquer qu'il y a peu de différence entre le régime à 700 et celui à 900 tr.min⁻¹. Cette observation est en accord avec les estimations des épaisseurs de couches limites où les évolutions à 700 et celui à 900 tr.min⁻¹ sont identiques.

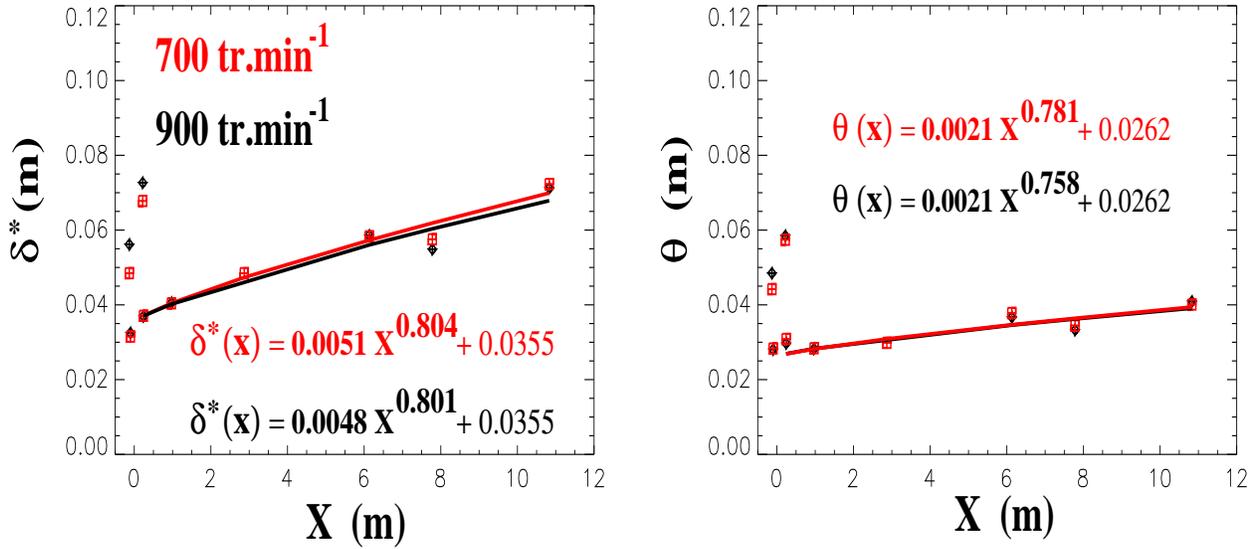


FIG. 5.12 – Tracés de l'évolution de δ^* (à gauche) et θ (à droite) issus des données expérimentales acquises à 700 tr.min^{-1} (rouge) et 900 tr.min^{-1} (noir) pour la zone rugueuse, superposition des régressions correspondantes.

5.5 Caractéristiques surfaciques des couches limites neutres : cisaillement u_* et échelle de rugosité z_0

5.5.1 Estimation à partir des profils de $\langle \bar{U} \rangle_x$

Au sein de la couche de surface, la vitesse moyenne suit la loi logarithmique classique (voir section 3.2) :

$$\frac{\langle \bar{U} \rangle_x}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{z - z_d}{z_0}\right) \quad (5.12)$$

où κ est la constante de Von Karman, fixée à 0.4 et z_d , la hauteur de déplacement.

Les tracés de $\langle \bar{U} \rangle_x$ en fonction de $\ln(z - z_d)$ avec $z_d = 0.75z_h$, regroupés à la figure 5.13 mettent en évidence, dans la partie basse de la couche limite neutre, une croissance linéaire de $\langle \bar{U} \rangle_x$ en fonction de $\ln(z - z_d)$, ce qui est en accord avec la relation précédente 5.12.

Cette étude a pour but de documenter des couches limites rugueuses. C'est pourquoi, à la figure 5.13, ne sont pas tracés les profils correspondant à $X=-0.09\text{m}$, $X=-0.05\text{m}$ et $X=12.63\text{m}$ qui correspondent à la partie lisse de l'écoulement. Les profils de $\langle \bar{U} \rangle_x$ correspondant à $X=[8.13 ; 7.78 ; 10.83]\text{m}$ tendent vers une même régression linéaire alors que pour $X=[0.24 ; 0.38 ; 0.97 ; 2.87]\text{m}$, les pentes varient. Cela s'explique par le fait que l'écoulement à ce niveau n'est pas encore établi et que donc la loi logarithmique n'est pas valable. Par la suite, pour déterminer u_*

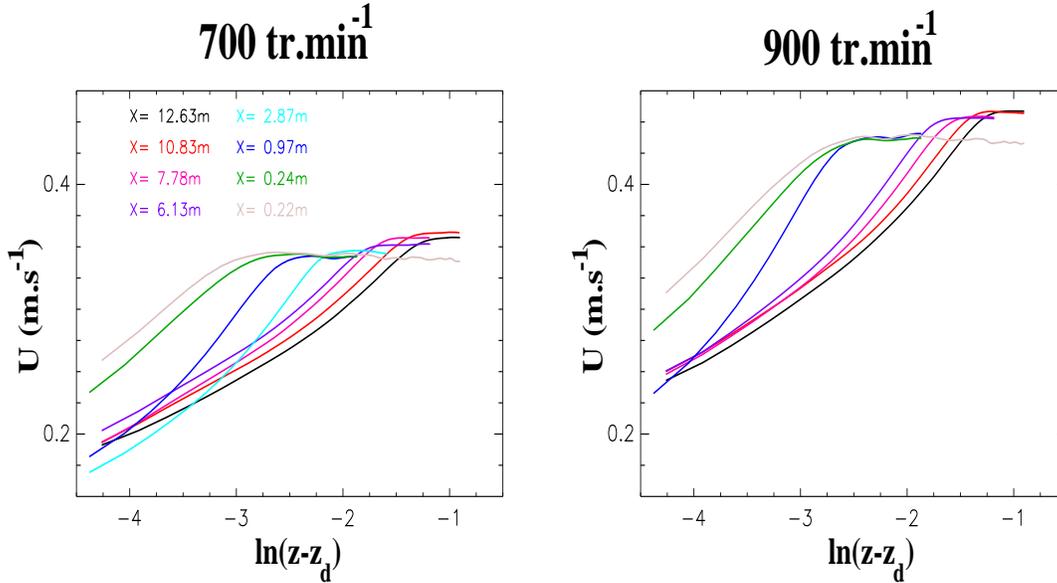


FIG. 5.13 – Profils de vitesse longitudinale, $\langle \bar{U} \rangle_x$, en fonction de $\ln(z - z_d)$ le long de la veine à 700 et 900 tr.min^{-1} .

et z_0 , le travail sera effectué pour $X=[8.13; 7.78; 10.83]\text{m}$, régions où l'écoulement n'est plus perturbé par la transition lisse/rugueux ou rugueux/lisse.

• Zone de validité de la loi logarithmique

Il est également important de remarquer que seule une zone des profils de $\langle \bar{U} \rangle_x$ est effectivement linéaire en fonction de $\ln(z - z_d)$. En effet, la loi 5.12 n'est applicable que sur une certaine plage de hauteur. La limite inférieure correspond à l'épaisseur de la sous-couche rugueuse, δ_{SCR} , définie par la relation 3.6, soit pour cette configuration expérimentale :

$$1.24 \cdot 10^{-2} < \delta_{SCR} < 2.39 \cdot 10^{-2} \text{m}. \quad (5.13)$$

Par conséquent, pour la configuration expérimentale étudiée, la limite inférieure de la loi logarithmique correspond à $z=0.02\text{m}$, pour les deux régimes 700 et 900 tr.min^{-1} et pour toutes les stations considérées. Quant à la limite supérieure, hauteur de la couche limite de surface, elle dépend fortement des variables externes à la couche limite neutre, essentiellement des conditions de gradient de pression externes et de $\langle \bar{U}_\infty \rangle_x$.

La limite supérieure prise pour notre configuration est présentée dans le tableau suivant :

Régime	Abscisse (m)		
	6.13	7.78	10.83
900 tr.min ⁻¹	0.046	0.057	0.057
700 tr.min ⁻¹	0.071	0.071	0.078

TAB. 5.4 – Hauteurs (en mètre) correspondant à la limite verticale supérieure de la zone d'application de la loi logarithmique pour 900 et 700 tr.min⁻¹.

Ces limites sont plus restrictives que celles définies par Pope (2004b) que nous avons adaptées à un plancher rugueux (l'origine n'est plus $z = 0$ mais $z = z_d$). Suivant Pope (2004b), cette régression n'est valide que pour :

$$\frac{z - z_d}{\delta} < 0.3 ; \quad (5.14)$$

$$\text{et } z^+ > 30 ; \quad (5.15)$$

où δ représente l'épaisseur de couche limite et :

$$z^+ = (z - z_d) / \delta_\nu \quad ; \quad (5.16a)$$

$$\text{où } \delta_\nu \text{ est l'échelle de longueur visqueuse définie par : } \delta_\nu = \nu \sqrt{\left(\frac{\rho}{\tau_w}\right)} \quad ; \quad (5.16b)$$

$$\text{avec } \tau_w \text{ le cisaillement de surface définie par : } \tau_w = \rho \nu \left[\frac{\delta \langle \bar{U} \rangle_x}{\delta z} \right]_{z=d}. \quad (5.16c)$$

Ces relations définissent une limite supérieure plus haute que celle que nous avons prise.

• Application de la loi logarithmique

Suivant l'équation 5.12, $\langle \bar{U} \rangle_x$ s'exprime selon :

$$\langle \bar{U} \rangle_x = \frac{u_*}{\kappa} \ln(z - z_d) - \frac{u_*}{\kappa} \ln(z_0). \quad (5.17)$$

A partir des données expérimentales, il est possible d'effectuer une régression linéaire du tracé de $\langle \bar{U} \rangle_x$ en fonction de $\ln(z - z_d)$. On obtient alors :

$$\langle \bar{U} \rangle_x = F(z - z_d) = A \ln(z - z_d) + B. \quad (5.18)$$

L'échelle de longueur de rugosité, z_0 ainsi que la vitesse de cisaillement u_* sont alors déduites de la connaissance des coefficients A et B :

$$u_* = A \kappa \quad (5.19a)$$

$$z_0 = \exp\left[- \frac{B \kappa}{u_*} \right]. \quad (5.19b)$$

Abscisse(m)	700 tr.min ⁻¹		900 tr.min ⁻¹	
	u_* (m.s ⁻¹)	z_0 (m)	u_* (m.s ⁻¹)	z_0 (m)
6.13	0.0200	0.253 10 ⁻³	0.0223	0.162 10 ⁻³
7.78	0.0207	0.346 10 ⁻³	0.0226	0.183 10 ⁻³
10.83	0.0186	0.223 10 ⁻³	0.0216	0.142 10 ⁻³

TAB. 5.5 – Estimations de z_0 et u_* à partir des profils de $\langle \bar{U} \rangle_x$.

La régression de $\langle \bar{U} \rangle_x$, sur le domaine $z \in [z_{min} ; z_{max}]$ m, en fonction de $\ln(z - z_d)$ pour la couche limite rugueuse sont regroupés à la figure 5.14. Les paramètres des rugosités calculés à partir de ces régressions sont rassemblés au tableau 5.5.

Les profils de vitesses, sur la figure 5.14, se superposent à la régression linéaire sur une certaine gamme de $\ln(z - z_d)$, puis il y a un écart de $\langle \bar{U} \rangle_x$ par rapport cette droite. Cet écart est du à un changement du comportement de $\langle \bar{U} \rangle_x$ en fonction de z . Passé la loi logarithmique, les profils de vitesses suivent la loi dite de sillage (Coles, 1956). Cette déviation des profils $\langle \bar{U} \rangle_x = F[\ln(z - z_d)]$ par rapport à la régression linéaire se font de plus en plus tard lorsque X augmente. Ceci était prévisible car la limite supérieure de la loi logarithmique est proportionnelle à la hauteur de couche limite δ qui croît lorsque X augmente.

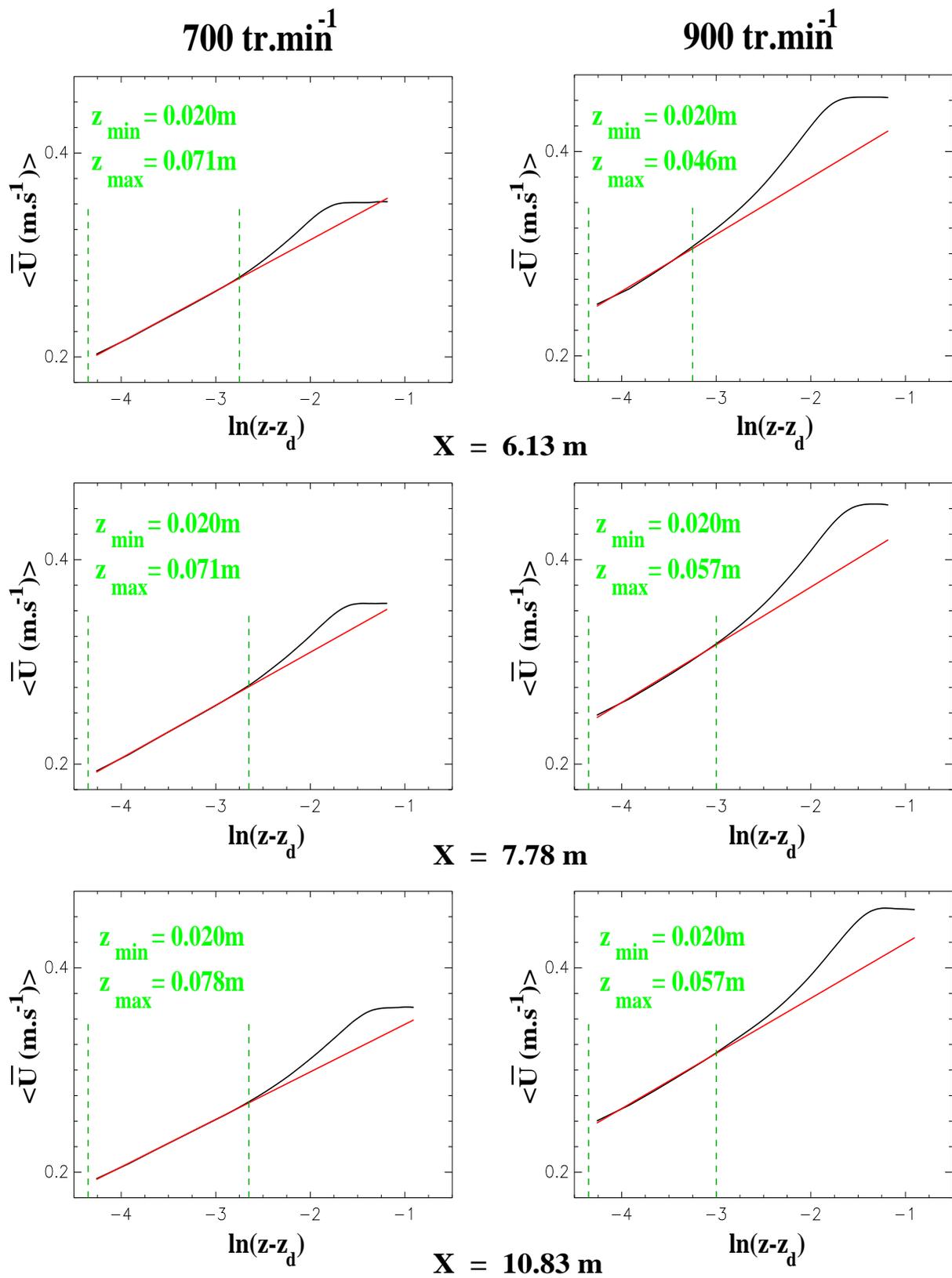


FIG. 5.14 – Régression linéaire des profils de vitesse longitudinale, $\langle \bar{U} \rangle_x = F[\ln(z - z_d)]$ pour la partie basse de la couche limite neutre en différentes abscisses à 700 et 900 tr.min⁻¹.

5.5.2 Estimation à partir des profils verticaux de $\langle \overline{u'w'} \rangle_x$

Une autre méthode, consiste à déterminer u_* à partir des profils de $\langle \overline{u'w'} \rangle_x$ ³. En effet, en considérant que dans le cas d'une surface rugueuse, la hauteur de déplacement z_d correspond au niveau d'une surface lisse virtuelle (Jackson, 1981), le cisaillement s'exprime également suivant :

$$u_* = \sqrt{\langle \overline{u'w'} \rangle_{x_{z=d}}} \quad (5.20)$$

Les champs PIV ont été pris au-dessus des légos[®]. Par conséquent, la valeur au sol de $\langle \overline{u'w'} \rangle_x$ n'est pas connue. Afin d'estimer le plus justement $\langle \overline{u'w'} \rangle_{x_{z=d}}$, nous avons déterminé une plage dont la valeur maximale est obtenue en prolongeant jusqu'au sol la partie linéaire des profils de $\langle \overline{u'w'} \rangle_x$ et la valeur minimale en moyennant les premiers points des profils verticaux de $\langle \overline{u'w'} \rangle_x$ sur la hauteur où $\langle \overline{u'w'} \rangle_x$ ne varie pas de plus de 10% de sa valeur sol.

Les graphes illustrant ces estimations de $\langle \overline{u'w'} \rangle_{x_{z=d}}$ sont visibles à la figure 5.15.

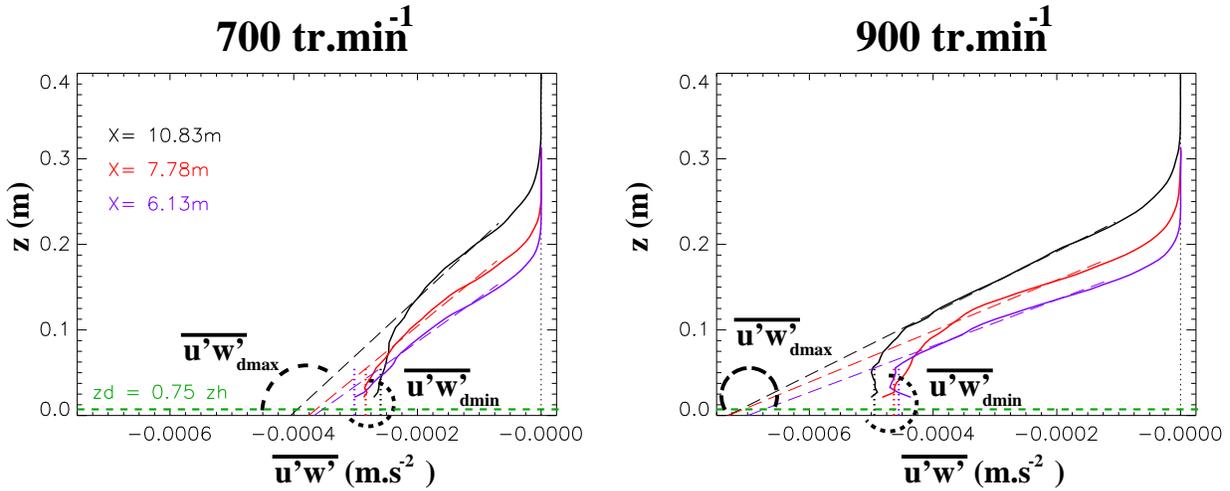


FIG. 5.15 – Estimation de $\langle \overline{u'w'} \rangle_{x_{z=d}}$ en différentes abscisses à 700 et 900 tr.min⁻¹.

Connaissant la valeur de u_* , il est alors possible de déterminer celle de z_0 . En effet, au sein de la couche limite rugueuse, $\langle \overline{U} \rangle_x$ suit la loi logarithmique (c.f section 5.5.1), il est alors possible d'exprimer z_0 suivant :

$$z_0 = (z - z_d) \exp\left(-\kappa \frac{\langle \overline{U} \rangle_x}{u_*}\right) \quad (5.21)$$

avec $\kappa=0.4$, $z_d=0.75 z_h$.

³ces profils sont présentés à la section 5.6.1

Les valeurs minimales et maximales de u_* et z_0 sont répertoriées dans le tableau 5.6 suivant :

700 tr.min ⁻¹				
Abscisse (m)	u_{*MAX}	u_{*MIN}	z_{0MAX}	z_{0MIN}
6.13	0.0195	0.0174	0.000225	0.000130
7.78	0.0197	0.0168	0.000274	0.000123
10.83	0.0204	0.0161	0.000350	0.000095
900 tr.min ⁻¹				
Abscisse (m)	u_{*MAX}	u_{*MIN}	z_{0MAX}	z_{0MIN}
6.13	0.0270	0.0213	0.000392	0.000120
7.78	0.0275	0.0215	0.000464	0.000137
10.83	0.0274	0.0222	0.000471	0.000162

TAB. 5.6 – Estimations de z_0 et u_* à partir des profils de $\langle \overline{u'w'} \rangle_x$.

5.5.3 Synthèse

Afin de visualiser les résultats des sections précédentes 5.5.1 et 5.5.2. Les valeurs de z_0 et u_* ont été tracées pour différentes abscisses à la figure 5.16.

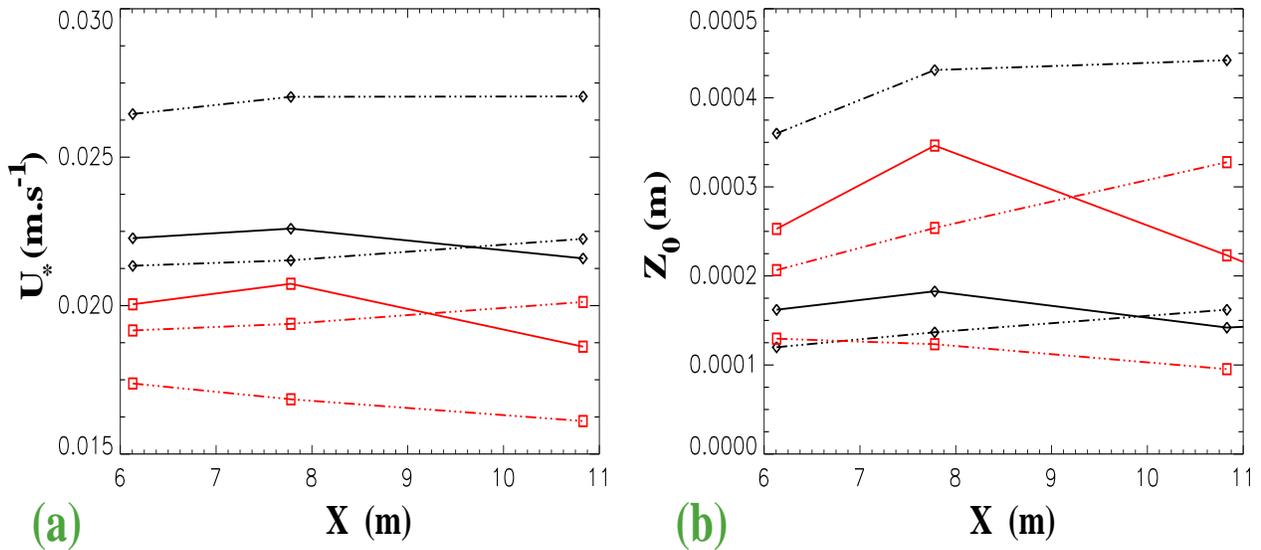


FIG. 5.16 – Tracé de l'évolution de u_* (a) et z_0 (b) estimés via $\langle \overline{u'w'} \rangle_{x_z=d}$ (traits pointillés) et $\langle \overline{U} \rangle_x$ (traits pleins) pour 700 tr.min⁻¹ (en rouge) et 900 tr.min⁻¹ (en noir).

Il apparaît que le u_* à 700 tr.min⁻¹, en moyenne de 0.018 m.s⁻¹, est inférieur au u_* du régime 900 tr.min⁻¹ qui est plutôt de l'ordre de 0.024 m.s⁻¹. Cela explique que sur les profils de $\langle \bar{U} \rangle_x$ (section 5.3.1), à 900 tr.min⁻¹, un cisaillement plus important se produit dans le bas de la couche limite neutre.

Grâce à ce graphe, il est possible d'estimer le z_0 de cette configuration expérimentale, soit de l'ordre de $2.5 \cdot 10^{-4}$ m, en accord avec les prédictions basées sur les relations de Macdonald et al. (1998) présentées à la section 4.2.3.

Suivant Monin et Yaglom (1971), il est possible d'établir une classification :

- pour $\frac{z_h u_*}{\nu} \leq 4$: la paroi est dynamiquement lisse. Les aspérités sont immergées dans la couche visqueuse ;
- pour $4 < \frac{z_h u_*}{\nu} \leq 60$: la paroi est dynamiquement légèrement rugueuse. Les aspérités dépassent de la couche visqueuse. La loi de vitesse est logarithmique pour $z \gg z_h$ et la longueur de rugosité dépend à la fois de l'écoulement et de la surface ;
- pour $\frac{z_h u_*}{\nu} \geq 60$: la paroi est dynamiquement complètement rugueuse. Il n'existe plus réellement de couche visqueuse : au voisinage de la paroi, l'écoulement est constitué de tourbillons engendrés par les aspérités. La loi de vitesse est logarithmique pour $z \gg z_h$ et la longueur de rugosité est approximativement donnée par $z_0 = \frac{z_h}{30}$.

Ainsi à partir des résultats de notre expérience :

$$\frac{z_h u_*}{\nu} = \begin{cases} 172 & \text{à } 700 \text{ tr.min}^{-1}; \\ 229 & \text{à } 900 \text{ tr.min}^{-1}. \end{cases} \quad (5.22)$$

Par conséquent, la paroi est complètement rugueuse et le z_0 dans ce cas-là doit être, suivant l'expérience de Monin et Yaglom (1971), proche de $\frac{z_h}{30}$ soit de l'ordre de $3 \cdot 10^{-4}$ m. Cette estimation théorique est effectivement en accord avec les estimations expérimentales de z_0 effectuées précédemment.

5.6 Les champs turbulents

5.6.1 Variances $\langle \overline{u'^2} \rangle_x$, $\langle \overline{w'^2} \rangle_x$ et flux $\langle \overline{u'w'} \rangle_x$

• Profils verticaux de $\langle \overline{u'^2} \rangle_x$, $\langle \overline{w'^2} \rangle_x$ et $\langle \overline{u'w'} \rangle_x$

A partir de la procédure décrite à la section 5.2.2, les champs turbulents ont pu être extraits des données PIV. Les profils verticaux de $\langle \overline{u'^2} \rangle_x$, $\langle \overline{w'^2} \rangle_x$ et $\langle \overline{u'w'} \rangle_x$ sont représentés à la figure 5.17.

Ces moments turbulents sont maximums près de la surface puis diminuent jusqu'à s'annuler en dehors de la couche limite neutre. Ceci a d'ailleurs permis d'estimer l'épaisseur de la couche limite neutre (section 5.4.1). L'extremum en surface traduit que la turbulence à une intensité maximale près des rugosités, ce qui est à relier avec l'existence de structures turbulentes générées par les éléments rugueux (Kim et al., 1987).

Par ailleurs, une brusque augmentation de ces champs a lieu au niveau de la transition lisse/rugueux ; lesquels doublent en l'espace de 0.3 m. Ceci est en accord avec les travaux de Antonia et Luxton (1971) qui observent une augmentation de $\overline{u'^2}$ par rapport à sa valeur en lisse, juste après le changement de rugosité et près du plancher ($z/z_h < 0.8$). Antonia et Luxton (1971) relient cette augmentation de $\overline{u'^2}$ avec l'intensification du gradient vertical de $\langle \overline{U} \rangle_x$ (visible sur les profils de la figure 5.7) lui-même accompagné par une production dynamique plus importante.

Il est à remarquer que les profils illustrent la croissance de la couche limite neutre après un changement de rugosité. En effet, l'amplitude de ces variances et covariances, dans la couche limite neutre, augmente lorsque X croît, autrement dit lorsque la couche limite neutre se développe. Cette croissance s'atténue lorsque la couche limite neutre tend à s'établir. Par exemple, les profils à $X=12.63\text{m}$ et $X=10.83\text{m}$ sont plus proches que ne le sont ceux à $X=10.83\text{m}$ et $X=7.78\text{m}$. Ainsi, lorsque X croît, les profils de $\langle \overline{u'^2} \rangle_x$, $\langle \overline{w'^2} \rangle_x$ et $\langle \overline{u'w'} \rangle_x$ tendent chacun vers un comportement asymptotique. Cette observation est en accord avec les travaux de Hussain et Reynolds (1975) qui montrent que les profils de $\sqrt{\overline{u'^2}}$ pour différentes abscisses se superposent lorsque le régime permanent est atteint.

Il apparaît nettement que $\langle \overline{w'^2} \rangle_x$ est très inférieur à $\langle \overline{u'^2} \rangle_x$, environ 10 fois plus petit. Cela permet d'appuyer que les écoulements neutres sont anisotropes et que par conséquent les schémas numériques qui reposent sur l'hypothèse d'isotropie des vitesses ne sont pas parfaitement physiques.

Concernant les profils de $\langle \overline{u'w'} \rangle_x$, une décroissance quasi-linéaire est observée lorsque z augmente. Tout comme la nullité des champs turbulents en dehors de la couche limite neutre, ce point permet de valider les mesures PIV et leur traitement, concernant les zones hors de la couche de surface.

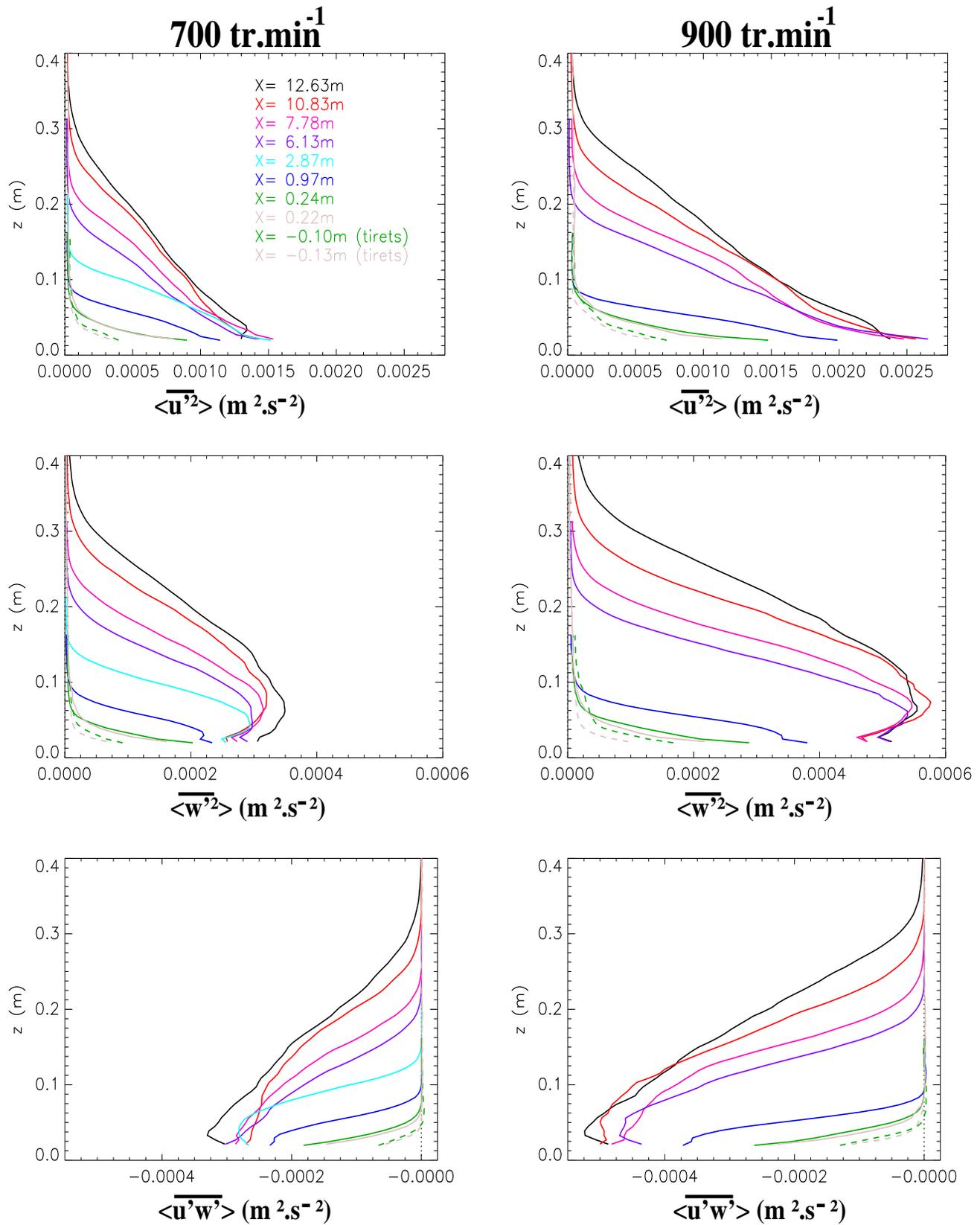


FIG. 5.17 – Profils verticaux de $\langle \overline{u'^2} \rangle_x$, $\langle \overline{w'^2} \rangle_x$ et $\langle \overline{u'w'} \rangle_x$ (de haut en bas) en différentes abscisses de la veine à 700 et 900 tr.min⁻¹ (respectivement à gauche et à droite).

• **Profils verticaux normalisés de $\langle \overline{u'^2} \rangle_x / u_*^2$, $\langle \overline{w'^2} \rangle_x / u_*^2$ et $\langle \overline{u'w'} \rangle_x / u_*^2$**

Les profils verticaux de $\langle \overline{u'^2} \rangle_x / u_*^2$, $\langle \overline{w'^2} \rangle_x / u_*^2$ et $\langle \overline{u'w'} \rangle_x / u_*^2$ sont représentés à la figure 5.18. Les comportements sont identiques à ceux non-normalisés, ces profils permettent d'appuyer les remarques précédentes et ont un caractère plus universel.

Ces moments turbulents sont maximums près de la surface puis diminuent jusqu'à s'annuler en dehors de la couche limite neutre. La brusque augmentation qui a lieu au niveau de la transition lisse/rugueux entre $x \sim [-0.09, -0.05]$ et $x \sim [0.22, 0.24]$ au niveau de laquelle les champs sont doublés, est nettement mise en évidence.

Le profil à $X = 2.87m$, uniquement présent à 700 tr.min^{-1} , est particulier. En effet, dès $X = 0.97m$, les profils tendent à se superposer et seul celui à $X = 2.87m$ ne suit pas cette tendance. Cela provient des mesures qui à cette station n'ont pu donner des résultats satisfaisants (les champs PIV à 900 tr.min^{-1} étaient inexploitable et ceux à 700 tr.min^{-1} moins précis que les autres champs). Par la suite, les données de cette station ne seront pas considérées. Ainsi, les variances et covariances ($\langle \overline{u'^2} \rangle_x / u_*^2$ et $\langle \overline{u'w'} \rangle_x$), dans la couche limite neutre, augmentent lorsque X croît jusqu'à ce que le régime permanent soit atteint et l'équilibre est rapidement atteint (selon $\langle \overline{u'^2} \rangle_x / u_*^2$ et $\langle \overline{u'w'} \rangle_x$ à partir de $X = 0.97m$). L'équilibre suivant la tendance de $\langle \overline{w'^2} \rangle_x / u_*^2$ semble plus long à s'établir. En effet, la superposition des profils normalisés n'a lieu qu'à partir de $X = 6.13m$, cela signifie que le champ de vitesses verticales est plus perturbé par le saut de rugosité que ne l'est celui de vitesses horizontales.

Il apparaît nettement que $\langle \overline{w'^2} \rangle_x / u_*^2$ est très inférieur à $\langle \overline{u'^2} \rangle_x / u_*^2$, environ 4 fois plus petit, ce qui rejoint les résultats de Drobinski et al. (2006), Moeng et Sullivan (1994) ou les observations de Nicholls et Readings (1979) et Grant (1986) qui prévoient $\langle \overline{w'^2} \rangle_x / \langle \overline{u'^2} \rangle_x$ de l'ordre de 0.25. Près de la surface, ($z/\delta \sim 0.1$), les variances normalisées sont comprises entre 4 et 5 pour $\langle \overline{u'^2} \rangle_x / u_*^2$ (1 et 1.25 pour $\langle \overline{w'^2} \rangle_x / u_*^2$) ce qui est légèrement inférieur aux valeurs déduites des travaux de Drobinski et al. (2006) qui sont comprises entre 5 et 6 pour $\langle \overline{u'^2} \rangle_x / u_*^2$ (1 et 2 pour $\langle \overline{w'^2} \rangle_x / u_*^2$). En outre, on remarque que $\langle \overline{w'^2} \rangle_x / u_*^2$ reste quasi-constant jusqu'à $z/\delta \sim 0.5$, contrairement à $\langle \overline{u'^2} \rangle_x / u_*^2$ et $\langle \overline{u'w'} \rangle_x / u_*^2$ qui décroissent quasi-linéaire jusqu'à $z/\delta = 1$. La constance de $\langle \overline{w'^2} \rangle_x / u_*^2$ est un comportement en accord avec les travaux Drobinski et al. (2006), Panofsky (1974) et Yaglom (1991).

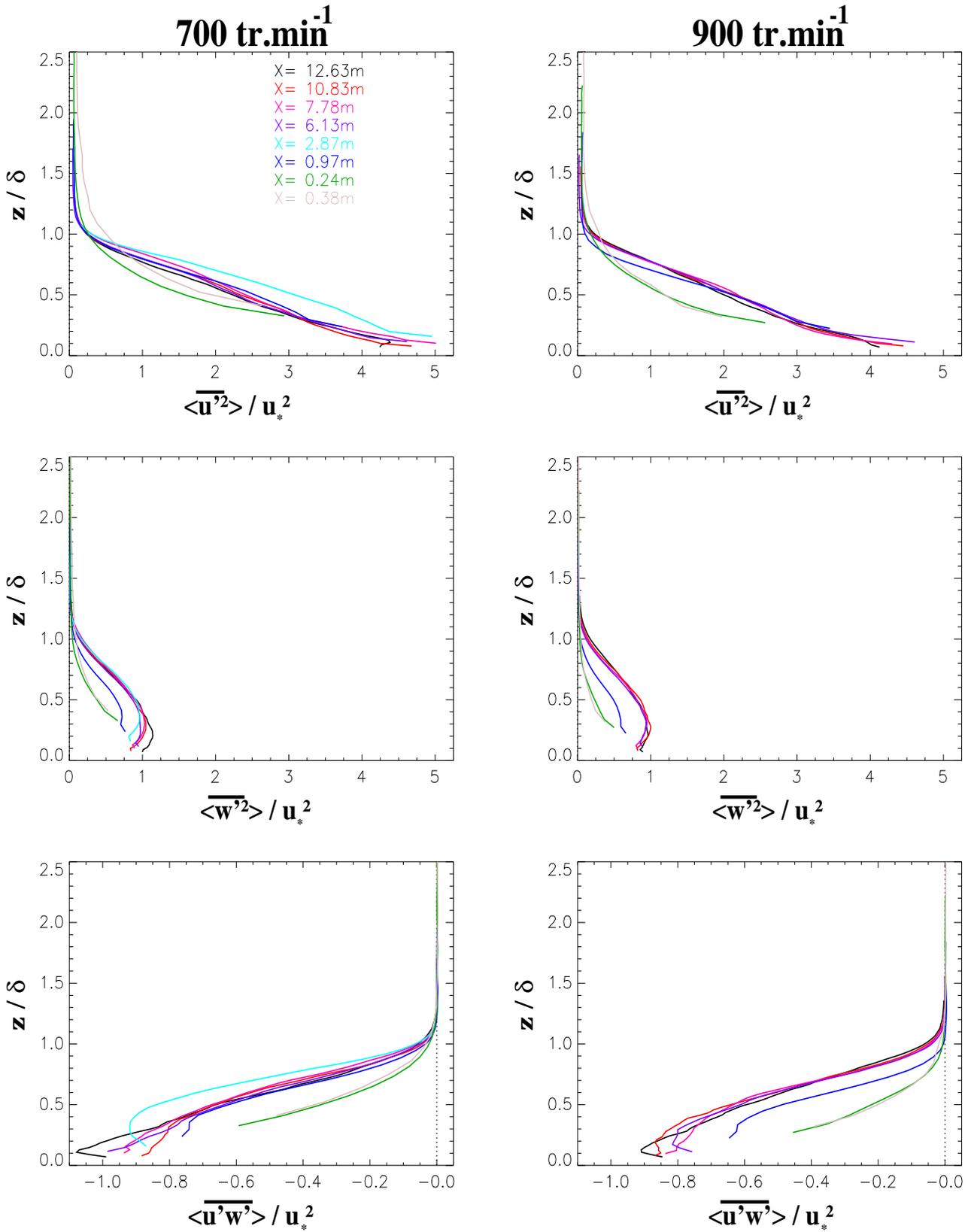


FIG. 5.18 – Profils verticaux de $\langle \overline{u'^2} \rangle_x / u_*^2$, $\langle \overline{w'^2} \rangle_x / u_*^2$ et $\langle \overline{u'w'} \rangle_x / u_*^2$ (de haut en bas) en différentes abscisses de la veine à 700 et 900 tr.min⁻¹ (respectivement à gauche et à droite).

5.6.2 Détermination des taux de corrélation $R_{u'_i u'_j, r}$

A partir des données expérimentales disponibles, il ne nous est pas possible d'estimer les corrélations temporelles car les groupements d'images (bursts) sont espacés de une seconde. A une vitesse moyenne de 0.35m.s^{-1} ce pas de temps correspond à un déplacement de 35cm, supérieure aux échelles intégrales temporelles. Il ne nous a pas paru opportun de réduire le temps entre les prises de vues car le but des mesures PIV était de décrire un écoulement stationnaire. Par conséquent, nous avons espacé ces groupements au maximum de sorte à couvrir le plus d'échelles intégrales temporelles possibles et s'assurer d'avoir une bonne description des grandes échelles de turbulence. Pour pouvoir estimer les corrélations temporelles, il aurait fallu en parallèle réaliser des mesures en rapprochant temporellement les bursts au maximum. Cependant, il est possible de calculer les corrélations spatiales définies suivant la relation suivante :

$$R_{u'_i u'_j, r}(\delta r) = \frac{\overline{u'_i(r)u'_j(r + \delta r)}}{\overline{u'_i(r)u'_j(r)}}; \quad (5.23)$$

avec r la direction longitudinale (x) ou verticale (z) et δr le déplacement positif ou négatif correspondant. Ces taux servent à estimer les échelles intégrales (voir section suivante).

A titre d'exemple, sur la figure 5.19, ne sont représentés que les taux de corrélations des quantités $\overline{u'^2}$, $\overline{w'^2}$ et $\overline{u'w'}$ pour r_x et r_z positifs (soit respectivement des δr évoluant dans le sens de l'écoulement et vers le haut). Il est à noter que hors de la couche limite, les quantités $\overline{u'^2}$, $\overline{w'^2}$ et $\overline{u'w'}$ sont extrêmement faibles. Les taux de corrélation calculés sont alors en dehors de la précision des mesures qui, après l'estimation des erreurs de mesures PIV (section 4.4.4), est de l'ordre de 0.0005m.s^{-1} . Par conséquent, pour plus de clarté, les courbes correspondant aux données hors couche limite neutre ne sont pas représentées sur les figures suivantes.

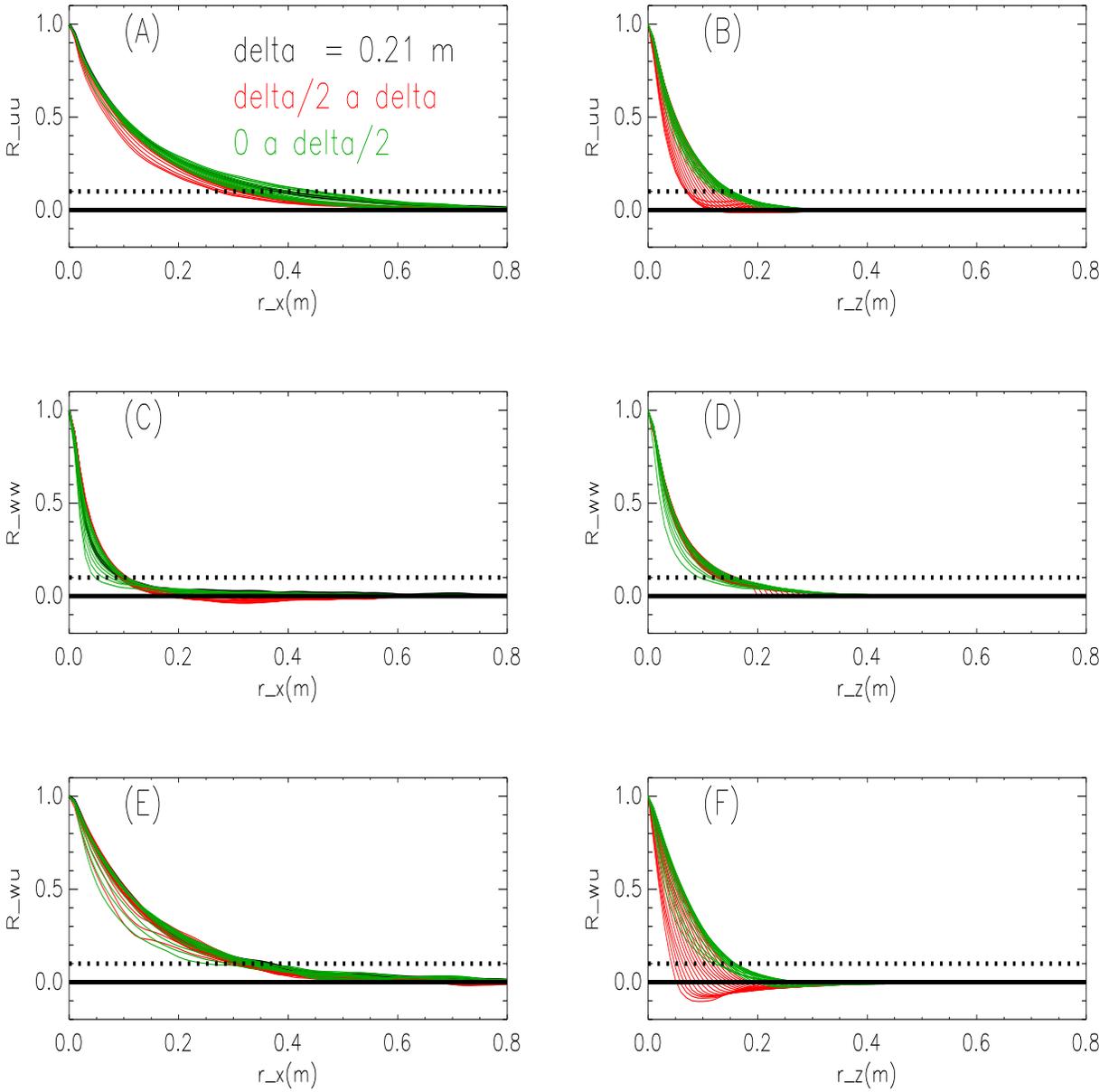


FIG. 5.19 – Courbes des taux de corrélations pour $x=7.78\text{m}$ à $700 \text{ tr}\cdot\text{min}^{-1}$, calculées suivant la longitudinale (à gauche : A, C et E) et suivant la verticale (à droite B, D et F) pour les quantités $\overline{u'^2}$, $\overline{w'^2}$ et $\overline{w'u'}$ (de haut en bas : respectivement A et B ; C et D ; E et F).

5.6.3 Détermination des échelles intégrales $L_{u'_i u'_j, r}$

La longueur intégrale est déduite de l'intégrale des taux de corrélation, $R_{u'_i u'_j, r}$ (relation 5.23) :

$$L_{u'_i u'_j, r}(z) = \int_0^{z_i} R_{u'_i u'_j, r}(r) dr; \quad (5.24)$$

avec $R_{u'_i u'_j, r}$ défini par la relation 5.23 et r la direction longitudinale (x) ou verticale (z). La limite supérieure de l'intégration (z_i) est déterminée par la première valeur à 0.1 qu'atteint la courbe du coefficient de corrélation.

L'intégration de ces fonctions de corrélation fournit, pour chaque abscisse x , 16 longueurs intégrales (i.e 4 quantités $\overline{u'^2}$, $\overline{w'^2}$, $\overline{u'w'}$ et $\overline{w'u'}$) suivant 2 directions (x et z) avec deux balayages différents suivant que le décalage soit positif ou négatif). Pour chaque quantité et suivant chacune des deux directions la longueur intégrale a été prise comme étant le minimum des deux décalages (δr positif ou négatif). Puis une moyenne à partir des courbes correspondant au régime établi ($x=[6.13, 7.78, 10.83, 12.63]$ m) a été effectuée. Les courbes résultantes sont représentées à la figure 5.20 pour les deux régimes de vitesse.

Hormis $L_{\overline{u'u'}_x}$ qui est le double des autres longueurs et $L_{\overline{u'w'}_x}$, $L_{\overline{w'u'}_x}$ qui se détachent également, les autres longueurs sont du même ordre de grandeur. Suivant x , il est normal de trouver des échelles de longueur plus importantes pour les fluctuations de vitesse longitudinale. En effet, cela traduit que les structures turbulentes sont plus allongées suivant la direction privilégiée de l'écoulement ; en l'occurrence x . Il est également intéressant de remarquer que $L_{\overline{w'w'}_x}$ et $L_{\overline{w'w'}_z}$ sont très proche. Cette constatation met en évidence une isotropie des fluctuations de vitesse verticale. Comme longueur intégrale résultante, la moyenne de $L_{\overline{u'u'}_z}$, $L_{\overline{u'w'}_x}$, $L_{\overline{w'u'}_x}$, $L_{\overline{w'w'}_z}$ et $L_{\overline{w'w'}_z}$ a été prise ; représentée en trait plein sur les graphes 5.20.

Le profil de longueur intégrale moyenne (L) est linéaire dans le bas de la couche limite neutre (sur la zone de validité de la loi logarithmique soit $z/\delta \sim 0.3$) puis tend vers une forme hyperbolique pour les deux tiers supérieurs de la couche limite neutre. Une équation du type : $L = az/(b + z^k)$ est en mesure de traduire ces tendances. En effet, comme l'illustre la figure 5.21, une forme asymptotique de L a été déterminée et permet paramétrer correctement L . L'équation de cette courbe est la suivante :

$$\frac{L}{\delta} = \frac{A \left(\frac{z-z_h}{\delta} - s \right)}{B + \left(\frac{z-z_h}{\delta} - s \right)^p} \quad (5.25)$$

avec pour coefficients empiriques : $A=0.3$; $s=0.03$; $p=2$ et $B=0.31$ (à 700 tr.min⁻¹ comme à 900 tr.min⁻¹). Il est rappelé que z_h est la hauteur des éléments rugueux et δ , l'épaisseur de couche limite neutre. A la figure 5.21 sont tracés les longueurs intégrales pour les deux régimes ainsi que les paramétrisations déterminées. La forme hyperbolique proposée estime correctement la longueur intégrale dans les basses couches et en début de couche limite libre. Cependant, ces formulations tendent à surestimer légèrement les brassages entre $z/\delta \sim [0.75 ; 1.05]$.

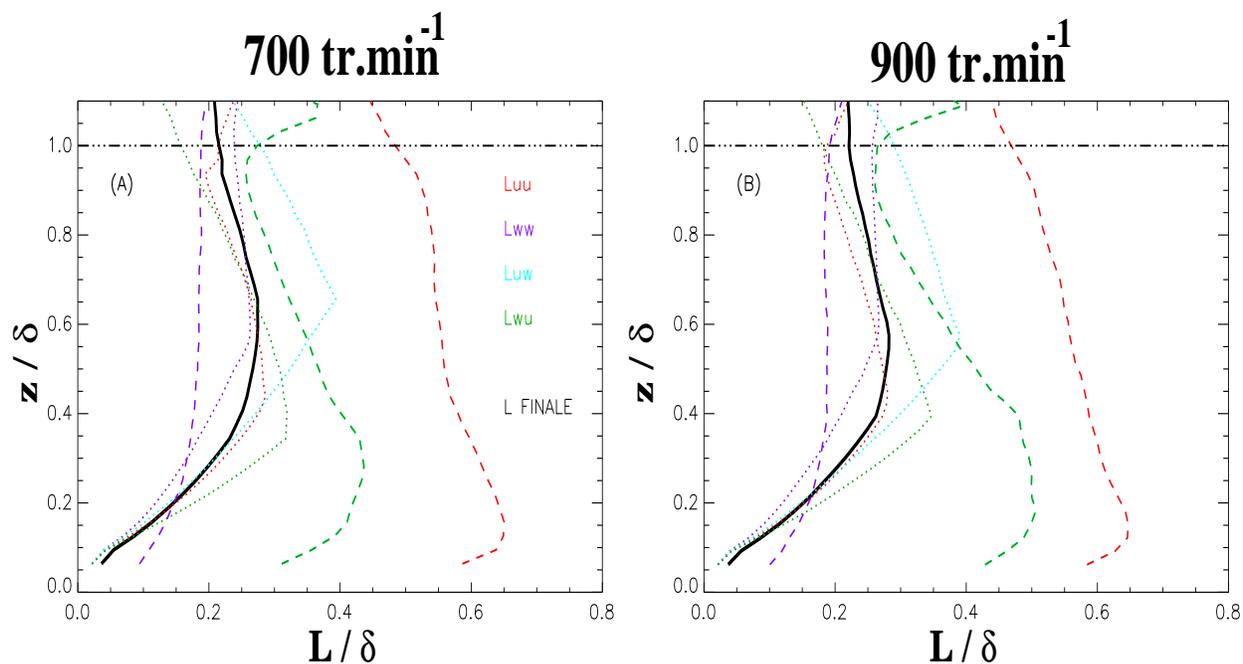


FIG. 5.20 – Profils des longueurs intégrales normalisées par l'épaisseur de couche limite (δ) pour les quantités $\overline{u'^2}$, $\overline{w'^2}$, $\overline{u'w'}$ et $\overline{w'u'}$ suivant la longitudinale (tirets) et la verticale (pointillés) et la longueur intégrale moyenne (trait plein noir) pour les régimes à 700 et 900 tr.min^{-1} (respectivement A et B).

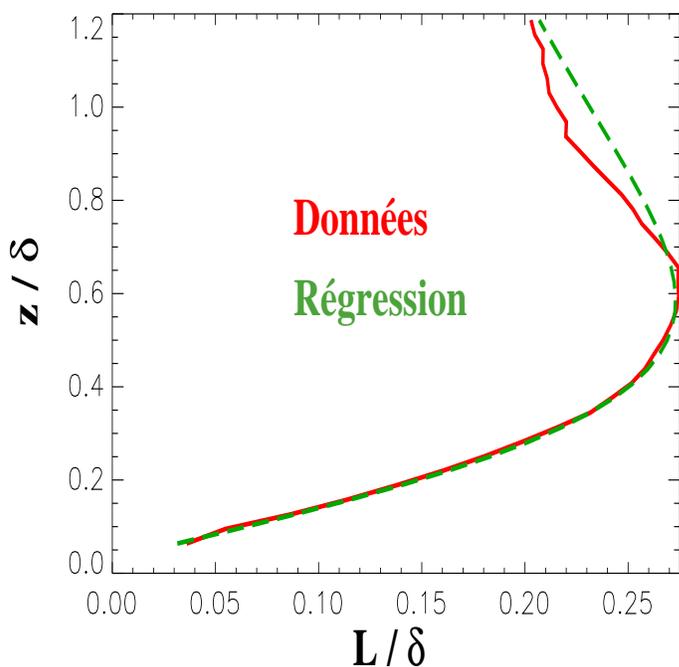


FIG. 5.21 – Profil de la longueur intégrale expérimentale normalisée par l'épaisseur de couche limite (δ) superposée à la paramétrisation hyperbolique (tiret).

5.7 Bilans normalisés de $\langle e \rangle_x$, $\langle \overline{u'^2} \rangle_x$, $\langle \overline{w'^2} \rangle_x$ et $\langle \overline{u'w'} \rangle_x$

Dans cette partie est étudiée la contribution des différents termes tels que la production dynamique, l'advection, le transport turbulent ou encore la dissipation dans l'évolution des champs turbulents $\langle \overline{u'^2} \rangle_x$, $\langle \overline{w'^2} \rangle_x$, $\langle \overline{u'w'} \rangle_x$ et $\langle e \rangle_x$. Plus précisément, une analyse est effectuée portant sur les moments et gradients qui constituent ces termes et qui sont estimables à partir des données expérimentales. Dans chacune des équations d'évolution suivantes, l'effet de la rotation de la Terre (i.e la force de Coriolis), est négligée. Cela se justifie par la dimension de l'expérience. De même, traitant de couche limite neutre, la production thermique est nulle. Ensuite, on néglige les gradients transversaux des quantités moyennes et des quantités turbulentes moyennées. Par ailleurs, les termes faisant intervenir $\langle \overline{W} \rangle_x$ sont négligés ce qui se justifie par leur ordre de grandeur (voir section 5.3.1).

5.7.1 Equation d'évolution de $\langle e \rangle_x$

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial}{\partial t}(\langle e \rangle_x) = & - \underbrace{\langle \overline{U}_k \rangle_x \frac{\partial \langle e \rangle_x}{\partial x_k}}_{ADV} \\
 & - \underbrace{\langle \overline{u'_k u'_l} \rangle_x \frac{\partial \langle \overline{U}_l \rangle_x}{\partial x_k}}_{DP} \\
 & - \underbrace{\frac{1}{\rho_0} \langle \overline{u'_k \frac{\partial p'}{\partial x_k}} \rangle_x}_{PC} - \underbrace{2\nu \langle \overline{\left(\frac{\partial u'_l}{\partial x_k} \cdot \frac{\partial u'_l}{\partial x_k} \right)} \rangle_x}_{DISS} \\
 & - \underbrace{\frac{\partial \langle \overline{u'_k e} \rangle_x}{\partial x_k}}_{TR} + \underbrace{\nu \frac{\partial^2 \langle e \rangle_x}{\partial x_k \partial x_k}}_{DIF}
 \end{aligned} \tag{5.26}$$

De gauche à droite, il y a les termes, il y a les termes d'advection (*ADV*), de production dynamique (*DP*), de presso-corrélation (*PC*), de dissipation (*DISS*), de transport turbulent (*TR*) et de diffusion moléculaire (*DIFF*). L'indice k varie de 1 à 3 et fait référence à la composante longitudinale de l'écoulement pour $k=1$, la composante transversale pour $k=2$ et verticale pour $k=3$.

Les termes principaux intervenants dans ce bilan sont :

$$- ADV : - \langle \overline{U} \rangle_x \frac{\partial \langle e \rangle_x}{\partial x};$$

$$- DP : - \langle \overline{u'u'} \rangle_x \frac{\partial \langle \overline{U} \rangle_x}{\partial x} \text{ et } - \langle \overline{w'u'} \rangle_x \frac{\partial \langle \overline{U} \rangle_x}{\partial z};$$

$$- TR : - \frac{\partial \langle \overline{u'e} \rangle_x}{\partial x} \text{ et } - \frac{\partial \langle \overline{w'e} \rangle_x}{\partial z};$$

Le terme de diffusion est supposé négligeables (produit de la viscosité (de l'ordre de $10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$) multipliée par des dérivées secondes de fluctuations). Le terme de presso-corrélation est également négligé ; c'est un terme de transport relativement faible (Pope, 2004).

Le terme de dissipation n'a pu être déterminé à partir des gradients verticaux et horizontaux des différentes quantités turbulentes (cette méthode fournit des taux de dissipation de l'ordre de 10^{-9} ce qui est aberrant). La cause provient du dispositif expérimental qui n'a seulement permis d'obtenir des mesures tous les centimètres (voir section 4.4.3). Par suite, les échelles spatiales qui ont pu être mesurées par la PIV, ne couvrent pas tout le spectre d'énergie ; en particulier les petites échelles dont on a besoin pour quantifier de manière directe ε . Cette estimation directe reviendrait donc à quantifier des phénomènes d'une échelle de quelques millimètres à partir de gradients de vitesses sur 1 centimètre ce qui est impossible.

Cependant, le terme de dissipation est la seule inconnue du bilan 5.26. De la sorte, le terme de dissipation est pris égal au résidu du bilan.

Le budget d'énergie cinétique turbulente (figure 5.22) met en évidence l'importance relative des processus turbulents qui gouvernent un écoulement turbulent. Au-dessus de la couche limite de surface, les termes d'advection et de transport turbulent sont faibles. Cependant, le terme de transport turbulent, bien que faible, n'est pas négligeable en haut de la couche limite où il constitue le seul terme source ; comportement mis en évidence par les simulations de Mason et Thomson (1987), utilisées par les travaux de Duynkerke (1988). Hors de la couche de surface, l'équilibre se fait entre le terme source de production dynamique et celui de dissipation (puits) dont l'amplitude diminue avec l'altitude. Ainsi, il apparaît que le bilan d'énergie cinétique turbulente est essentiellement gouverné par :

- le terme de production dynamique, hors de la couche de surface. Cela signifie que l'interaction entre le vent moyen et les moments turbulents génère le plus de turbulence. Ce rôle prépondérant de la production dynamique a déjà été identifié par Drobinski et al. (2004), Castro et al. (2006), il permet d'extraire l'énergie de l'écoulement moyen et de la transférer vers les mouvements turbulents ;
- le terme de transport turbulent, en haut de la couche limite.

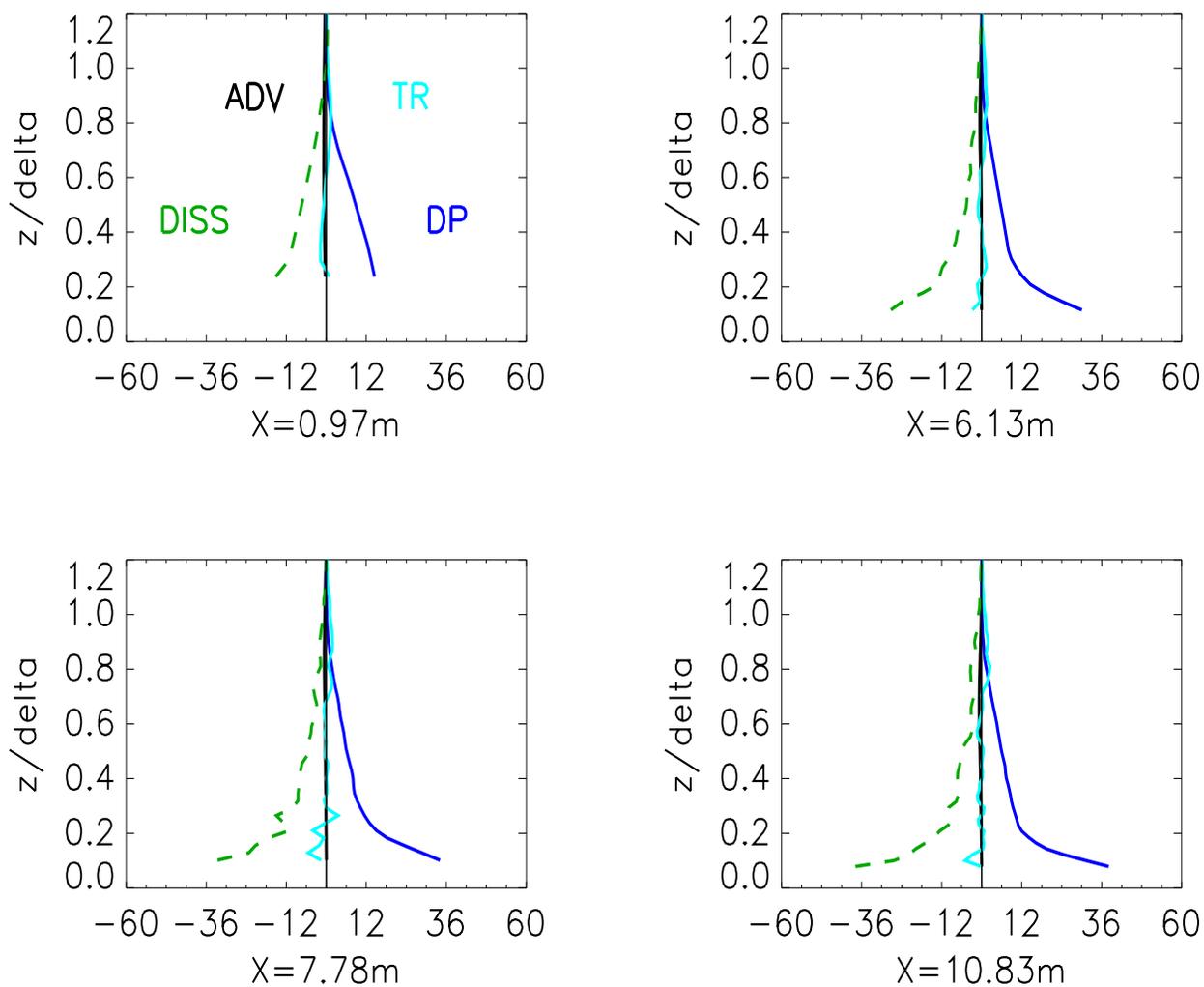


FIG. 5.22 – Contribution des termes normalisés par u_*^3/δ de production dynamique (DP, en bleu), de dissipation (DISS, en vert tirets), de transport turbulent (TR, en bleu ciel) et d'advection par le vent moyen (ADV, en noir) pour $\langle e \rangle_x$ à $700 \text{ tr} \cdot \text{min}^{-1}$ en différentes abscisses de l'écoulement.

A partir du taux de dissipation d'énergie cinétique turbulente ($DISS : \varepsilon$), il est possible d'estimer les taux de dissipation (ε_{ij}) intervenant dans les équations d'évolution des tenseurs de Reynolds, $\langle \overline{u'_i u'_j} \rangle_x$. En effet, Pope (2004), reprenant les résultats de la DNS de Spalart (1988), montre que pour un écoulement localement isotrope, ε_{ij} vérifie la relation :

$$\varepsilon_{ij} = \frac{2}{3} \varepsilon. \quad (5.27)$$

La figure 5.23 montre les profils de ε_{ij} normalisés par $\frac{2}{3}\varepsilon$. Il apparaît que près du plancher, l'anisotropie de ε_{ij} est importante. Cependant, pour $z/\delta > 0.2$, il y a une isotropie approximative ; d'une part les composantes diagonales du rapport $\varepsilon_{ij}/(\frac{2}{3}\varepsilon)$ (i.e les taux de dissipation intervenant dans les équations d'évolution de $\langle \overline{u'^2} \rangle_x$ et $\langle \overline{w'^2} \rangle_x$) sont proches de l'unité et d'autre part la composante non-diagonale (i.e le taux de dissipation intervenant dans l'équation d'évolution de $\langle \overline{u'w'} \rangle_x$) est négligeable.

Par suite, pour les équations d'évolution de $\langle \overline{u'^2} \rangle_x$ et $\langle \overline{w'^2} \rangle_x$, les termes de dissipations sont les deux tiers de ε et le terme de dissipation de $\langle \overline{u'w'} \rangle_x$ est négligé.

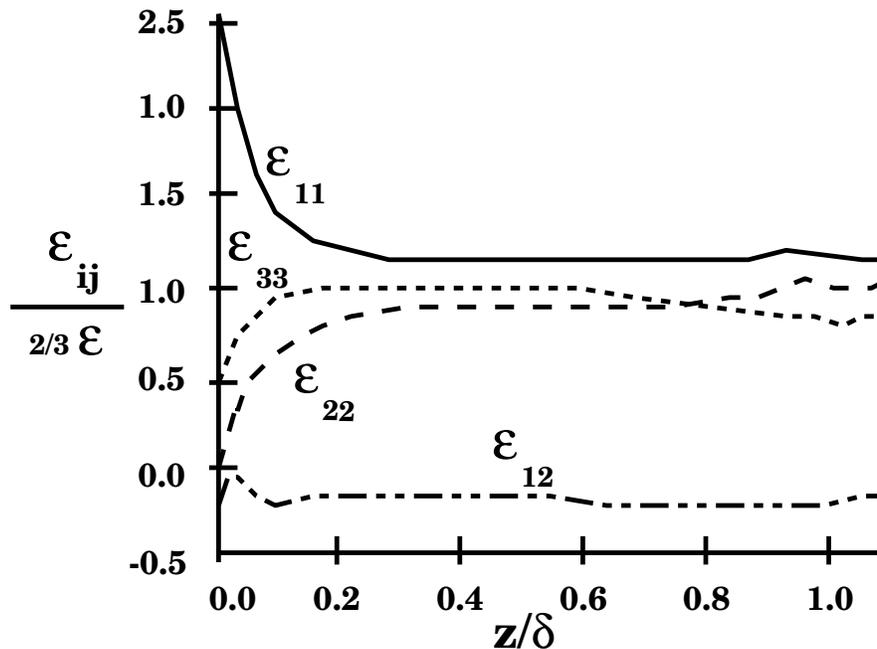


FIG. 5.23 – Profils normalisés des taux de dissipation d'une couche limite turbulente issus des DNS de Spalart (1988) ; après Pope (2004).

5.7.2 Equation d'évolution de $\langle \overline{u'^2} \rangle_x$

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial}{\partial t} (\langle \overline{u'^2} \rangle_x) = & - \underbrace{\langle \overline{U}_k \rangle_x \frac{\partial \langle \overline{u'^2} \rangle_x}{\partial x_k}}_{ADV} \\
 & - 2 \underbrace{\langle \overline{u'_k u'} \rangle_x \frac{\partial \langle \overline{U} \rangle_x}{\partial x_k}}_{DP} \\
 & - \underbrace{\frac{2}{\rho_0} \langle \overline{u' \frac{\partial p'}{\partial x}} \rangle_x}_{PC} - 2 \nu \underbrace{\langle \overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial x_k} \cdot \frac{\partial u'}{\partial x_k} \right)} \rangle_x}_{DISS} \\
 & - \underbrace{\frac{\partial \langle \overline{u'_k u'^2} \rangle_x}{\partial x_k}}_{TR} + \nu \underbrace{\frac{\partial^2 \langle \overline{u'^2} \rangle_x}{\partial x_k \partial x_k}}_{DIFF}
 \end{aligned} \tag{5.28}$$

De gauche à droite, il y a les termes d'advection (*ADV*), de production dynamique (*DP*), de presso-corrélation (*PC*), de dissipation (*DISS*), de transport turbulent (*TR*) et de diffusion moléculaire (*DIFF*). L'indice k varie de 1 à 3 et fait référence à la composante longitudinale de l'écoulement pour $k=1$, la composante transversale pour $k=2$ et verticale pour $k=3$.

Les termes principaux intervenants dans le bilan de $\langle \overline{u'^2} \rangle_x$ sont pour :

- *ADV* : $- U \frac{\partial \langle \overline{u'^2} \rangle_x}{\partial x}$;
- *DP* : $- 2 \langle \overline{u' u'} \rangle_x \frac{\partial \langle \overline{U} \rangle_x}{\partial x}$ et $- 2 \langle \overline{w' u'} \rangle_x \frac{\partial U}{\partial z}$;
- *TR* : $- \frac{\partial \langle \overline{u' u'^2} \rangle_x}{\partial x}$ et $- \frac{\partial \langle \overline{w' u'^2} \rangle_x}{\partial z}$;
- *DISS* : les 2/3 du taux de dissipation intervenant dans le bilan de $\langle e \rangle_x$ (voir section précédente 5.7.1).

Comme pour l'évolution de $\langle e \rangle_x$, les termes de diffusion sont supposés négligeables. Le terme de presso-corrélation est pris égal au résidu du bilan.

L'amplitude de l'ensemble des termes diminue pour z/δ croissant, la turbulence étant principalement active dans la partie basse de la couche limite (voir figure 5.24). Au-dessus de la couche limite de surface, ces bilans mettent en évidence que le seul terme source est la production dynamique, ce qui est en accord avec des études passées (Pope, 2004). Les termes d'advection par le vent moyen ou de transport turbulent n'ont pas d'impact sur l'évolution de $\langle \overline{u'^2} \rangle_x$. Par ailleurs, contrairement au bilan d'énergie cinétique turbulente, la presso-corrélation joue un rôle important, constituant le plus grand puits du bilan de $\langle \overline{u'^2} \rangle_x$ hors de la couche limite de surface. Le rôle principal des fluctuations de pressions est de redistribuer l'énergie entre les différentes composantes, la transférant de $\langle \overline{u'^2} \rangle_x$ vers $\langle \overline{v'^2} \rangle_x$ et $\langle \overline{w'^2} \rangle_x$, ce qui est également mis en évidence par le bilan de $\langle \overline{w'^2} \rangle_x$ (section suivante 5.7.3).

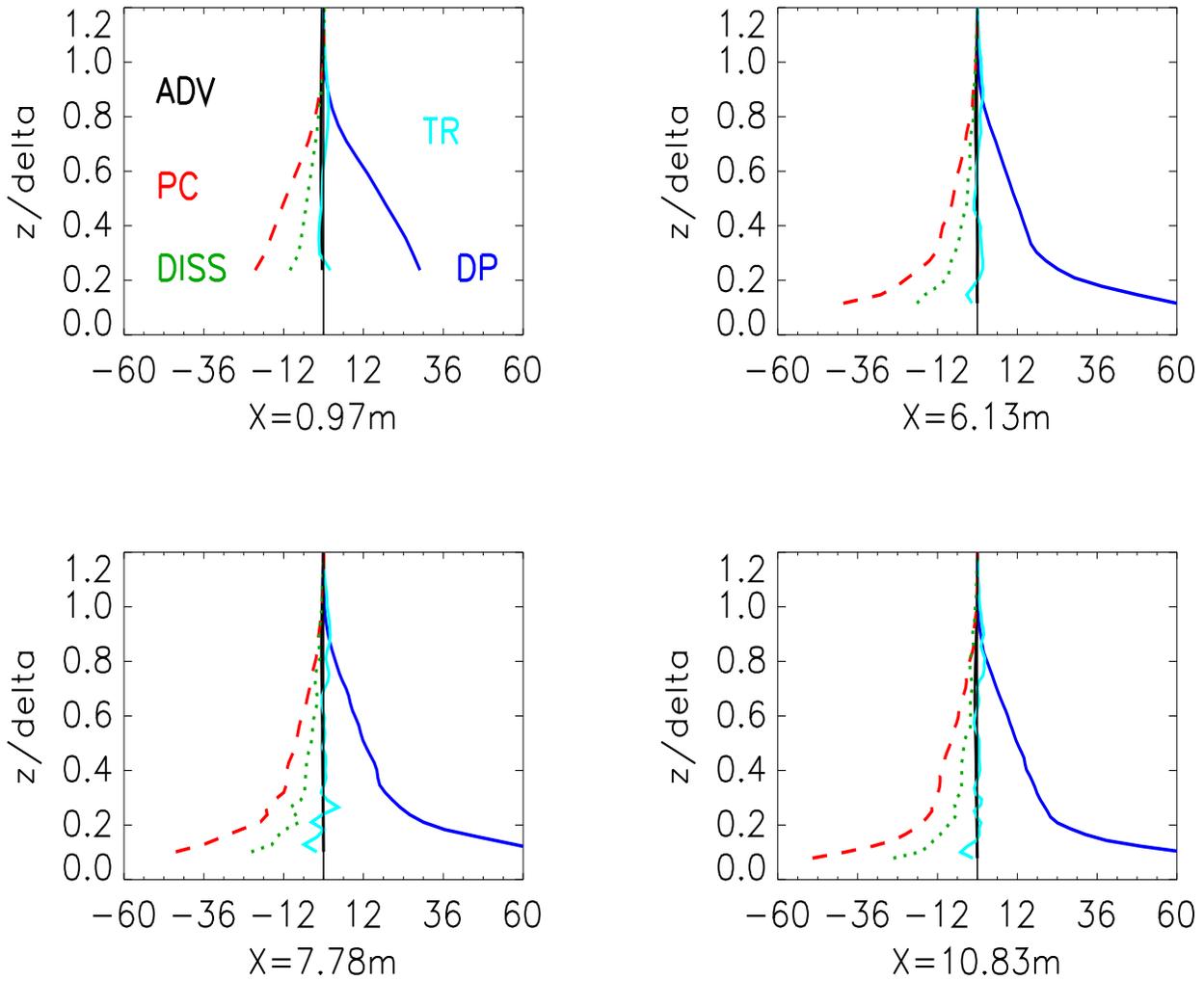


FIG. 5.24 – Contribution des termes normalisés par u_*^3/δ de production dynamique (DP, en bleu), de dissipation (DISS, en vert pointillé), de transport turbulent (TR, en bleu ciel), advection par le vent moyen (ADV, en noir) et de presso-corrélation (PC, rouge tirets) pour $\langle \overline{u'^2} \rangle_x$ à 700 tr.min^{-1} en différentes abscisses de l'écoulement.

5.7.3 Equation d'évolution de $\langle \overline{w'^2} \rangle_x$

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial}{\partial t} (\langle \overline{w'^2} \rangle_x) = & - \underbrace{\langle \overline{U}_k \rangle_x \frac{\partial \langle \overline{w'^2} \rangle_x}{\partial x_k}}_{ADV} \\
 & - 2 \underbrace{\langle \overline{u'_k w'} \rangle_x \frac{\partial \langle \overline{W} \rangle_x}{\partial x_k}}_{DP} \\
 & - \underbrace{\frac{2}{\rho_0} \langle \overline{w' \frac{\partial p'}{\partial z}} \rangle_x}_{PC} - 2 \nu \underbrace{\langle \overline{\left(\frac{\partial w'}{\partial x_k} \cdot \frac{\partial w'}{\partial x_k} \right)} \rangle_x}_{DISS} \\
 & - \underbrace{\frac{\partial \langle \overline{u'_k w'^2} \rangle_x}{\partial x_k}}_{TR} + \nu \underbrace{\frac{\partial^2 \langle \overline{w'^2} \rangle_x}{\partial x_k \partial x_k}}_{DIFF}
 \end{aligned} \tag{5.29}$$

Comme à l'équation d'évolution de $\langle \overline{u'^2} \rangle_x$, équation 5.29, il y a les termes d'advection (*ADV*), de production dynamique (*DP*), de presso-corrélation (*PC*), de dissipation (*DISS*), de transport turbulent (*TR*) et de diffusion moléculaire (*DIFF*). L'indice k varie de 1 à 3 et est défini comme précédemment.

Les termes principaux intervenants dans le bilan de $\langle \overline{w'^2} \rangle_x$ sont :

- *ADV* : $-\langle \overline{U} \rangle_x \frac{\partial \langle \overline{w'^2} \rangle_x}{\partial x}$;
- *TR* : $-\frac{\partial \langle \overline{u' w'^2} \rangle_x}{\partial x}$ et $-\frac{\partial \langle \overline{w' w'^2} \rangle_x}{\partial z}$;
- *DISS* : les 2/3 du taux de dissipation intervenant dans le bilan de $\langle e \rangle_x$ (voir section précédente 5.7.1).

Le terme de production dynamique (*DP*) est négligeable car tous les sous-termes font intervenir $\langle \overline{W} \rangle_x$. Comme pour l'évolution de $\langle e \rangle_x$, les termes de diffusion sont supposés négligeables. Le terme de presso-corrélation est pris égal au résidu du bilan.

Le terme source principal est la presso-corrélation (voir figure 5.25). Comme précédemment mentionné, celle-ci permet de redistribuer l'énergie, la puisant dans $\langle \overline{u'^2} \rangle_x$ pour alimenter $\langle \overline{w'^2} \rangle_x$. Les termes de transport turbulent et production dynamique sont faibles. L'équilibre s'effectue entre le terme de dissipation et celui de presso-corrélation. Une diminution de l'amplitude de l'ensemble des termes est également observée pour z/δ croissant. Il semble que le terme de presso-corrélation soit la moitié de celui issu du bilan de $\langle \overline{u'^2} \rangle_x$ (voir section 5.7.4).

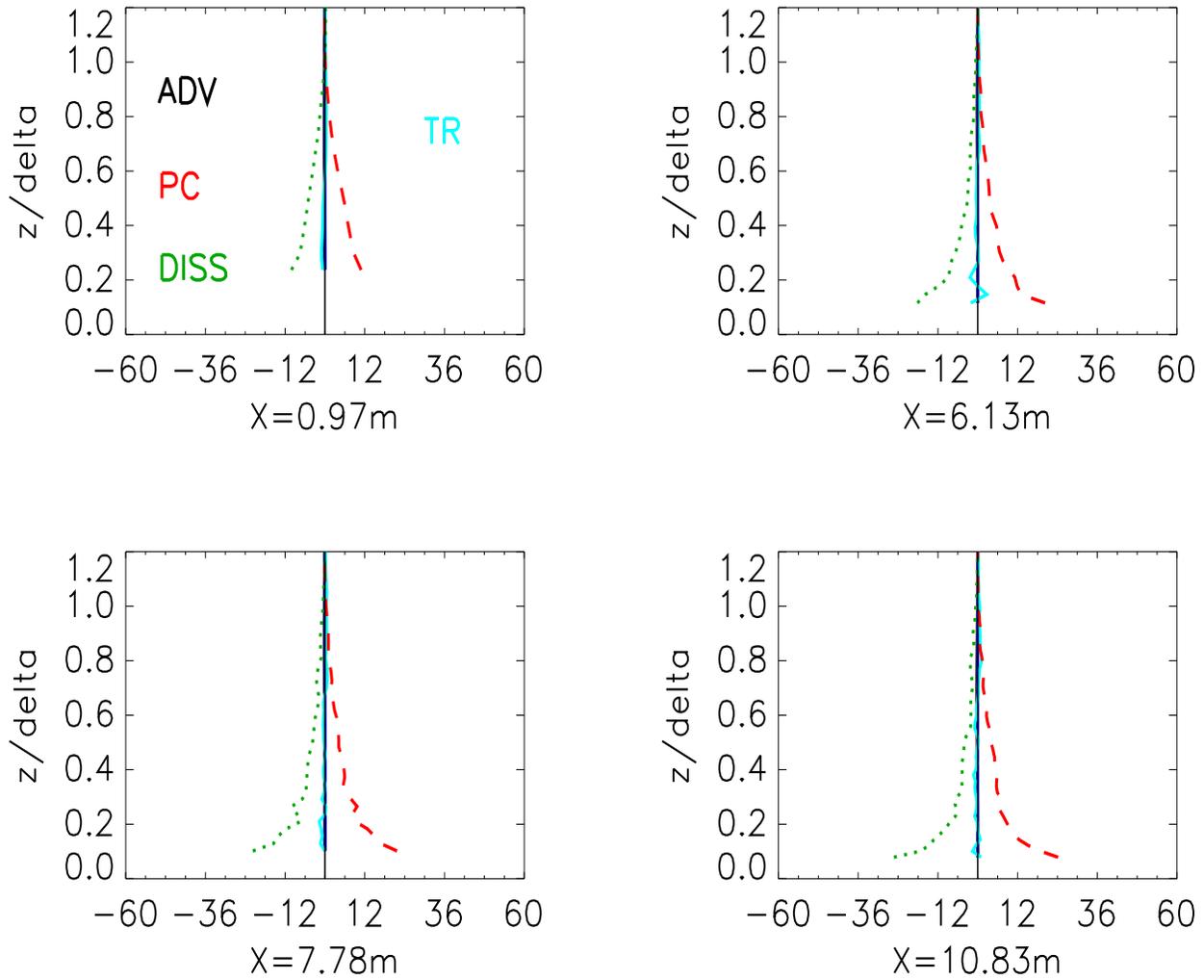


FIG. 5.25 – Contribution des termes normalisés par u_*^3/δ de dissipation (DISS, en vert pointillé), de transport turbulent (TR, en bleu ciel), advection par le vent moyen (ADV, en noir) et de presso-corrélation (PC, en rouge tirets) pour $\langle \overline{w'^2} \rangle_x$ à 700 tr.min^{-1} en différentes abscisses de l'écoulement.

5.7.4 Termes de presso-corrélation

Les différents termes de presso-corrélation sont estimés de manière indépendante. L'un est le résidu du bilan de l'équation d'évolution de $\langle \overline{u'^2} \rangle_x$ et l'autre le résidu du bilan de l'équation d'évolution de $\langle \overline{w'^2} \rangle_x$. Ils n'ont pas été obtenus l'un à partir de l'autre. Le terme de presso-corrélation de l'équation d'évolution de $\langle e \rangle_x$ est supposé nul ; on fait hypothèse que :

$$PC_{\langle \overline{u'^2} \rangle_x} + PC_{\langle \overline{v'^2} \rangle_x} + PC_{\langle \overline{w'^2} \rangle_x} = 0. \quad (5.30)$$

Par conséquent, les transferts ont lieu de $\langle \overline{u'^2} \rangle_x$ vers $\langle \overline{w'^2} \rangle_x$ et $\langle \overline{v'^2} \rangle_x$ et le terme de presso-corrélation de l'équation d'évolution de $\langle \overline{v'^2} \rangle_x$ est la différence entre celui de $\langle \overline{u'^2} \rangle_x$ et $\langle \overline{w'^2} \rangle_x$. Sur la figure 5.26 ces trois termes de presso-corrélation sont représentés en différentes abscisses. Celui de $\langle \overline{v'^2} \rangle_x$ se superpose au terme de presso-corrélation de $\langle \overline{w'^2} \rangle_x$. Ces estimations indiquent que les presso-corrélation répartissent équitablement l'énergie des fluctuations longitudinales vers les fluctuations transverses et verticales :

$$PC_{\langle \overline{v'^2} \rangle_x} \sim PC_{\langle \overline{w'^2} \rangle_x} \sim -\frac{1}{2} PC_{\langle \overline{u'^2} \rangle_x}. \quad (5.31)$$

Le lien (proportionnalité) existant entre le terme de presso-corrélation de l'évolution de $\langle \overline{u'^2} \rangle_x$ et celui de l'évolution de $\langle \overline{w'^2} \rangle_x$ (respectivement $\langle \overline{v'^2} \rangle_x$), souligne les échanges d'énergie qui ont lieu entre ces quantités via les fluctuations de pressions qui prélèvent l'énergie de $\langle \overline{u'^2} \rangle_x$ pour la transférer également vers $\langle \overline{w'^2} \rangle_x$ et $\langle \overline{v'^2} \rangle_x$.

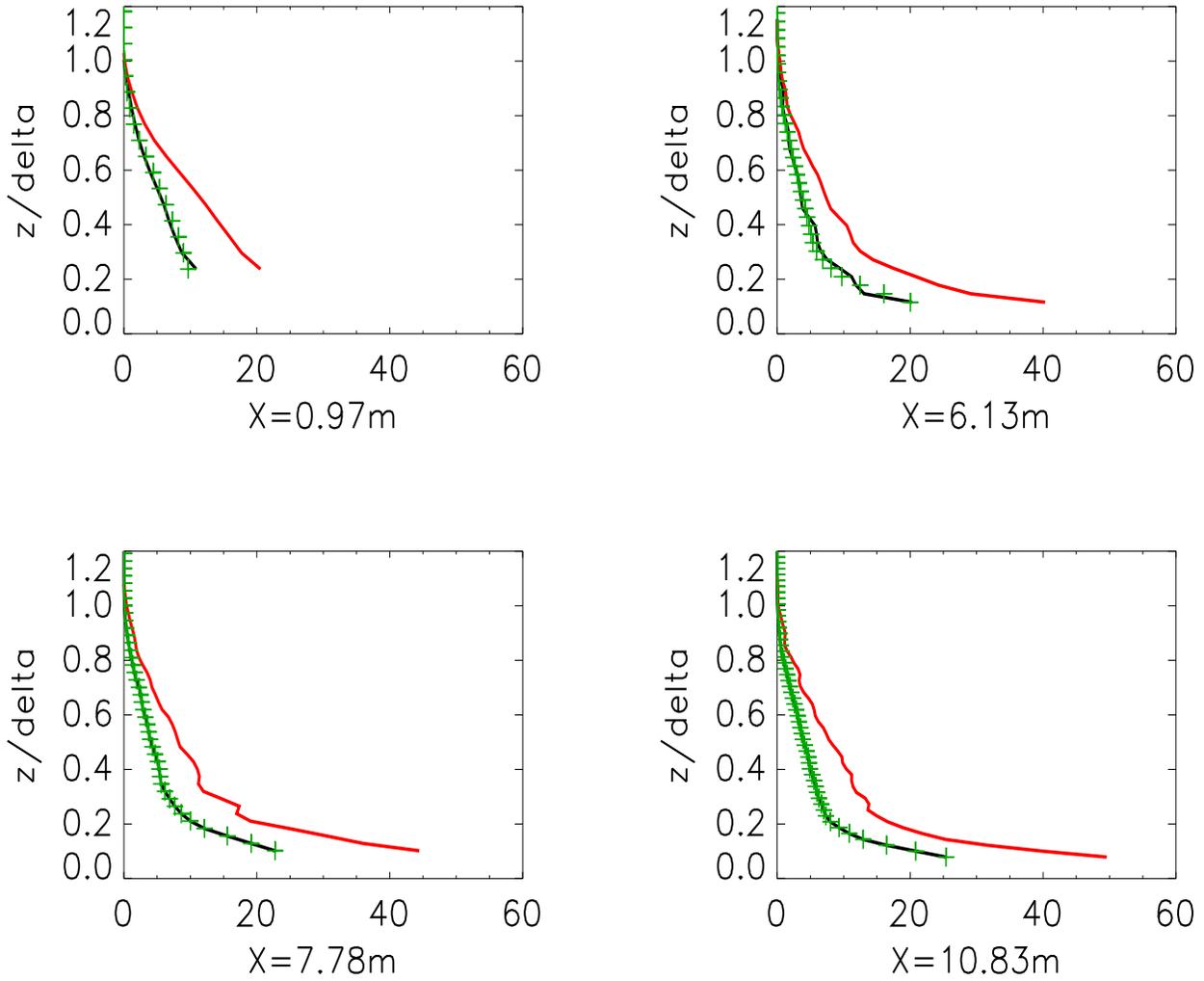


FIG. 5.26 – Comparaison des termes de presso-corrélation normalisés par u_*^3/δ pour l'équation d'évolution de $\langle \overline{w'^2} \rangle_x$ (en noir), de $\langle \overline{v'^2} \rangle_x$ (croix vertes) et l'opposé du terme de presso-corrélation de $\langle \overline{u'^2} \rangle_x$ (en rouge) à $700 \text{ tr} \cdot \text{min}^{-1}$ en différentes abscisses de l'écoulement.

5.7.5 Equation d'évolution de $\langle \overline{u'w'} \rangle_x$

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial}{\partial t} (\langle \overline{u'w'} \rangle_x) = & - \underbrace{\langle \overline{U_k} \rangle_x \frac{\partial \langle \overline{u'w'} \rangle_x}{\partial x_k}}_{ADV} \\
 & - \underbrace{\left(\langle \overline{u'_k u'} \rangle_x \frac{\partial \langle \overline{U} \rangle_x}{\partial x_k} + \langle \overline{u'_k w'} \rangle_x \frac{\partial \langle \overline{W} \rangle_x}{\partial x_k} \right)}_{DP} \\
 & - \underbrace{\frac{1}{\rho_0} \langle \left(u' \frac{\partial p'}{\partial z} + w' \frac{\partial p'}{\partial x} \right) \rangle_x}_{PC} - \underbrace{2 \nu \langle \left(\frac{\partial u'}{\partial x_k} \cdot \frac{\partial w'}{\partial x_k} \right) \rangle_x}_{DISS} \\
 & - \underbrace{\frac{\partial \langle \overline{u'_k u' w'} \rangle_x}{\partial x_k}}_{TR} + \nu \underbrace{\frac{\partial^2 \langle \overline{u'w'} \rangle_x}{\partial x_k \partial x_k}}_{DIF}
 \end{aligned} \tag{5.32}$$

Comme à l'équation d'évolution de $\langle \overline{u'^2} \rangle_x$, équation 5.29, il y a les termes d'advection (*ADV*), de production dynamique (*DP*), de presso-corrélation (*PC*), de transport turbulent (*TR*) et de diffusion moléculaire (*DIFF*). L'indice k varie de 1 à 3 et est défini comme précédemment.

Plus en détail, les termes principaux intervenant dans l'équation d'évolution de $\langle \overline{u'w'} \rangle_x$ sont :

- *ADV* : $-\langle \overline{U} \rangle_x \frac{\partial \langle \overline{u'w'} \rangle_x}{\partial x}$;
- *DP* : $-\langle \overline{u'u'} \rangle_x \frac{\partial \langle \overline{U} \rangle_x}{\partial x}$ et $-\langle \overline{w'u'} \rangle_x \frac{\partial \langle \overline{U} \rangle_x}{\partial z}$;
- *TR* : $-\frac{\partial \langle \overline{u'u'w'} \rangle_x}{\partial x}$ et $-\frac{\partial \langle \overline{w'u'w'} \rangle_x}{\partial z}$.

Comme pour l'évolution de $\langle e \rangle_x$, les termes de diffusion sont supposés négligeables. Les termes de dissipation sont supposés négligeables (voir section précédente 5.7.1). Le terme de presso-corrélation est pris égal au résidu du bilan.

Les termes d'advection et de transport turbulent sont relativement faibles (voir figure 5.27). L'équilibre se fait entre le terme source de production dynamique et le terme puits de presso-corrélation, dont l'amplitude diminue pour z/δ croissant.

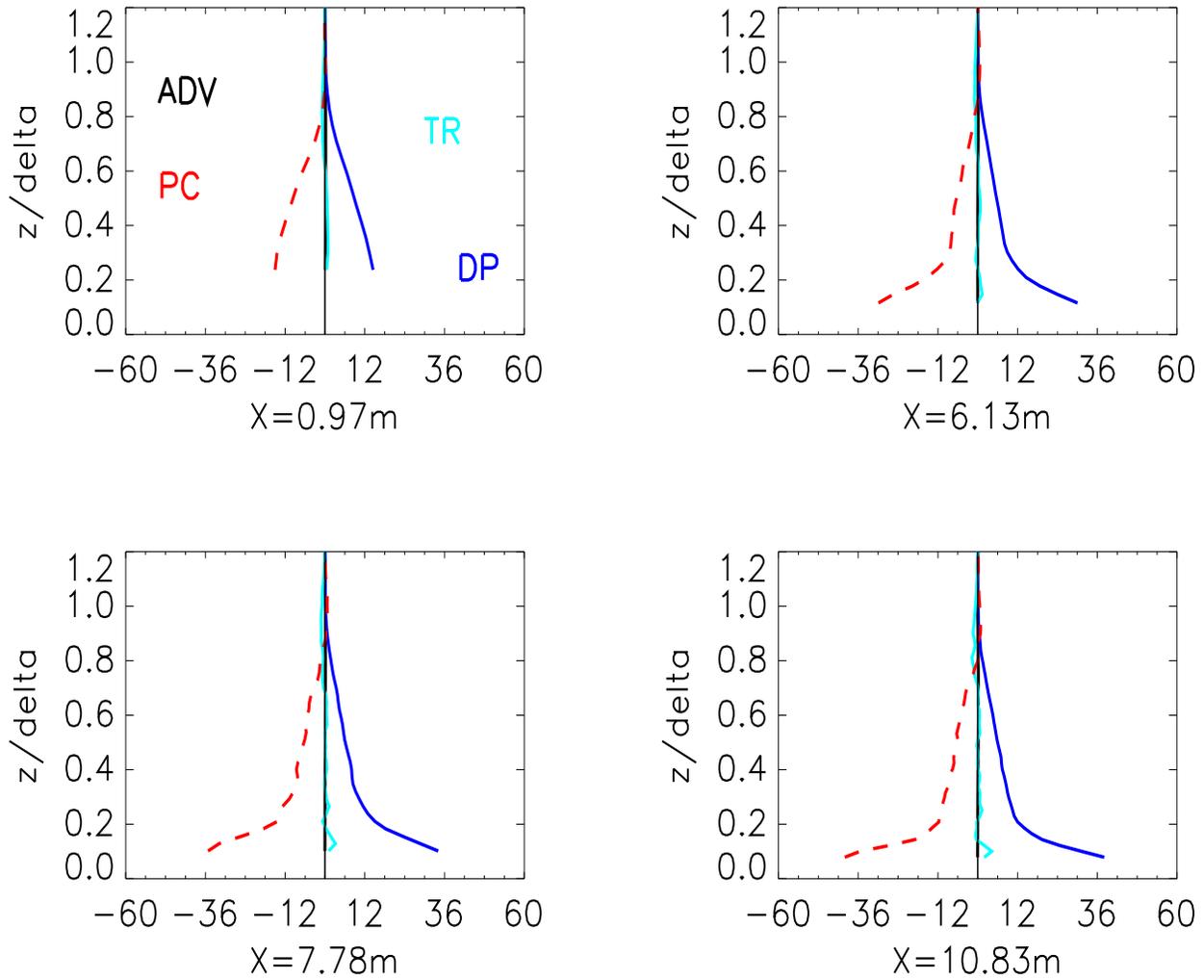


FIG. 5.27 – Contribution des termes normalisés par u_*^3/δ de production dynamique (DP, en bleu), de transport turbulent (TR, en bleu ciel), advection par le vent moyen (ADV, en noir) et de presso-corrélation (PC, rouge tirets) pour $\langle \overline{u'w'} \rangle_x$ à 700 tr.min^{-1} en différentes abscisses de l'écoulement.

5.8 Zone d'équilibre et paramétrisation des échelles de longueur

Dans cette section, nous allons dans un premier temps caractériser la zone de couche limite à l'équilibre. Dans un second temps, une estimation de la longueur de dissipation, l_ε est réalisée à partir de considérations de longueurs d'échelle et de cascade d'énergie. Finalement, l'accent sera porté sur la caractérisation des brassages qui ont lieu au sein de telles couches limites.

5.8.1 Caractérisation de la couche limite en équilibre

L'équilibre est caractérisé par la superposition des profils normalisés.

- Equilibre des champs moyens

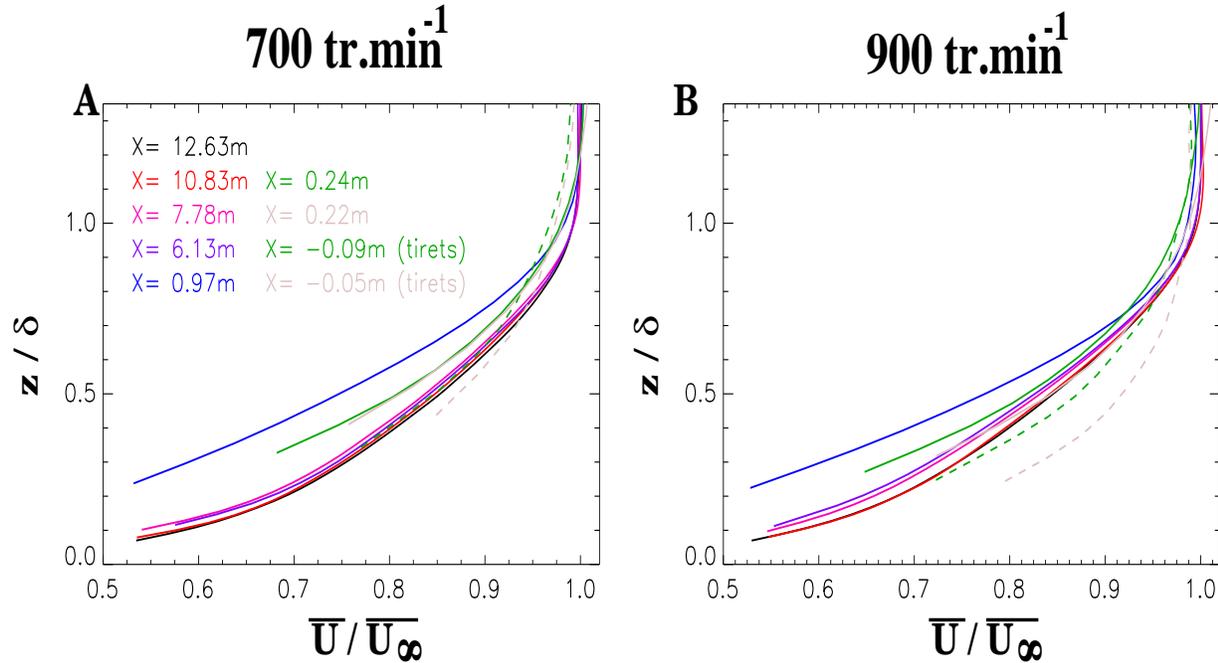


FIG. 5.28 – Profils des rapports \bar{U}/\bar{U}_∞ à 700 et 900 tr.min⁻¹ (respectivement A et B).

Il apparaît à la figure 5.28 que l'équilibre des champs moyens est relativement long à s'établir. En effet, la superposition des quantités normalisées n'a lieu qu'à partir de 6m.

• Equilibre des champs turbulents

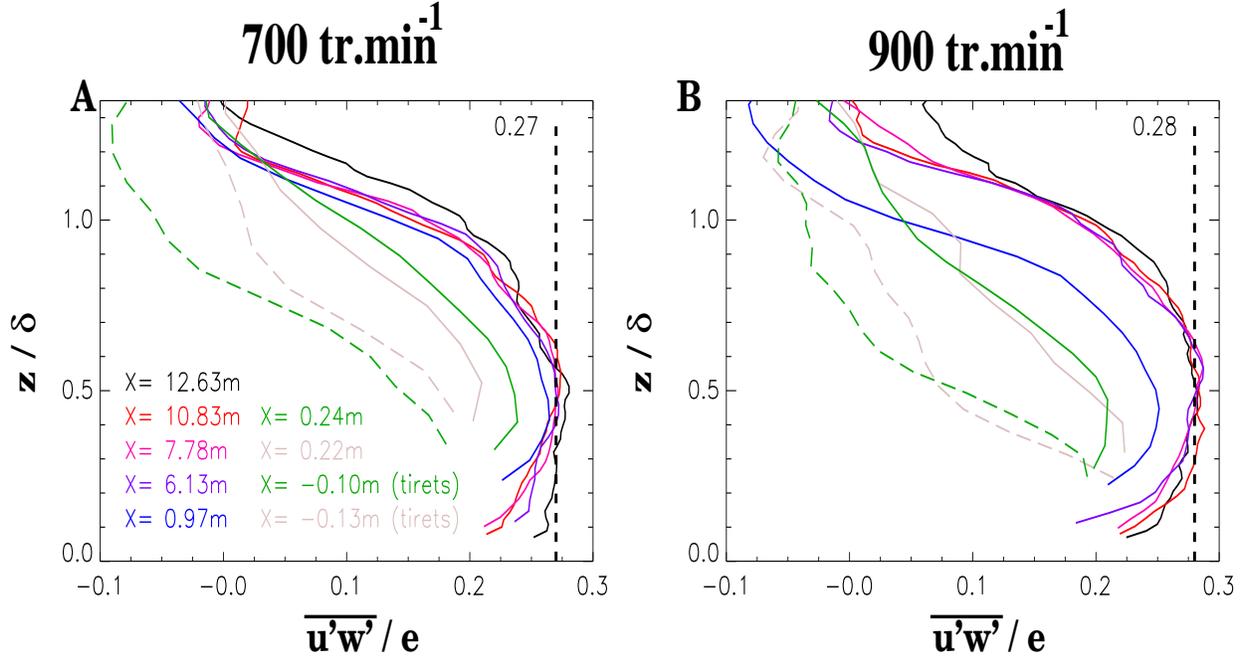


FIG. 5.29 – Profils des rapports $\overline{u'w'}/e$ et valeur moyenne dans la couche externe à l'équilibre (trait noir pointillé) à 700 et 900 tr.min⁻¹ (respectivement A et B).

Il apparaît à la figure 5.29 que l'équilibre des champs turbulents soit plus rapide à s'établir que celui des champs moyens. En effet, la superposition des quantités normalisées a lieu dès 1m. La constance du rapport $\overline{u'w'}/e$ qui vaut 0.27 à 700 tr.min⁻¹ (respectivement 0.28 à 900 tr.min⁻¹) au sein de la couche externe est alors observé. Ces résultats sont en accord avec l'étude de Peterson (1969). Ce dernier observait également une constance de ce rapport avec une valeur comprise entre 0.16 et 0.3.

• Conclusion

L'équilibre des champs turbulents est plus rapidement atteint que celui des champs moyens. Cela peut provenir du caractère local des quantités turbulentes. Par la suite, afin de considérer un écoulement en équilibre pour les champs moyens et turbulents, seules les données pour $X > 6m$ seront prises en compte.

5.8.2 Paramétrisation de la longueur de dissipation l_ε

• Justification théorique

Selon le concept de Richardson (1922), la turbulence est un agencement de tourbillons de différentes tailles. Un tourbillon de taille l a une vitesse caractéristique $u(l)$ associée à une échelle de temps $\tau(l) \equiv l/u(l)$. Les tourbillons les plus grands sont caractérisés par une longueur d'échelle qui est comparable à celle de l'écoulement et par une vitesse qui est du même ordre de grandeur que la racine carrée de l'intensité turbulente : $u' \equiv (\frac{2}{3}e)^{1/2}$, vitesse elle-même comparable à la vitesse caractéristique de l'écoulement. Selon Richardson, ces grands tourbillons sont instables. Ils se cassent, transférant leur énergie à des tourbillons de plus petite échelle qui à leur tour se cassent et transfèrent leur énergie à des tourbillons encore plus petits. Cette cascade d'énergie se produit jusqu'à une échelle η pour laquelle le nombre de Reynolds $R_\varepsilon(l) \equiv u(l)l/\nu$ est suffisamment petit de sorte que le mouvement des tourbillons soit stable et que la viscosité moléculaire dissipe l'énergie cinétique des tourbillons. La dissipation agit donc à la fin de cet enchaînement de processus. Il s'ensuit que lorsque l'écoulement est homogène et stationnaire, le flux d'énergie est égal à la dissipation. Le taux de dissipation ε est par conséquent déterminé par le premier processus de cette cascade qui est le transfert d'énergie depuis les plus grands tourbillons (et non pas la viscosité à grands Reynolds). Ces tourbillons ont une énergie de l'ordre de u^2 et un temps caractéristique $\tau = l/u$. De la sorte, le taux de transfert d'énergie définit comme étant le rapport u^2/τ , est équivalent à u^3/l . Ainsi, la dissipation, ε , est du même ordre que le rapport u^3/l , indépendamment de la viscosité ν .

Plus en détail, Kolmogorov (1941⁴) a développé le concept de Richardson (1922) en caractérisant la taille des plus petits tourbillons ainsi que la dépendance des vitesses et temps caractéristiques $u(l)$ et $\tau(l)$ par rapport à l . Il a établi que :

- **hypothèse d'isotropie locale** : pour un nombre de Reynolds suffisamment élevé, les petites échelles du mouvement turbulent sont statistiquement isotropiques ;
- **la première hypothèse de similitude** : dans tout écoulement turbulent à nombre de Reynolds suffisamment élevé, les statistiques des petites échelles du mouvement adoptent une forme universelle qui est uniquement déterminée par ν et ε ;
- **la seconde hypothèse de similitude** : dans tout écoulement turbulent à nombre de Reynolds suffisamment élevé, les statistiques des mouvements d'échelle l comprise entre les grands tourbillons et η , adoptent une forme universelle qui est uniquement déterminée par ε , indépendamment de ν .

⁴une traduction de cet article disponible sous Kolmogorov (1991) dans une édition spéciale du journal *Proceedings of the Royal Society* pour célébrer le cinquantième anniversaire de sa publication originale.

Selon ces théories, pour de grands nombres de Reynolds (i.e un écoulement pleinement turbulent), il est alors raisonnable de modéliser le taux de dissipation, ε , suivant :

$$\varepsilon = C_\varepsilon \frac{\langle e \rangle_x^{3/2}}{l_\varepsilon}. \quad (5.33)$$

C_ε est une constante majoritairement fixée à 0.845 (Schmidt et Schuman, 1989 ; Cuijpers et Duynkerke, 1993 ; Canuto et al., 2001 ; Cheng et Castro 2002). Pour estimer l'énergie cinétique turbulente, e , nous supposons que $\overline{v'^2}$ est du même ordre de grandeur que $0.5(\overline{u'^2} + \overline{w'^2})$ (mesuré par Antonia et Luxton, 1971 ; Lin et al., 1997 ; Macdonald et al., 2000 ; Cheng et Castro et al., 2002b ; Castro et al., 2006). l_ε est l'échelle de longueur pour la dissipation.

• Détermination de la longueur de dissipation l_ε

Il est possible d'estimer l_ε suivant deux méthodes :

- le bilan d'énergie cinétique turbulente (e) qui fait intervenir le taux de dissipation et donc l_ε via la relation 5.33 ;
- les échelles intégrales de l'écoulement (estimées à la section 5.6.3) qui caractérisent la taille des tourbillons les plus énergétiques et que l'on peut donc supposer reliée (mathématiquement, proportionnelle) à l_ε .

Pour une couche limite en équilibre et homogène horizontalement, le bilan d'énergie cinétique turbulente ($\langle e \rangle_x$) s'écrit :

$$\frac{\partial \langle e \rangle_x}{\partial t} = -\varepsilon - \langle \overline{u'w'} \rangle_x \frac{\partial \langle \overline{U} \rangle_x}{\partial z} - \frac{\partial \langle \overline{w'e} \rangle_x}{\partial z} \quad (5.34)$$

D'après la relation 5.33, il est possible d'exprimer l_ε suivant :

$$l_\varepsilon = - \frac{C_\varepsilon \langle e \rangle_x^{3/2}}{\langle \overline{u'w'} \rangle_x \frac{\partial \langle \overline{U} \rangle_x}{\partial z} + \frac{\partial \langle \overline{w'e} \rangle_x}{\partial z}} \quad (5.35)$$

Pour la partie établie de l'écoulement, en reportant sur un même graphe 5.30 la longueur de dissipation, déduite de la relation 5.36 précédente, et la longueur intégrale, estimée en amont, la proportionnalité entre ces deux longueurs est mise en évidence. En effet, à l'exception des zones situées près du plancher où l'hypothèse d'isotropie de la turbulence n'est pas vérifiée (Drobsinski et al., 2006) et au sommet de la couche limite neutre où e devient négligeable, le coefficient de proportionnalité est constant, en moyenne égal à 2.2. C'est cette valeur qui va être utilisée pour estimer les taux de dissipation (ε), à partir de la relation 5.33.

La longueur de dissipation est par conséquent modélisée à partir de la longueur intégrale suivant la relation 5.36 :

$$l_\varepsilon = 2.2 L \quad (5.36)$$

A partir de la relation 5.33, ayant quantifié la longueur de dissipation (l_ε), il est maintenant possible d'estimer le taux de dissipation (ε). Les termes de dissipation alors obtenus sont du même ordre que ceux provenant du résidu de l'équation d'évolution de $\langle e \rangle_x$ (relation 5.26).

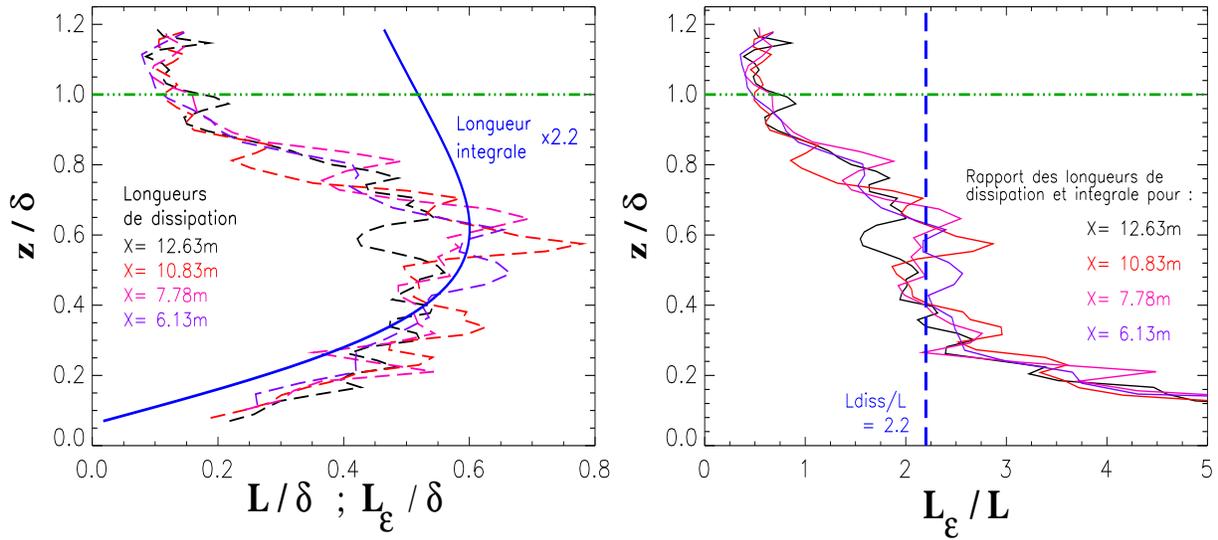


FIG. 5.30 – A gauche : profils des longueurs de dissipations (l_ϵ) et de la longueur intégrale (L) normalisées par l'épaisseur de couche limite (δ) pour la partie établie de l'écoulement à 700 tr.min^{-1} . A droite : rapport de ces longueurs : l_ϵ/L .

5.8.3 Longueur de mélange : l_m

Les équations de Reynolds qui régissent l'évolution des écoulements turbulents constituent un système non-fermé où il y a plus d'inconnues que d'équations. Cependant, pour des écoulements homogènes horizontalement, la fermeture des équations de Reynolds peut s'effectuer en reliant, par analogie avec la diffusion moléculaire, les flux turbulents aux gradients des quantités moyennes :

$$\langle \overline{u'w'} \rangle_x = -K \frac{\partial \langle \overline{U} \rangle_x}{\partial z}. \quad (5.37)$$

K est le coefficient d'échange turbulent ou viscosité turbulente ($\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$). Cette fermeture des équations de Reynolds par le coefficient d'échange suppose que le flux turbulent et le gradient de la quantité moyenne sont alignés. En outre, les flux turbulents ne sont pas une propriété locale de l'écoulement ; en un point et en un instant donné, ils dépendent de tout l'écoulement. Ainsi, la relation 5.37 est valable dans certains cas d'écoulements turbulents dominés par une seule longueur et une seule vitesse caractéristique, et pour une turbulence de petite échelle.

Par ailleurs, la relation 5.37 ne résout le problème qu'en partie ; il reste à spécifier K . Il est possible de relier K à la structure de l'écoulement en utilisant la notion de longueur de mélange. Suivant les travaux de Kolmogorov (1942), on a :

$$\langle \overline{u'w'} \rangle_x = - \underbrace{C l_m \langle e \rangle_x^{1/2}}_K \frac{\partial \langle \overline{U} \rangle_x}{\partial z}. \quad (5.38)$$

Cette formulation est analogue à la théorie cinétique des gaz, où le coefficient d'échange moléculaire est relié au libre parcours moyen (l_m pour la théorie de la turbulence) et à la vitesse d'agitation moléculaire (la vitesse quadratique turbulente moyenne, autrement dit l'énergie cinétique turbulente pour la théorie de la turbulence).

Au sein de la couche limite externe, longueur de mélange et de dissipation sont confondues (ce qui n'est pas le cas pour la couche limite de surface ; Redelsperger et al., 2001). Par conséquent, la formulation utilisée pour la longueur de mélange est celle de l_ϵ (déduite des échelles intégrales ; section 5.6.3) :

$$\frac{l_m}{\delta} = \frac{D \left(\frac{z-z_h}{\delta} - s \right)}{B + \left(\frac{z-z_h}{\delta} - s \right)^p} \quad (5.39)$$

avec pour coefficients empiriques : $D=0.66$; $s=0.03$; $p=2$ et $B=0.31$ (à 700 tr.min^{-1} comme à 900 tr.min^{-1}). Cette formulation prédit un brassage maximum au milieu de la couche limite. Ensuite, l'amplitude du mélange diminue. Dans la partie basse de la couche limite neutre, jusqu'à environ $z = 0.3\delta$, la longueur de mélange augmente quasi-linéairement. Ce qui rejoint les paramétrisations qui utilisent un modèle linéaire de la longueur de mélange pour la couche limite de surface.

L'objectif de ce développement est d'aboutir à une formulation de la longueur de mélange qui ne dépendrait que de $\langle \bar{U} \rangle_x$, et $\langle e \rangle_x$. Pour ce faire, il faut dans un premier temps, suivant la formulation 6.4 (Kolmogorov, 1942) estimer la constante $C = \frac{K}{l_m \langle e \rangle_x^{1/2}}$ avec, pour les zones établies de l'écoulement, le coefficient K estimé à partir des données de flux turbulents ($\langle \overline{u'w'} \rangle_x$) et de gradients verticaux de vitesse moyenne ($\partial \langle \bar{U} \rangle_x / \partial z$). Les coefficients K et la constante C déduite sont reportés à la figure suivante 5.31.

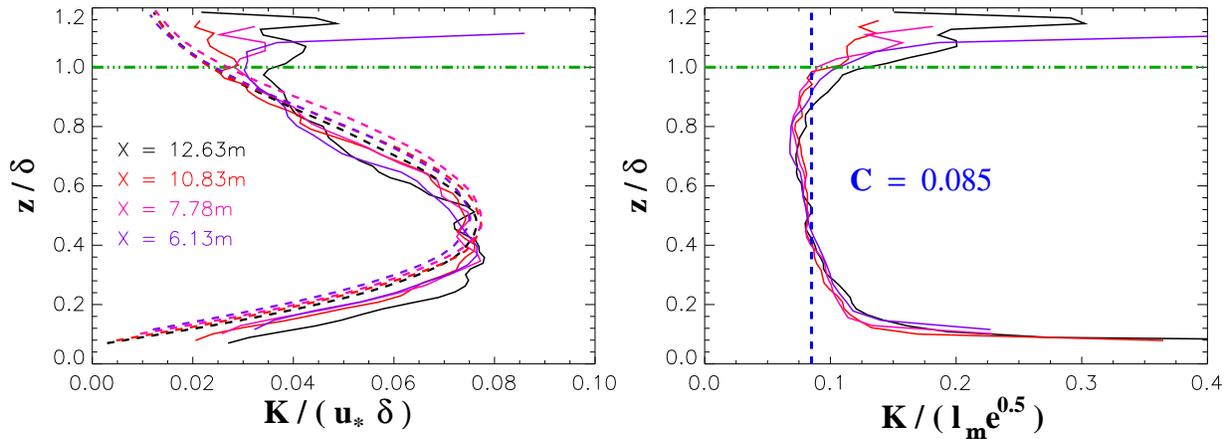


FIG. 5.31 – A gauche : Profils des coefficients d'échange turbulent normalisé par $u_* \delta$, estimés à partir de la relation 5.37 (trait plein) et à partir des formulations de Kolmogorov (1942) (tiretets). A droite : Estimations de la constante C permettant d'établir la relation entre le coefficient K et la longueur de mélange.

Il apparaît que la formulation de Kolmogorov (1942) reliant le coefficient d'échange turbulent K à la longueur de mélange soit adaptée à cette étude. En effet, le maximum observé en $z/\delta = 0.4$ est légèrement décalé mais du même ordre de grandeur.

A partir des résultats expérimentaux, la relation suivante 6.4 a pu être vérifiée :

$$K = C l_m \langle e \rangle_x^{1/2} . \quad (5.40)$$

Par ailleurs, à partir de ces travaux, il a été possible d'estimer la constante C empiriquement ; elle est fixée à $C=0.085$.

Cette valeur est du même ordre de grandeur, que la constante ($C=0.086$) utilisée par les paramétrisations de Schmidt et Schumann (1989), Cuijpers et Duynkerke (1993) et Wang et al. (1996). Il apparaît que la valeur déterminée expérimentalement appartient à la gamme des valeurs utilisées dans la littérature. En effet, cette constante est légèrement inférieure à 0.126 qui est la valeur prise pour C par Cheng et al. (2002) (soit un écart de 50%) mais supérieure à $C=0.051$ (40% d'écart) qui est utilisée par Krettenauer et Schumann (1992).

Par ailleurs, dans le schéma actuel de turbulence de MESO-NH, la constante C_ϵ , intervenant dans l'équation 5.33, est égale à 0.7 et la constante C est fixée à 0.066 (Redelsperger et Sommeria, 1981 et Cuxart et al., 2000). En considérant que C_ϵ a la même valeur que celle utilisée dans les présents travaux soit $C_\epsilon = 0.845$, la constante C intervenant dans l'équation 6.4, vaut alors $C_{\text{MESO-NH}} \frac{C_{\text{MESO-NH}}}{C_\epsilon} = 0.055$. Cela correspond à un écart de 35% par rapport à la valeur estimée présentement par les résultats expérimentaux.

5.9 Conclusion : application à un écoulement atmosphérique

Outre la constitution d'un jeu de données complet en terme de quantités moyennes et turbulentes concernant les couches limites neutres, l'objectif de cette expérience est de réaliser un modèle réduit (maquette) de la couche limite atmosphérique. En effet, il faut que cette étude puisse enrichir la documentation de couche limite, difficilement observable in-situ. Par conséquent, lors de la mise en place de l'expérience, toutes les précautions ont été prises afin d'assurer au mieux la similitude entre l'écoulement développé dans la veine hydraulique et un écoulement naturel. C'est d'ailleurs pour cela que des travaux préliminaires de dimensionnement des rugosités a été entrepris (voir section 4.2.3) de sorte à reproduire dans la veine hydraulique des écoulements pleinement turbulents.

Les grandeurs caractéristiques des couches limites développées expérimentalement sont :

- z_0 , la longueur de rugosité, qui décrit les propriétés physiques de la surface ;
- z_h , la hauteur des éléments rugueux, qui caractérise la géométrie des rugosités ;
- δ , l'épaisseur de couche limite, dont la croissance est étroitement liée à z_0 pour les zones proche du changement de rugosité ;
- u_* , l'échelle de vitesse qui caractérise l'interaction de l'écoulement avec la surface sous-jacente ;
- $\langle \overline{U_\infty} \rangle_x$, la vitesse hors couche limite qui indique le régime de vent.

	Petites vitesses		Grandes vitesses	
	700 tr.min ⁻¹	Réel	900 tr.min ⁻¹	Réel
Re	172	$7 \cdot 10^6$	229	10^7
z_0 (m)	$2.5 \cdot 10^{-4}$	0.25	$2.5 \cdot 10^{-4}$	0.25
z_h (m)	$9.56 \cdot 10^{-3}$	9.56	$9.56 \cdot 10^{-3}$	9.56
δ (m)	0.3	300	0.3	300
U_∞ (m.s ⁻¹)	0.35	15	0.45	19.3
u_* (m.s ⁻¹)	$1.8 \cdot 10^{-2}$	0.77	$2.4 \cdot 10^{-2}$	1.03

TAB. 5.7 – Exemples de couches limites atmosphériques déduites des couches limites mesurées pour $z_{0rel}/z_{0exp} = 1000$.

Etant à grand nombre de Reynolds ($Re = \frac{u_* z_h}{\nu}$), les rapports des différentes échelles de longueurs (z_h/z_0 ; δ/z_0) et de vitesses (U_∞/u_*) sont inchangés entre le cas expérimental et un cas réel. Pour z_0 et U_∞ réels donnés, il est alors possible de décrire un écoulement atmosphérique au sein duquel le comportement des quantités moyennes et turbulentes adimensionnées par les échelles précédemment énumérées sera identique à celui observé expérimentalement.

Les expériences réalisées permettent de décrire des couches limites neutres en présence de vent modéré au-dessus de rugosité de type rural (arbustes, haies), pour $z_{0,rel}/z_{0,exp} = 1000$ (voir tableau 5.7). Un rapport plus élevé permet d'avoir accès à des couches limites plus rugueuses. La loi de croissance de δ en similitude est la suivante :

$$\frac{\delta}{z_0} \left(\frac{x}{z_0} \right) = A \left(\frac{x}{z_0} \right)^B + D; \quad (5.41)$$

avec $A=0.064$ $B=0.89$ et $D=-234$ indépendamment de la vitesse. Le graphe illustrant l'évolution de $\frac{\delta}{z_0}$ en fonction de $\frac{x}{z_0}$ est visible à la figure 5.32. Il est à noter que cette loi de croissance n'est applicable que pour des zones proches d'un changement de rugosité. En effet, les conditions expérimentales n'ont permis d'atteindre le régime asymptotique où δ reste quasi constant en fonction de x . Cependant, ce régime est d'autant plus difficile à simuler expérimentalement qu'il est, dans le cas réel conditionné par d'autres phénomènes complexes tels que la couche limite d'Eckman et les inversions de température qui empêchent la couche limite neutre d'épaissir indéfiniment.

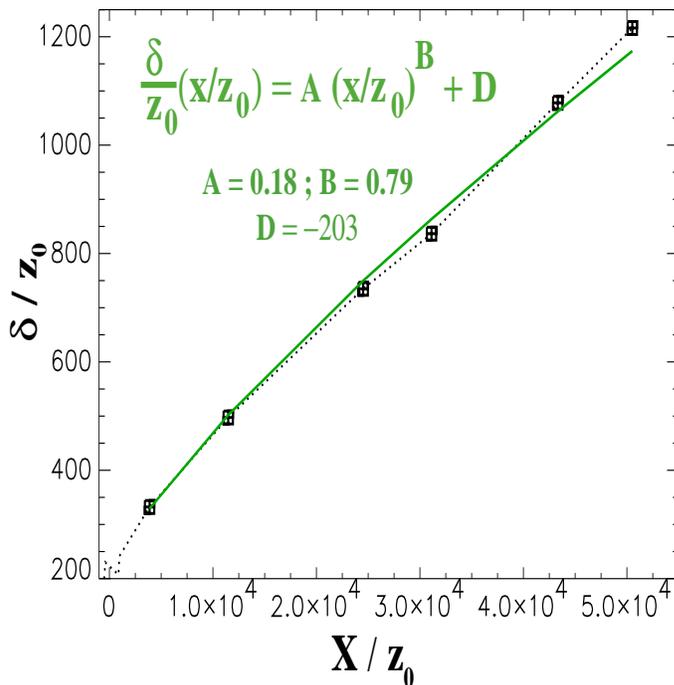


FIG. 5.32 – Evolution en loi puissance de l'épaisseur de couche limite normalisée par z_0 (trait vert), superposée aux données expérimentales (carrés et traits pointillés noirs).

Les quantités moyennes et turbulentes ainsi que les bilans énergétiques documentés sont utilisables pour décrire l'état d'une couche limite neutre réelle près d'un changement de rugosité. Les formulations de longueurs de mélanges et de dissipation seront celles établies à partir de l'estimation des échelles intégrales :

$$\frac{l_m}{\delta} = \frac{l_\varepsilon}{\delta} = \frac{D \left(\frac{z-z_h}{\delta} - s \right)}{B + \left(\frac{z-z_h}{\delta} - s \right)^p} \quad (5.42)$$

La constante permettant d'exprimer le coefficient d'échange turbulent K en fonction de l_m est aussi dans le cas réel fixé à 0.085.

Ces expériences en veine ont permis d'estimer les taux à partir des longueurs intégrales et de caractériser les brassages turbulents intervenants dans de telles couches limites. Les quantités moyennes ont été extraites et les bilans turbulents et énergétiques quantifiés. Ces renseignements, validés par les résultats d'études passées, offrent de nouvelles perspectives. En effet, ces expériences respectent les conditions nécessaires à la similitude. Par conséquent, les quantités expérimentales normalisées par les paramètres caractéristiques décrits précédemment, suivent la même tendance que celles in-situ. Autrement dit, les résultats de cette étude en laboratoire sont transposables à des cas d'atmosphère réelle. Ainsi, les travaux effectués seront utiles pour valider de futures simulations numériques et tester de nouvelles paramétrisations.

Chapitre 6

Conclusions et perspectives

Le travail effectué au cours de ce doctorat a pour objectif principal de caractériser les processus physiques et plus précisément les transports qui interviennent dans les couches limites atmosphériques. D'un point de vue pratique, l'application directe des résultats obtenus est l'amélioration des paramétrisations sur lesquelles reposent les schémas de turbulence.

6.1 Bilan des travaux effectués

6.1.1 Couches limites convectives sèches

La première partie est consacrée à l'étude des couches limites convectives et plus particulièrement des transports turbulents dus aux processus thermiques. Il est alors question de proposer un modèle qui permette de décrire la structure thermique de telles couches à savoir un profil de température instable dans la partie basse et légèrement stable dans la moitié supérieure. Sur ce point, la communauté scientifique s'oriente suivant deux directions :

- formulation en flux de masse du flux de température potentielle $\overline{w'\theta'} = M(\theta_u - \bar{\theta})$ où l'indice u fait référence aux fortes ascendances et M est le flux de masse associé à l'ensemble des courants ascendants ;
- l'approche dite "en moyenne de Reynolds", qui pour les modèles d'ordre simplifié (modèle du premier ordre) consiste à introduire un terme de contre-gradient, γ ($\text{K} \cdot \text{m}^{-1}$), dans la formulation du flux de température potentielle : $\overline{w'\theta'} = -K(\partial\bar{\theta}/\partial z - \gamma)$ où K ($\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$) est la diffusivité turbulente. Pour les modèles d'ordre élevés, des termes non-locaux (moments du troisième ordre) sont directement utilisés dans les équations pronostiques des moments du second ordre.

La méthode présentement adoptée s'apparente à l'approche dite "en moyenne de Reynolds". Elle consiste à relier le terme de contre-gradient intervenant dans la formulation de $\overline{w'\theta'}$ aux moments du troisième ordre. L'avantage de la formulation développée est qu'elle ne complexifie pas le modèle utilisé qui reste à l'ordre 1.5.

Pour exprimer le terme de contre-gradient en fonction des moments du troisième ordre, il est nécessaire de résoudre les équations de Reynolds. Tout d'abord, l'analyse des équations d'évolution $\partial \overline{u'_i \theta'}/\partial t$ et $\partial \overline{\theta'^2}/\partial t$ montre que les transports turbulents sont essentiellement assurés par les moments d'ordre trois, jusqu'alors négligés dans le schéma de turbulence de MESO-NH. Ensuite, pour résoudre le système d'équations, il est supposé que l'écoulement est homogène horizontalement. Finalement, sous ces hypothèses, le flux de température s'exprime sous la forme :

$$\overline{w'\theta'} = - \underbrace{\frac{2}{3C_{p\theta}} l_m \sqrt{e} \phi_3}_K \left(\frac{\partial \overline{\theta}}{\partial z} - \underbrace{\frac{\beta}{e} \frac{l_\epsilon}{2C_{\epsilon\theta} \sqrt{e}} \frac{\partial \overline{w'\theta'^2}}{\partial z} + \frac{3}{2e} \frac{\partial \overline{w'^2 \theta'}}{\partial z}}_\gamma \right); \quad (6.1)$$

avec $\phi_3 = \frac{1}{1+CR_\theta}$ où $C = \frac{2}{3C_{p\theta} C_{\epsilon\theta}}$ et $R_\theta = \frac{\beta l_m l_\epsilon}{e} \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial z}$. De la sorte, le terme de contre-gradient de température potentielle tient compte des termes non-locaux (moments du troisième ordre).

Le point suivant a été de proposer une formulation pour les moments du troisième ordre. Les expressions des moments du troisième ordre ont été établies à partir des statistiques d'une Large-Eddy Simulation (LES) d'un cas convectif (06F, décrit dans la section 2.4.1). L'objectif de cette étude est d'améliorer la formulation du schéma en "eddy-diffusivity" dans la zone à contre-gradient de couche limite convective. Par ailleurs, le schéma de turbulence proposé doit conserver un caractère le plus général possible pour être applicable à toutes conditions de stabilité. Par conséquent, les moments du troisième ordre doivent s'annuler lorsque les états neutres ou de stratifications stables sont simulés. C'est pourquoi, la formulation repose sur la normalisation convective de sorte que les termes convectifs, que sont les moments du troisième ordre, diminuent jusqu'à s'annuler lorsque la neutralité est approchée.

Parallèlement, nous avons constaté que les mélanges turbulents issus des simulations 1D avec une longueur non modifiée sont nettement inférieurs à ceux des simulations de référence (LES). La longueur de mélange a été augmentée ce qui permet de simuler une dynamique plus proche de celle obtenue par LES. En outre, le fait de multiplier la longueur mélange améliore considérablement les simulations qui prédisent alors un meilleur ordre de grandeur de la température moyenne. Cependant, modifier ainsi la longueur de mélange (l_m) implique de diminuer le coefficient d'échange d'énergie cinétique turbulente (C_{ET}) qui intervient également dans la paramétrisation du flux d'énergie cinétique turbulente :

$$\overline{w'e'} = -l_m \sqrt{e} C_{ET} \frac{\partial e}{\partial z}. \quad (6.2)$$

Il est à noter que C_{ET} n'est pas connu avec précision et la valeur qui lui est attribuée diffère d'une étude à l'autre. Les travaux visent à améliorer la simulation des processus thermiques. C'est pourquoi l'impact des modifications de la longueur de mélange et du C_{ET} a été essentiellement analysé sur $\overline{\theta}$ et $\overline{w'\theta'}$. Cette analyse se concentre principalement sur les résultats de la couche de mélange où la longueur de mélange et le C_{ET} sont les paramètres gouvernant les échanges d'énergie. Pour l'étude des couches limites convectives sèches et la validation des formulations

des moments du troisième ordre, le C_{ET} est fixé à 0.2 et la longueur de mélange est déterminée suivant la relation :

$$l_m = \left[\frac{1}{(2.8 l_{up})^2} + \frac{1}{(2.8 l_{down})^2} \right]^{-1/2}. \quad (6.3)$$

où l_{up} et l_{down} représentent respectivement la distance qu'une particule d'air ayant l'énergie cinétique initiale du niveau, peut parcourir vers le haut l_{up} et vers le bas l_{down} avant d'être stoppée par les effets de flottabilité.

Avec ces paramètres modifiés, les paramétrisations des moments du troisième ordre ont été testées sur le cas d'intercomparaison de Nieuwstadt et al. (1993) et sur plusieurs cas de Ayotte (Ayotte et al., 1995). Ces cas couvrent différents états de l'atmosphère : convection libre, flottabilité avec cisaillement de vent, baroclinie avec forte ou faible inversion au sommet et différents forçages pour le flux de surface. Les simulations ont été réalisées avec le modèle MESO-NH (Lafore et al., 1998) qui autorise l'implémentation de ces moments du troisième ordre. Pour chaque cas d'atmosphère, la configuration LES a servi de référence pour tester le schéma de turbulence 1D (avec ou sans moments du troisième ordre).

Tout d'abord, une analyse qualitative permet d'estimer l'impact des moments du troisième ordre sur les profils de température potentielle et de variance de température potentielle, notamment la simulation de la zone à contre-gradient. Il apparaît que l'instabilité de température potentielle est correctement simulée. Au premier abord, cette amélioration n'était pas évidente car seul le flux de chaleur et la variance de température potentielle sont prescrits et non pas la température potentielle elle-même. Concernant les variances, toutes les simulations 1D sous-estiment $\overline{\theta'^2}$ dans la couche d'inversion, tendance qui ne peut être améliorée avec les formulations analytiques proposées car elles ne sont valables que pour z/z_i inférieur à 0.9. Cependant, dans la couche mélangée, l'emploi des moments du troisième ordre diminue la sous-estimation de la variance de température, et donc améliore la simulation de la zone à contre-gradient. Par ailleurs, pour tous les cas, la variance de température n'atteint jamais la valeur zéro pour les simulations 1D avec moments du troisième ordre. Cette valeur nulle, valeur non-physique de $\overline{\theta'^2}$, est un artefact de la paramétrisation en "eddy-diffusivity" sans les moments du troisième ordre, où $\overline{\theta'^2}$ est proportionnel à $\left(\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}\right)^2$. Le schéma corrige ainsi l'estimation initiale de $\overline{\theta'^2}$ qui pouvait conduire à des valeurs non-physiques.

Ensuite, l'analyse des profils verticaux des bilans de flux de chaleur et de variance de température potentielle, montre que sans moments du troisième ordre, il n'y a pas de terme de transport. L'équilibre se crée entre le terme de dissipation et uniquement le terme de production dynamique pour le budget de $\overline{\theta'^2}$ (respectivement entre le terme de pression-corrélation et de production dynamique associé au terme de production de flux de température pour le budget de $\overline{w'\theta'}$). Lorsque les moments du troisième ordre sont implémentés, un terme de transport apparaît dans les budgets et de nouveaux équilibres sont obtenus, plus proches de ceux des LES correspondantes. Le rôle des moments du troisième ordre est alors clairement souligné : ils sont directement responsables des transports turbulents. Les moments du troisième ordre créent, dans la partie haute de la couche limite, une zone de contre-gradient pour le profil de $\bar{\theta}$ ce qui initie une zone de production dynamique négative pour les profils de $\overline{\theta'^2}$ et de $\overline{w'\theta'}$.

Enfin, l'analyse statistique compare les quantités normalisées moyennes ($\overline{\theta}/\theta_*$ et $\frac{\partial\overline{\theta}}{\partial z}/\frac{\theta_*}{z_i}$) et turbulentes ($\overline{w'\theta'}/w_*\theta_*$, $\overline{\theta'^2}/\theta_*^2$ et e/w_*^2) issues des LES à celles provenant des simulations 1D (avec ou sans moments du troisième ordre). Il n'y a pas de différence significative entre les flux de chaleur normalisés, $\overline{w'\theta'}/w_*\theta_*$ avec ou sans moments du troisième ordre. Cela provient du fait qu'entre les simulations 1D avec ou sans moments du troisième ordre, les flux de surface et dans la couche d'inversion sont inchangés. Or ces flux contrôlent le comportement de $\overline{w'\theta'}$. De même, la production d'énergie cinétique turbulente (cisaillement et $\beta\overline{w'\theta'}$) ainsi que les termes de dissipation (fonctions de l_ε) n'étant pas significativement modifiés, il n'y a pratiquement pas d'impact sur l'énergie cinétique turbulente. L'effet de l'implémentation des moments du troisième ordre est nettement plus marqué pour la variance $\overline{\theta'^2}$. Cette amélioration était attendue car le but de cette étude était de formuler et d'implémenter les moments du troisième ordre dans l'expression de $\overline{\theta'^2}$, de sorte à améliorer les simulations de couches limites convectives. Par ailleurs, le gradient vertical normalisé de température $\partial\overline{\theta}/\partial z$ est systématiquement amélioré.

6.1.2 Couches limites neutres

La deuxième partie de ce manuscrit se concentre sur l'étude des couches limites neutres. Dans le cas d'atmosphère neutre, l'anisotropie de tels écoulements est peu ou pas prise en compte. Par ailleurs, faute de jeu de données complet (en terme de quantités moyennes et turbulentes), les développement et transition de couches limites neutres simulés n'ont pu être validés avec le modèle MESO-NH. Une étude bibliographique a révélé que les cas de couches limites neutres, développées pour une densité rugueuse dense et homogène sont relativement bien documentés. Par exemple, concernant la couche de surface, la forte inhomogénéité de cette couche est attribuée à la présence de structures turbulentes produites par les éléments rugueux. Par ailleurs, les études s'accordent pour la vitesse longitudinale moyenne ($\langle \overline{U} \rangle_x$); présence d'un point d'inflexion pour $\langle \overline{U} \rangle_x$ au sommet des éléments rugueux (en $z = z_h$) et variation logarithmique ensuite, ainsi que pour l'augmentation linéaire de la longueur de mélange avec la hauteur. Pour la couche limite externe en équilibre, outre les champs moyens et turbulents, les processus physiques sont mis en évidence à partir des bilans d'énergie et un travail de paramétrisation est effectué afin de modéliser la longueur de mélange qui ne suit plus la loi linéaire de la couche de surface. Lorsqu'il y a un changement de rugosité, il y a une zone d'impact puis d'ajustement et de développement de couche limite et enfin cette zone d'équilibre. Les lois de croissances d'épaisseurs de couche limite s'accordent autour d'une loi puissance en $-4/5$. L'impact de ce saut de rugosité sur les champs moyen et turbulent est analysé et le retour à l'état d'équilibre semble rapide. Cependant, cette étude bibliographique ne nous a pas permis de trouver une étude exhaustive qui regroupe, simultanément, tous les renseignements nécessaires à la validation d'un schéma de turbulence. Pour ces raisons, une expérience a été réalisée en veine hydraulique pour étudier le développement de couches limites neutres lorsqu'un écoulement uniforme rencontre un changement de conditions surfaciques comme dans le cas d'une transition lisse/rugueux. La deuxième partie du doctorat a pour but de fournir un jeu de données d'une couche limite neutre qui permet l'initialisation et la validation de simulations réalisées avec le modèle MESO-NH. Pour cela, l'expérience

en veine doit fournir des données sur :

- les champs moyens en vue d’initialiser les simulations et les valider, en terme notamment de croissance de couche limite ;
- la longueur intégrale fonction de la hauteur et du déplacement dans le sens de l’écoulement ($L(z, x)$) pour estimer les longueurs de dissipation (l_ε) et de mélange (l_m) et ainsi paramétrer les brassages et flux turbulents ;
- les champs turbulents à savoir l’énergie cinétique turbulente (e), les flux et variances des vitesses ($\langle \overline{u'_i u'_j} \rangle_x$ et $\langle \overline{u'_i u'_i} \rangle_x$) afin d’évaluer les termes de production dynamique ainsi que les gradients verticaux et longitudinaux ($\partial/\partial z$ et $\partial/\partial x$) des quantités moyennes et turbulentes (flux, variances et moments d’ordre trois) dans le but de quantifier les différents termes des équations d’évolution.

A terme, cette étude devrait permettre d’améliorer le schéma de turbulence en cas neutre de MESO-NH. L’objectif de ces travaux est de réaliser des expériences en laboratoire qui soient en similitude avec l’atmosphère de sorte à pouvoir être généralisés à des études de cas réels. Un soin particulier a donc été porté pour respecter cette condition de similitude ce qui a conditionné la configuration géométrique des rugosités au niveau desquelles l’écoulement doit être turbulent. Deux configurations ont été documentées mais seulement une est analysée.

Plus en détail, l’expérience a pu être effectuée au sein et avec la collaboration de l’équipe de la veine hydraulique du CNRM. L’expérience a été réalisée dans la veine hydraulique, constituée d’un canal d’expérimentation (30m x 3m x 1m) et d’un circuit hydraulique permettant d’assurer et de réguler la circulation d’un fluide au sein de ce canal. Le circuit hydraulique a alors été utilisé suivant le mode dynamique. L’écoulement traverse, tout d’abord, une zone permettant d’éliminer les tourbillons, afin d’obtenir un flux laminaire, en amont de la zone rugueuse permettant de développer la couche limite. La veine est, en outre, équipée d’un banc de mesure tracté permettant de positionner dynamiquement suivant les 3 axes (avec une précision allant jusqu’à 1mm) tout type de capteur. L’initialisation et le développement des couches limites a été documenté par des mesures de vélocimétrie par imagerie de particules (PIV). Ce qui a motivé le choix de cette technique est le fait que la PIV soit un outil qui permet de documenter finement des écoulements fluides et de manière non-intrusive et surtout qui offre une résolution spatiale au minimum bidimensionnelle ; seule la résolution temporelle reste un point faible de ce procédé. Cette méthode consiste à ensemencer un fluide de particules réfléchissantes qui sont éclairées par une nappe laser, ceci constitue alors un plan d’observation. Ce plan est filmé à l’aide d’une caméra digitale. Des prises de vue sont réalisées à différents instants de l’écoulement afin de capturer la position des particules ; ces rafales de n images sont prises à une fréquence fonction de l’échelle du phénomène à observer. Par traitement numérique (corrélation entre les images d’une même rafale), le champ de vitesse est déterminé. Le plan d’observation permet alors de mesurer le champ de vitesse dans ce plan. Afin de caractériser le développement des couches limites, l’image a été réglée de manière à résoudre les grandes échelles de l’écoulement. L’inconvénient a été de ne pouvoir résoudre les échelles dissipatives de l’écoulement. Cependant, les phénomènes de petites échelles ont pu néanmoins être estimés à partir des théories de la turbulence.

Les mesures ont été effectuées en amont de la partie rugueuse (pour renseigner les champs initiaux) et en différentes positions au niveau de la zone rugueuse pour caractériser le déve-

loppement et l'établissement des couches limites ; au total huit plans ont été filmés. Le but est d'identifier précisément la structure turbulente et les paramètres caractéristiques des écoulements développés. Par conséquent, le niveau de précision recherché est élevé, c'est d'ailleurs pour cela qu'un soin tout particulier a été apporté à l'acquisition des données de sorte que l'analyse n'en soit que plus pertinente.

Les moyens expérimentaux mis en œuvre ont été conséquents. Tout d'abord, un travail de pré-dimensionnement a nécessité l'utilisation de mesures LDV (Laser Doppler Velocimetry) afin d'étalonner les pompes, caractériser l'écoulement généré en terme de symétrie, et dimensionner les champs PIV à prendre qui doivent englober toute la hauteur de la couche limite. Ensuite, l'utilisation de pointe mécanique a permis d'affirmer que les frottements pariétaux étaient négligeables et ne perturbaient pas les champs laser situés au centre de la veine. Finalement, pour effectuer les mesures PIV au niveau des parties non vitrées de la veine, un miroir traité en face avant, monté sur un support fuselé a été élaboré afin de réfléchir le plan laser vers la caméra (X-Stream) sans perturber la zone étudiée (située au centre de la veine).

Le traitement des données PIV via le logiciel VSV développé par Fincham et Spedding (1997) et Fincham et Delerce (2000) a permis d'estimer les champs de vitesses (x, z) en différentes abscisses. Les champs étant légèrement déformés, un protocole a été élaboré afin d'extraire les champs moyens et turbulents réels.

Tout d'abord, l'analyse des champs moyens $\langle \bar{U} \rangle_x$ a mis en évidence la croissance de la couche limite ainsi que la brusque augmentation du cisaillement dans la partie basse, au niveau du changement de rugosité. En outre, afin de compenser ce déficit de vitesse existant dans la partie basse de la couche limite, les vitesses hors couche limite s'accélérent. Des calculs d'intégrales ont permis de vérifier que cette accélération est égale à la décélération due au frottement. Les champs $\langle \bar{U} \rangle_x$ ont ensuite été normalisés par $\langle \bar{U}_\infty \rangle_x$ afin de s'affranchir de l'impact de la hauteur d'eau et de pouvoir comparer l'évolution des vitesses longitudinales à celle d'un écoulement quelconque (pour lequel $\langle \bar{U}_\infty \rangle_x = \text{constante}$). Sur le champ $\langle \bar{U} \rangle_x$, la transition lisse/rugueux provoque une légère rupture. Par ailleurs, le champ $\langle \bar{U} \rangle_x$ a été reconstitué à l'échelle de la veine permettant par conservation de quantité de mouvement d'estimer le champ de vitesse verticale moyenne ($\langle \bar{W} \rangle_x$).

De plus, pour la première fois, à notre connaissance, la structure dynamique en vitesse verticale moyenne a été finement observée et documentée dans la couche limite au dessus du changement de rugosité. Les coupes verticales (x, z) de $\langle \bar{W} \rangle_x$ sont disponibles. Un point important de cette étude est justement la quantification de $\langle \bar{W} \rangle_x$ au niveau de la transition. La zone d'impact du changement de rugosité sur $\langle \bar{W} \rangle_x$ vérifie les estimations de Belcher et al. (2003) en terme de longueur d'ajustement.

Ensuite, les épaisseurs de couche limite δ ont été estimées. Les croissances vérifient les théories passées qui établissent que $\delta \sim x^{4/5}$. Quant aux épaisseurs de déplacement et de quantité de mouvement, l'évolution linéaire en fonction de X est établie et le rapport de ces épaisseurs est constant.

Les paramètres caractéristiques (cisaillement u_* et échelle de rugosité z_0) ont pu être déterminés à partir des profils de $\langle \bar{U} \rangle_x$, de la loi logarithmique dans la couche limite de surface et des mesures de flux turbulents. Il apparaît que u_* soit d'autant plus élevé que le régime de vitesse

est fort. z_0 ne dépend que de la configuration expérimentale et est en accord avec les théories de Macdonald et al. (1998). A partir des travaux de Monin et Yaglom (1971), il a été possible d'établir que la paroi est complètement rugueuse et que z_0 est bien de l'ordre de $\frac{z_h}{30}$, z_h la hauteur des éléments rugueux.

Le comportement des profils des champs turbulents ($\langle \overline{u'^2} \rangle_x$, $\langle \overline{w'^2} \rangle_x$, $\langle \overline{u'w'} \rangle_x$ et $\langle \overline{u'^2} \rangle_x / u_*^2$, $\langle \overline{w'^2} \rangle_x / u_*^2$ et $\langle \overline{u'w'} \rangle_x / u_*^2$) est en accord avec les études passées :

- ces moments sont maximum près de la surface puis diminuent jusqu'à s'annuler en dehors de la couche limite neutre ;
- $\langle \overline{w'^2} \rangle_x / u_*^2$ est quasi-constant jusqu'à $z/\delta \sim 0.5$, contrairement à $\langle \overline{u'^2} \rangle_x / u_*^2$ et $\langle \overline{u'w'} \rangle_x / u_*^2$ qui décroissent quasi-linéairement jusqu'à $z/\delta = 1$;
- ces moments subissent une brusque augmentation au niveau de la transition lisse/rugueux où les champs sont doublés.

En outre, les champs turbulents normalisés mettent en évidence que l'état d'équilibre est rapidement atteint ; seulement un mètre après le changement de rugosité soit $X/z_h = 105$.

A partir des champs turbulents, les taux de corrélations ont pu être calculés et les échelles intégrales estimées et paramétrée en fonction de $(z - z_h)/\delta$.

L'analyse des termes intervenant dans les équations d'évolution de $\langle e \rangle_x$ révèle que le bilan d'énergie cinétique turbulente est essentiellement gouverné par le terme de production dynamique, hors de la couche limite de surface. Cela signifie que la principale source de turbulence provient de l'interaction entre le vent moyen et les moments turbulents (en accord avec les travaux de Drobinski et al., 2004 ; Castro et al., 2006), il permet d'extraire l'énergie de l'écoulement moyen et de la transférer vers les mouvements turbulents. Le transport turbulent n'agit qu'au sommet de la couche limite. A partir du taux de dissipation de $\langle e \rangle_x$, ceux de $\langle \overline{u'^2} \rangle_x$ et $\langle \overline{w'^2} \rangle_x$ ont pu être estimés (celui de $\langle \overline{u'w'} \rangle_x$ étant négligeable). De là, les termes intervenant dans les équations d'évolution des moments turbulents ont pu être quantifiés. Une originalité de cette étude est entre autre d'avoir mis en évidence, indirectement, les échanges existants entre $\langle \overline{u'^2} \rangle_x$ et $\langle \overline{w'^2} \rangle_x$ via les termes de pression-corrélation. Il a été possible d'établir que l'énergie est transférée de $\langle \overline{u'^2} \rangle_x$ vers $\langle \overline{v'^2} \rangle_x$ et $\langle \overline{w'^2} \rangle_x$ de manière équitable.

Finalement, un travail de paramétrisation a permis de proposer une formulation pour les longueurs de dissipation (à partir des échelles intégrales) et de mélange. Cette formulation n'est valable que pour une turbulence isotrope soit en-dehors de la couche de surface. Par la même, le coefficient d'échange, intervenant dans la formulation des flux turbulents, a pu être déterminé :

$$\langle \overline{u'w'} \rangle_x = - \underbrace{C l_m}_{K} \langle e \rangle_x^{1/2} \frac{\partial \langle \overline{U} \rangle_x}{\partial z}. \quad (6.4)$$

avec $C=0.085$, déduit de la présente étude expérimentale. Dans le schéma actuel de turbulence de MESO-NH, C est fixée à 0.055 soit 35% plus faible que celle estimée présentement par les résultats expérimentaux. L'estimation expérimentale de C est un résultat d'autant plus intéressant qu'il est utile pour l'amélioration du schéma de turbulence à venir.

L'application de cette étude à l'atmosphère réelle a pu être effectuée grâce à la théorie des similitudes. Autrement dit, les résultats de la présente étude, réalisés en laboratoire sont applicables à des cas d'atmosphères réelles ; les quantités normalisées par les paramètres caractéristiques (u_* , z_0 , z_h , δ), suivent la même tendance d'un cas à l'autre. Cette équivalence est fort utile pour valider de futures simulations numériques et tester de nouvelles paramétrisations.

6.2 Avancée des travaux et perspectives

Les objectifs principaux de cette étude ont été atteints.

D'une part, le travail sur les couches limites convectives via l'implémentation des moments du troisième ordre permet de simuler correctement les processus turbulents thermiques (transport turbulent et production dynamique) ainsi que la zone à contre-gradient du profil de température potentielle. Cependant, cette amélioration ne se limite (pour l'instant) qu'aux cas de couches limites sèches. Les formulations des moments du troisième ordre n'ont pas encore été adaptées à la convection humide. Par ailleurs, ces paramétrisations ne permettent pas encore de décrire la couche d'inversion. Ces généralisations constituent des axes de recherches pour la paramétrisation des moments du troisième ordre.

D'autre part, les expériences concernant les couches limites neutres ont permis de constituer un jeu de données complet en terme de paramètres caractéristiques (u_* , z_0) et de quantités moyennes et turbulentes en amont et le long de la zone rugueuse. Ce point a permis, dans un premier temps d'initialiser et de valider des simulations MESO-NH en mode DNS dans la configuration expérimentale. Un important travail a été effectué pour adapter le modèle MESO-NH à cette configuration expérimentale particulière. Pour ce faire, il a fallu modifier le code de manière à :

- travailler en schéma visqueux :

$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x} K \frac{\partial \bar{U}}{\partial x} ; \quad (6.5a)$$

$$\text{avec } K = \nu ; \quad (6.5b)$$

$$\text{au lieu de } K = C l_m e^{1/2}.$$

- tenir compte que le fluide est de l'eau et non de l'air ;
- calculer directement la pression en supposant la densité du fluide constante et en intégrant la relation $\partial P / \partial z = \text{constante}$ et non à partir de la fonction d'Exner (ϕ) définie suivant $P = P_0 \phi^{C_p/R}$;
- pouvoir initialiser avec le profil d'énergie cinétique turbulente déterminée expérimentalement et non celui estimé par le modèle ;
- implémenter précisément l'agencement et la géométrie des rugosités (constituées de légos[®]) en annulant le champ de vitesse où se situe un obstacle ;

– créer un bruit blanc sur w' et v' en plus de celui existant sur u' tel que $u' = 10w' = 5v'$.

A ce travail, s'est ajouté une vérification du code numérique afin de simuler effectivement un écoulement en circuit ouvert. D'autres modifications ont été apportées afin d'optimiser le temps de calcul et gagner de l'espace mémoire (par exemple ne pas calculer les flux et advection de température potentielle).

Les profils en lisse de $\langle \bar{U} \rangle_x$ et $\langle e \rangle_x$ ont servi à initialiser les simulations. La dimension des mailles de calcul doit être équivalente aux échelles dissipatives qui sont de l'ordre de $5 \cdot 10^{-4}$ m. Cependant des tests ont été réalisés et ont montré qu'en augmentant la taille des mailles à $2 \cdot 10^{-3}$ m (soit quatre fois l'échelle des petits tourbillons), les résultats des simulations étaient inchangés. Cette augmentation de la taille de la maille se justifie par des études numériques telle que celle réalisée par Coceal et al. (2006). En effet, ces derniers effectuent des DNS avec des mailles de l'ordre de 4 à 8 fois l'échelle des petits tourbillons. C'est pour cela que dans notre étude, les mailles ont été fixées à 2mm, soit quatre fois l'échelle des petits tourbillons. Ce maillage permet d'utiliser un pas de temps de 10^{-4} s. Néanmoins les simulations demeurent très coûteuses en temps de calculs. D'autant plus que le domaine à simuler est important ($n_x \times n_y \times n_z = 4320 \times 32 \times 100$, n_i est le nombre de point suivant la direction i). Les bilans normalisés de $\langle e \rangle_x$, $\langle \overline{u'^2} \rangle_x$, $\langle \overline{w'^2} \rangle_x$ et $\langle \overline{u'w'} \rangle_x$ serviront également à cette validation.

A ce stade, les modélisations DNS sont encore en cours et pour l'instant, les conclusions de ces simulations ne sont pas disponibles. Les premières simulations permettent néanmoins de mettre en évidence la structure de l'écoulement au niveau du changement de rugosité. Comme le montre la figure 6.1, au sein des rugosités, des structures allongées sont visibles sur la coupe horizontale de \bar{U} pour $z=0.012$ m (juste au-dessus des légos[®]) qui disparaissent rapidement. Dès $z=0.036$ m, l'écoulement semble plus homogène. Sur le champ de vitesse verticale, de telles structures ne sont pas visibles. Par ailleurs, les champs hors des rugosités correspondent aux intensités estimées expérimentalement, à savoir 0.35 m.s^{-1} pour \bar{U} et 0.02 m.s^{-1} pour \bar{W} en $z=0.036$ m et au niveau du changement de rugosité.

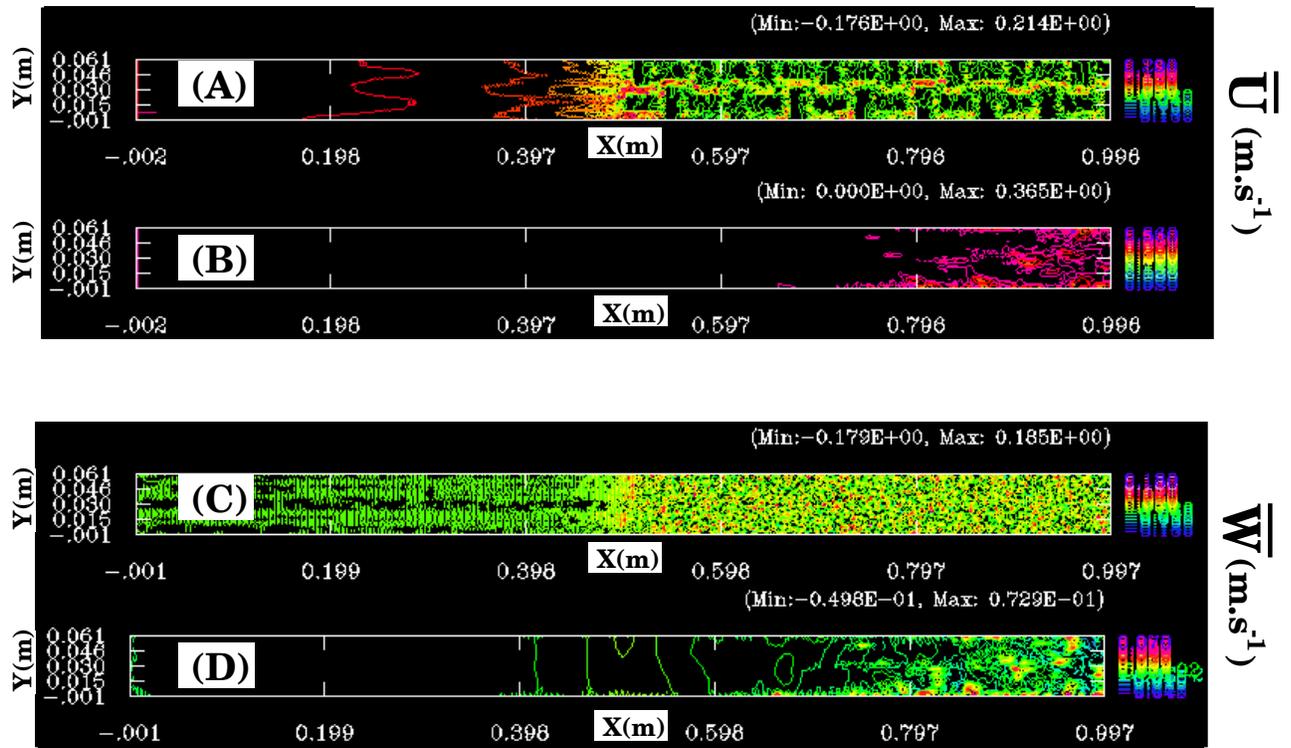


FIG. 6.1 – Coupes horizontales (x, y) des vitesses longitudinales (\overline{U} : (a) pour $z=0.012$ m et (b) pour $z=0.036$ m) et verticales (\overline{W} : (c) pour $z=0.012$ m et (d) pour $z=0.036$ m) au niveau du changement de rugosité ($X \sim [-0.5; 0.5]$ m) simulées par MESO-NH en DNS.

A terme, l'analyse conjointe des résultats expérimentaux et numériques permettra d'approfondir ce travail sur le schéma de turbulence. Le nouvel objectif sera d'améliorer la représentation des brassages turbulents et des échanges d'énergie. Cette étape est en partie possible grâce aux paramétrisations de longueurs de dissipation et de mélange obtenues expérimentalement ainsi qu'à la détermination du coefficient d'échange intervenant dans la formulation des flux turbulents. Parallèlement, les données collectées pour l'autre configuration pourront être analysées. En plus de l'influence du régime de vitesse, il sera alors possible de caractériser l'impact de l'agencement des rugosités sur le développement des couches limites neutres.

Annexe

Dans cette section, l'inversion du système constitué des équations 2.3a à 2.3d est développée. En appliquant les hypothèses de la section 2.2, le système linéaire à inverser est :

$$\begin{aligned}
 0 &= -(1 - \alpha_2) \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} \mathbf{b}_{13} && -\frac{2}{3} \alpha_3 \frac{g}{\theta} \overline{\mathbf{w}'\theta'} && -C_{pv} \frac{\sqrt{\epsilon}}{l_m} \mathbf{b}_{11} \\
 0 &= -(1 - \alpha_2) \frac{\partial \bar{V}}{\partial z} \mathbf{b}_{23} && -\frac{2}{3} \alpha_3 \frac{g}{\theta} \overline{\mathbf{w}'\theta'} && -C_{pv} \frac{\sqrt{\epsilon}}{l_m} \mathbf{b}_{22} \\
 0 &= +(1 - \alpha_2) \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} \mathbf{b}_{13} && +(1 - \alpha_2) \frac{\partial \bar{V}}{\partial z} \mathbf{b}_{23} && +\frac{4}{3} \alpha_3 \frac{g}{\theta} \overline{\mathbf{w}'\theta'} && -C_{pv} \frac{\sqrt{\epsilon}}{l_m} \mathbf{b}_{33} \\
 0 &= \mathbf{b}_{12} \\
 0 &= -\frac{4}{15} e \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} - C_{pv} \frac{\sqrt{\epsilon}}{l_m} \mathbf{b}_{13} \\
 0 &= -\frac{4}{15} e \frac{\partial \bar{V}}{\partial z} - C_{pv} \frac{\sqrt{\epsilon}}{l_m} \mathbf{b}_{23} \\
 0 &= \overline{\mathbf{u}'\theta'} \\
 0 &= \overline{\mathbf{v}'\theta'} \\
 0 &= -\frac{\partial \overline{w'^2\theta'}}{\partial z} - \frac{2}{3} e \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} && +\frac{2}{3} \frac{g}{\theta} \overline{\theta'^2} && -C_{p\theta} \frac{\sqrt{\epsilon}}{l_m} \overline{\mathbf{w}'\theta'} \\
 0 &= -\frac{\partial \overline{w'\theta'^2}}{\partial z} && -2 \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \overline{\mathbf{w}'\theta'} && -2C_{\epsilon\theta} \frac{\sqrt{\epsilon}}{l_\epsilon} \overline{\theta'^2}
 \end{aligned}$$

Où :

$$\begin{aligned}
 b_{11} &= \overline{u'^2} - \frac{2}{3} e \\
 b_{22} &= \overline{v'^2} - \frac{2}{3} e \\
 b_{33} &= \overline{w'^2} - \frac{2}{3} e \\
 b_{12} &= \overline{u'v'} \\
 b_{23} &= \overline{v'w'} \\
 b_{13} &= \overline{u'w'}
 \end{aligned}$$

Par substitution, on obtient :

$$\begin{aligned}
\overline{\mathbf{u}'\mathbf{w}'} &= -\frac{4}{15C_{pv}}l_m\sqrt{e}\frac{\partial\overline{U}}{\partial z} \\
\overline{\mathbf{v}'\mathbf{w}'} &= -\frac{4}{15C_{pv}}l_m\sqrt{e}\frac{\partial\overline{V}}{\partial z} \\
\overline{\mathbf{u}'^2} &= \frac{2}{3}e + \frac{l_m}{C_{pv}\sqrt{e}} \left\{ +(1 - \alpha_2)\frac{4l_m\sqrt{e}}{15C_{pv}}\left(\frac{\partial\overline{U}}{\partial z}\right)^2 - \frac{2}{3}\alpha_3\frac{g}{\theta}\overline{\mathbf{w}'\theta'} \right\} \\
\overline{\mathbf{v}'^2} &= \frac{2}{3}e + \frac{l_m}{C_{pv}\sqrt{e}} \left\{ +(1 - \alpha_2)\frac{4l_m\sqrt{e}}{15C_{pv}}\left(\frac{\partial\overline{V}}{\partial z}\right)^2 - \frac{2}{3}\alpha_3\frac{g}{\theta}\overline{\mathbf{w}'\theta'} \right\} \\
\overline{\mathbf{w}'^2} &= \frac{2}{3}e + \frac{l_m}{C_{pv}\sqrt{e}} \left\{ -\frac{8}{15}e\frac{\partial\overline{W}}{\partial z} - (1 - \alpha_2)\frac{4l_m\sqrt{e}}{15C_{pv}} \left[+\left(\frac{\partial\overline{U}}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial\overline{V}}{\partial z}\right)^2 \right] + \frac{4}{3}\alpha_3\frac{g}{\theta}\overline{\mathbf{w}'\theta'} \right\} \\
\overline{\mathbf{w}'\theta'} &= -\frac{l_m}{C_{p\theta}\sqrt{e}} \left[\frac{\partial\overline{w'^2\theta'}}{\partial z} + \frac{2}{3}e\frac{\partial\overline{\theta}}{\partial z} - \frac{2}{3}\frac{g}{\theta}\overline{\theta'^2} \right] \\
0 &= \left\{ -\frac{\partial\overline{w'\theta'^2}}{\partial z} + \frac{2l_m}{C_{p\theta}\sqrt{e}}\frac{\partial\overline{\theta}}{\partial z}\frac{\partial\overline{w'\theta'^2}}{\partial z} F_{w\theta} \right\} + \frac{4l_m\sqrt{e}}{3C_{p\theta}} \left(\frac{\partial\overline{\theta}}{\partial z} \right)^2 \\
&\quad - \left[\frac{4}{3}\frac{l_m g}{\theta C_{p\theta}\sqrt{e}}\frac{\partial\overline{\theta}}{\partial z} + 2C_{\epsilon\theta}\frac{\sqrt{e}}{l_\epsilon} \right] \overline{\theta'^2}
\end{aligned}$$

Dès lors, la variance de température potentielle peut être extraite :

$$\overline{\theta'^2} = Cl_m l_\epsilon \phi_3 \left(\frac{\partial\overline{\theta}}{\partial z} \right)^2 - \phi_3 \frac{l_\epsilon}{2C_{\epsilon\theta}\sqrt{e}} \frac{\partial\overline{w'\theta'^2}}{\partial z} + C\phi_3 \frac{\partial\overline{\theta}}{\partial z} \frac{3l_m l_\epsilon}{2e} \frac{\partial\overline{w'\theta'^2}}{\partial z}$$

Où :

$$\begin{aligned}
\phi_3 &= \frac{1}{1+CR_\theta} & D &= [1 + CR_\theta] \left[1 + \frac{1}{2}CR_\theta \right] \\
C &= \frac{2}{3C_{p\theta}C_{\epsilon\theta}} & R_\theta &= \frac{gl_m l_\epsilon}{\theta_e} \frac{\partial\overline{\theta}}{\partial z}
\end{aligned}$$

Il est alors déduit :

$$\overline{\mathbf{w}'\theta'} = -\frac{2}{3C_{p\theta}}l_m\sqrt{e}\frac{\partial\overline{\theta}}{\partial z}\phi_3 - \frac{2}{3C_{p\theta}}l_m\sqrt{e}\phi_3\frac{g}{\theta_e}\frac{l_\epsilon}{2C_{\epsilon\theta}\sqrt{e}}\frac{\partial\overline{w'\theta'^2}}{\partial z} - \frac{2}{3C_{p\theta}}l_m\sqrt{e}\phi_3\frac{3}{2e}\frac{\partial\overline{w'\theta'^2}}{\partial z}$$

Le schéma sec 1D composé des équations 2.7a à 2.7g est ainsi obtenu.

Table des figures

2.1	Profils normalisés des MTOs : $\overline{w'\theta'^2}/w_*\theta_*^2$ (gauche) et $\overline{w'^2\theta'}/w_*^2\theta_*$ (droite). Les profils des formulations établies (tirets) sont superposés à ceux des LES 06F (trait plein).	21
2.2	Caractérisation de l'instabilité de la couche limite atmosphérique en fonction de z_i/L	23
2.3	Longueurs de dissipations 1D ($1L$: non modifiée, en rouge ; $2L$: doublée sur toute la couche limite, en vert ; $2L_{mil}$: multipliée par 2 uniquement au milieu de la couche limite, en bleu) comparées à celle issue de la LES, en noir.	26
2.4	Profils de $\bar{\theta}$ et les gradients associés pour les simulations 1D sans les moments d'ordre trois ($1L$: non modifiée en rouge, $2L$: doublée sur toute la couche limite en vert, $2L_{mil}$: multipliée par 2 uniquement au milieu de la couche limite en bleu) comparés à celui issu de la LES, en noir.	27
2.5	Profils de $\bar{\theta}$ et les gradients associés pour les simulations 1D avec les moments d'ordre 3 ($1L$: non modifiée en rouge, $2L$: doublée sur toute la couche limite en vert, $2L_{mil}$: multipliée par 2 uniquement au milieu de la couche limite en bleu) comparées à celle issue de la LES, en noir.	33
2.6	Profils de $\bar{\theta}$ (K) issus des LES (traits pleins), des simulations 1D sans MTOs (traits pointillés) et des simulations 1D avec MTOs (tiretés).	34
2.7	Variances de température potentielle normalisées, $\overline{\theta'^2}/\theta_*^2$ issues des LES (traits pleins), des simulations 1D sans MTOs (traits pointillés) et des simulations 1D avec MTOs (tirets).	36
2.8	Contributions des termes normalisés de production dynamique (DP), de dissipation (DISS) et de transport turbulent (TR) pour $\overline{\theta'^2}$ (partie haute) et de production dynamique (DP), de production du flux de température (TP), de pression-corrélation (PC) et de transport turbulent (TR) pour $\overline{w'\theta'}$ (partie basse) pour le cas 24F.	38
3.1	Structure verticale d'une couche limite neutre, d'après Bottema (1997).	43
3.2	Ajustement d'une couche limite neutre au-dessus d'un changement de rugosité, d'après Belcher et Coceal (2001).	44
3.3	Profils des différences de pression entre la face avant et arrière des obstacles près du changement de rugosité ; d'après Antonia et Luxton (1971).	48

3.4	Profils d'énergie cinétique turbulente (A) et de $\overline{u'w'}$ (B) normalisés par les valeurs en $x/z_0=-600$ pour différentes abscisses ($x/z_0=[-6.0;-3.0;-0.5;0.0;0.5;3.0;6.0]$); d'après Claussen (1987).	50
3.5	Profils de vitesses en quatre points (en bleu, plan de l'agencement des rugosités), δ_{CLS} est l'épaisseur de la couche limite de surface; d'après Castro et al.(2006).	53
3.6	Coupe horizontale du champ de vitesse moyen pris à $z = 0.05z_h$; d'après Coceal et al. (2006).	55
3.7	Longueurs de mélange : simulée avec 64 points par obstacles (ronds) et théorique $l_m = \kappa(z - z_d)$ (pointillés); d'après Coceal et al. (2006).	55
3.8	Champ des fluctuations u' à $z = 9m$ (a), $z = 28m$ (b), $z = 47m$ (c) et $z = 153m$ (d). Les fluctuations positives sont représentées en gris et les négatives en blanc; d'après Drobinski et al. (2006).	56
3.9	Longueur de dissipation à $x/z_h=32$ déduite de l'équilibre d'énergie cinétique turbulente; d'après Antonia et Luxton (1971).	60
3.10	Profils de $\overline{u'^2}/u_*^2$, $\overline{v'^2}/u_*^2$, $\overline{w'^2}/u_*^2$ et $-\overline{u'w'}/u_*^2$ (obstacles cubiques alignés (cas "C20A") ou en quinconce (cas "C20A")) superposés au valeur de la couche limite de surface de l'étude de Raupach et al. (1991); d'après Cheng et Castro (2002b).	62
3.11	Profils normalisés de $\overline{u'^2}/u_*^2$, $\overline{v'^2}/u_*^2$, $\overline{w'^2}/u_*^2$ et $-\overline{u'w'}/u_*^2$ en différents points (voir figure 3.5 pour le plan de l'agencement des rugosités), δ_{CLS} est l'épaisseur de la couche de surface; d'après Castro et al. (2006).	63
3.12	Profils des termes intervenant dans le bilan d'énergie cinétique turbulente en P_0 (a) et P_3 (b); d'après Castro et al.(2006).	64
3.13	Profils verticaux des variances de vitesse longitudinale $\overline{u'^2}$ (a) et transversale $\overline{v'^2}$ (b) estimées d'après les mesures LIDAR (traits pleins) et d'après les simulations LES (tirets); d'après Drobinski et al.(2006).	65
3.14	Profils normalisés de $-\overline{u'w'}/U_\infty^2$ en différentes positions pour un cas de changement de rugosité; d'après Pendergrass et Arya (1984).	70
3.15	(a) Profils de vitesses après une transition lisse/rugueux avec un saut de rugosité $M = 1.65$ (trait plein); $M = 0$ (pointillé) et $M = -2.17$ (tirets); d'après Lin et al. (1997).	71
3.16	Structure verticale d'une couche limite neutre au niveau d'un changement de rugosité; d'après Cheng et Castro (2002a).	72
3.17	Profils normalisés de (a) \overline{U}/u_* , (b) $-\overline{u'w'}/u_*^2$, (c) $\overline{u'^2}/u_*^2$ et (d) $\overline{w'^2}/u_*^2$ en différents points ($x/z_h=[5.4; 16.2; 32.4; 37.8; 43.2]$); d'après Cheng et Castro (2002a).	73
4.1	Schéma descriptif du fonctionnement de la veine hydraulique.	78
4.2	Vues de la veine hydraulique.	79
4.3	Schéma descriptif des positions des éléments constitutifs de l'expérience (vitres et planchers).	80
4.4	Schémas des différentes rugosités envisagées.	82
4.5	Photo de la configuration II étudiée.	85

4.6	Courbe d'étalonnage des pompes ($X_b=-0.5m$; $z=0.5m$; centre de la veine ; Config. II).	88
4.7	Sondages LDV à 700 tr.min^{-1} , à 1 m du bord (rouge) et au milieu (noir), $\overline{U}_\infty=0.35\text{m.s}^{-1}$; config. II.	90
4.8	Sondages LDV à 900 tr.min^{-1} , à 1 m du bord (rouge), et au milieu (noir), $\overline{U}_\infty=0.45\text{m.s}^{-1}$; config. II.	91
4.9	Profils des écarts de vitesse et intensité turbulente entre les sondages en milieu et bord de veine.	92
4.10	Photo de la pointe mécanique.	93
4.11	Utilisation de la boîte de corrélation ; d'après Fincham et Spedding (1997).	95
4.12	Erreur en fonction des fractions du déplacement ; d'après Fincham et Spedding (2000).	96
4.13	A : Erreur décomposée en signal moyen (<i>Mean bias error</i>), écart type autour de la moyenne (<i>RMS error around mean</i>) et variance de l'erreur (<i>True rms error</i>). B : Erreur corrigée en fonction des fractions du déplacement ; d'après Fincham et Delerce (2000).	97
4.14	Schéma illustrant le triggage de la caméra X-STREAM.	101
4.15	Schéma illustrant les emplacements des plans d'observations.	103
4.16	Photos de la mire, hors écoulement (A), en déplacement (B), une fois positionnée (C) et son image caméra correspondante (D).	104
4.17	Schéma (à gauche) et photo (à droite) des montages réalisés au niveau des vitres (en haut) et des parties non-vitrées de la veine (en bas).	105
4.18	Synthèse de la mise en place des mesures PIV.	106
4.19	Déformation type d'une boîte de corrélation correspondant à $\partial u/\partial z > 0$ et $\partial w/\partial x < 0$; d'après Fincham et Spedding (1997).	107
5.1	Image PIV (coupe verticale dans le plan [z,x] centrée en $x = 6.13m$) du champ \overline{U} , obtenue par moyenne temporelle sur les 999 images, et déformations associées (traits noirs).	111
5.2	Obtention de l'évolution de \overline{U} à l'échelle de la veine.	112
5.3	Schéma décrivant l'obtention des signaux turbulents.	113
5.4	Profils de vitesse longitudinale, $\langle \overline{U} \rangle_x$ le long de la veine à 700 et 900 tr.min^{-1} (respectivement en haut et en bas).	115
5.5	Evolution des décélérations et accélérations de $\langle \overline{U} \rangle_x$ par rapport aux profils en $x=0.22m$ à 700 et 900 tr.min^{-1} (respectivement rouge et noir).	116
5.6	Evolution des vitesses hors couches limites, $\langle \overline{U}_\infty \rangle_x$, pour 900 et 700 tr.min^{-1} .	116
5.7	Profils de vitesse longitudinale normalisée, $\frac{\langle \overline{U} \rangle_x}{\langle \overline{U}_\infty \rangle_x}$ le long de la veine à 700 et 900 tr.min^{-1} (respectivement à gauche et à droite).	117
5.8	Evolution de $\langle \overline{U} \rangle_x (\text{m.s}^{-1})$ (en haut) de $\frac{\partial \langle \overline{U} \rangle_x}{\partial X} (\text{s}^{-1})$ (en bas) à l'échelle de la veine pour 700 tr.min^{-1} .	119
5.9	Coupes verticales des vitesses moyennes longitudinale \overline{U} (a) et verticale \overline{W} (b) au niveau de la transition lisse/rugueux, à 700 tr.min^{-1} .	121

5.10	Coupes verticales des vitesses moyennes longitudinale \overline{U} (a) et verticale \overline{W} (b) au niveau de la transition lisse/rugueux, à 900 tr.min ⁻¹	122
5.11	Tracés des épaisseurs de couche limite neutre à partir des données PIV et lois puissances correspondantes, à 700 et 900 tr.min ⁻¹ (respectivement à gauche et à droite).	125
5.12	Tracés de l'évolution de δ^* (à gauche) et θ (à droite) issus des données expérimentales acquises à 700 tr.min ⁻¹ (rouge) et 900 tr.min ⁻¹ (noir) pour la zone rugueuse, superposition des régressions correspondantes.	127
5.13	Profils de vitesse longitudinale, $\langle \overline{U} \rangle_x$, en fonction de $\ln(z - z_d)$ le long de la veine à 700 et 900 tr.min ⁻¹	128
5.14	Régression linéaire des profils de vitesse longitudinale, $\langle \overline{U} \rangle_x = F \left[\ln(z - z_d) \right]$ pour la partie basse de la couche limite neutre en différentes abscisses à 700 et 900 tr.min ⁻¹	131
5.15	Estimation de $\langle \overline{u'w'} \rangle_{x_{z=d}}$ en différentes abscisses à 700 et 900 tr.min ⁻¹	132
5.16	Tracé de l'évolution de u_* (a) et z_0 (b) estimés via $\langle \overline{u'w'} \rangle_{x_{z=d}}$ (traits pointillés) et $\langle \overline{U} \rangle_x$ (traits pleins) pour 700 tr.min ⁻¹ (en rouge) et 900 tr.min ⁻¹ (en noir).	133
5.17	Profils verticaux de $\langle \overline{u'^2} \rangle_x$, $\langle \overline{w'^2} \rangle_x$ et $\langle \overline{u'w'} \rangle_x$ (de haut en bas) en différentes abscisses de la veine à 700 et 900 tr.min ⁻¹ (respectivement à gauche et à droite).	136
5.18	Profils verticaux de $\langle \overline{u'^2} \rangle_x / u_*^2$, $\langle \overline{w'^2} \rangle_x / u_*^2$ et $\langle \overline{u'w'} \rangle_x / u_*^2$ (de haut en bas) en différentes abscisses de la veine à 700 et 900 tr.min ⁻¹ (respectivement à gauche et à droite).	138
5.19	Courbes des taux de corrélations pour $x=7.78\text{m}$ à 700 tr.min ⁻¹ , calculées suivant la longitudinale (à gauche : A, C et E) et suivant la verticale (à droite B, D et F) pour les quantités $\overline{u'^2}$, $\overline{w'^2}$ et $\overline{u'w'}$ (de haut en bas : respectivement A et B ; C et D ; E et F).	140
5.20	Profils des longueurs intégrales normalisées par l'épaisseur de couche limite (δ) pour les quantités $\overline{u'^2}$, $\overline{w'^2}$, $\overline{u'w'}$ et $\overline{w'u'}$ suivant la longitudinale (tirets) et la verticale (pointillés) et la longueur intégrale moyenne (trait plein noir) pour les régimes à 700 et 900 tr.min ⁻¹ (respectivement A et B).	142
5.21	Profil de la longueur intégrale expérimentale normalisée par l'épaisseur de couche limite (δ) superposée à la paramétrisation hyperbolique (tiret).	142
5.22	Contribution des termes normalisés par u_*^3/δ de production dynamique (DP, en bleu), de dissipation (DISS, en vert tirets), de transport turbulent (TR, en bleu ciel) et d'advection par le vent moyen (ADV, en noir) pour $\langle e \rangle_x$ à 700 tr.min ⁻¹ en différentes abscisses de l'écoulement.	145
5.23	Profils normalisés des taux de dissipation d'une couche limite turbulente issus des DNS de Spalart (1988) ; après Pope (2004).	146
5.24	Contribution des termes normalisés par u_*^3/δ de production dynamique (DP, en bleu), de dissipation (DISS, en vert pointillé), de transport turbulent (TR, en bleu ciel), advection par le vent moyen (ADV, en noir) et de presso-corrélation (PC, rouge tirets) pour $\langle \overline{u'^2} \rangle_x$ à 700 tr.min ⁻¹ en différentes abscisses de l'écoulement.	148

5.25	Contribution des termes normalisés par u_*^3/δ de dissipation (DISS, en vert pointillé), de transport turbulent (TR, en bleu ciel), advection par le vent moyen (ADV, en noir) et de presso-corrélation (PC, en rouge tirets) pour $\langle \overline{w'^2} \rangle_x$ à 700 tr.min ⁻¹ en différentes abscisses de l'écoulement.	150
5.26	Comparaison des termes de presso-corrélation normalisés par u_*^3/δ pour l'équation d'évolution de $\langle \overline{w'^2} \rangle_x$ (en noir), de $\langle \overline{v'^2} \rangle_x$ (croix vertes) et l'opposé du terme de presso-corrélation de $\langle \overline{u'^2} \rangle_x$ (en rouge) à 700 tr.min ⁻¹ en différentes abscisses de l'écoulement.	152
5.27	Contribution des termes normalisés par u_*^3/δ de production dynamique (DP, en bleu), de transport turbulent (TR, en bleu ciel), advection par le vent moyen (ADV, en noir) et de presso-corrélation (PC, rouge tirets) pour $\langle \overline{u'w'} \rangle_x$ à 700 tr.min ⁻¹ en différentes abscisses de l'écoulement.	154
5.28	Profils des rapports $\overline{U}/\overline{U}_\infty$ à 700 et 900 tr.min ⁻¹ (respectivement A et B).	155
5.29	Profils des rapports $\overline{u'w'}/e$ et valeur moyenne dans la couche externe à l'équilibre (trait noir pointillé) à 700 et 900 tr.min ⁻¹ (respectivement A et B).	156
5.30	A gauche : profils des longueurs de dissipations (l_ε) et de la longueur intégrale (L) normalisées par l'épaisseur de couche limite (δ) pour la partie établie de l'écoulement à 700 tr.min ⁻¹ . A droite : rapport de ces longueurs : l_ε/L	159
5.31	A gauche : Profils des coefficients d'échange turbulent normalisé par $u_*\delta$, estimés à partir de la relation 5.37 (trait plein) et à partir des formulations de Kolmogorov (1942) (tirets). A droite : Estimations de la constante C permettant d'établir la relation entre le coefficient K et la longueur de mélange.	160
5.32	Evolution en loi puissance de l'épaisseur de couche limite normalisée par z_0 (trait vert), superposée aux données expérimentales (carrés et traits pointillés noirs).	163
6.1	Coupes horizontales (x, y) des vitesses longitudinales (\overline{U}) : (a) pour $z=0.012$ m et (b) pour $z=0.036$ m) et verticales (\overline{W}) : (c) pour $z=0.012$ m et (d) pour $z=0.036$ m) au niveau du changement de rugosité ($X \sim [-0.5 ; 0.5]$ m) simulées par MESO-NH en DNS.	174

Liste des tableaux

2.1	Constantes fixées dans le schéma de turbulence utilisé.	16
2.2	Description des cas (F représente le cas de convection libre ; WC de faible inversion au sommet ; SC le cas de forte inversion au sommet et B celui barocline).	22
2.3	Valeur du rapport z_i/L pour différents cas d'atmosphères sèches	24
2.4	Biais et écart types pour la Couche Limite de Mélange	28
2.5	Biais et écart types pour la Couche Limite de Mélange	28
2.6	Biais et écart types pour la Couche Limite de Mélange	29
2.7	Biais et écart types pour la Couche Limite de Mélange	29
2.8	Biais et écart types pour la Couche Limite de Mélange	30
2.9	Biais et écart types pour la Couche Limite de Mélange	30
2.10	Biais et écart types pour la Couche Limite de Mélange	31
2.11	Comparaison des simulations sans MTOs ("sans MTOs") aux LES et des simulations avec MTOs ("MTOs") aux LES pour la couche limite mélangée, soit $z(m)/z_i(m) \in [0.1 ; 0.8]$. F représente le cas de convection libre ; WC de faible inversion au sommet ; SC le cas de forte inversion au sommet et B celui de baroclinie.	39
3.1	Récapitulatif des différentes études réalisées sur des couches de surface.	58
3.2	Récapitulatif des différentes études réalisées sur des couches en équilibre.	66
3.3	Récapitulatif des différentes études réalisées sur les zones de transition.	74
4.1	Dimensions et quantités caractérisant les trois configurations. Les unités sont en 10^{-2} m pour les longueurs ($D_x, D_y, z_{h_i}, L_x, L_y, W_x, W_y$), et en 10^{-4} m pour les aires (A_p, A_f, A_t).	82
4.2	Echelles caractéristiques des trois configurations ; z_d, z_0 ainsi que leur nombres adimensionnels z_d/z_h et z_0/z_h calculés d'après les études de Kondo et Yamazawa (1986), Bottema (1995c, 1997), Lettau (1969) et Macdonald et al. (1998).	84
4.3	Hauteur des couches limites, exprimées en mètre, développées à 900 et 700 tr.min^{-1}	89
5.1	Valeur des vitesses hors des couches limites, $\langle \overline{U_\infty} \rangle_x$, pour 900 et 700 tr.min^{-1}	117
5.2	Estimations des hauteurs de couches limites développées à 900 et 700 tr.min^{-1} à partir des profils verticaux de $\langle \overline{U} \rangle_x$ et $\langle \overline{u'w'} \rangle_x$	124
5.3	Valeur des vitesses, $\langle \overline{U} \rangle_x$, en $z = z_d$ pour 900 et 700 tr.min^{-1}	126

5.4	Hauteurs (en mètre) correspondant à la limite verticale supérieure de la zone d'application de la loi logarithmique pour 900 et 700 tr.min ⁻¹	129
5.5	Estimations de z_0 et u_* à partir des profils de $\langle \overline{U} \rangle_x$	130
5.6	Estimations de z_0 et u_* à partir des profils de $\langle \overline{u'w'} \rangle_x$	133
5.7	Exemples de couches limites atmosphériques déduites des couches limites mesurées pour $z_{0rel}/z_{0exp} = 1000$	162

Bibliographie

- Abdella, K., and N. McFarlane (1997), A new second-order turbulence closure scheme for the planetary boundary layer., *J. Atmos. Sci.*, *54*, 1850–1867.
- André, J. C., G. D. Moor, P. Lacarrere, and R. D. Vachat (1976), Turbulence approximation for inhomogeneous flows. part 1 : The clipping approximation., *J. Atmos. Sci.*, *33*, 476–481.
- Antonia, R. A., and R. E. Luxton (1971), The response of a turbulent boundary layer to a step change in surface roughness. part 1. smooth to rough, *J. Fluid. Mech.*, *48*, 721–761.
- Arakawa, A., and W. H. Schubert (1974), Interaction of a cumulus cloud ensemble with the largescale environment. part i., *J. Atmos. Sci.*, *31*, 674–701.
- Bechtold, P., E. Bazile, F. Guichard, P. Mascard, and E. Richard (2001), A mass flux convection scheme for regional and global models, *Q. J. Roy. Meteor. Soc.*, *127*, 869–886.
- Bélair, S., J. Mailhot, J. W. Strapp, and J. I. MacPherson (1999), An examination of local versus nonlocal aspects of a tke-based boundary layer scheme in clear convective conditions, *J. Appl. Meteor.*, *38*, 1499–1518.
- Belcher, S. E., and O. Coceal (2001), Scaling the urban boundary layer, *notes*, Department of Meteorology, University of Reading.
- Belcher, S. E., N. Jerram, and J. C. R. Hunt (2003), Adjustment of a turbulent boundary layer to a canopy of roughness elements, *J. Fluid Mech.*, *488*, 369–398.
- Betts, A. K. (1973), Non-precipitating cumulus convection and its parameterization., *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *32*, 178–196.
- Bottema, M. (1995), Parameterisation of aerodynamic roughness parameters in relation to air pollutant removal efficiency of streets, in *Air Pollution Engineering and Management*, pp. 235–242, H. Power et al., eds, Computational Mechanics.
- Bottema, M. (1997), Urban roughness modelling in relation to pollutant dispersion, *Atmos. Environ.*, *31*, 3059–3075.
- Bougeault, P., and P. Lacarrère (1989), Parameterization of orography-induced turbulence in a meso-beta scale model, *Mon. Wea. Rev.*, *117*, 1870–1888.

- Bradley, E. (1968), A micrometeorological study velocity profiles and surface drag in the region modified by a change in surface roughness, *Q. J. Roy. Meteor. Soc.*, *94*, 361–387.
- Bradshaw, P., and D. H. Ferriss (1965), *N. P. L., Aero. Rept. 1145*.
- Bradshaw, P., and D. H. Ferriss (1968), Derivation of a shear-stress transport equation from the turbulent energy equation, in *Proc. Conf. Computation of Turbulent Boundary Layers*, pp. 264–274, Stanford University.
- Bradshaw, P., D. H. Ferriss, and N. P. Atwell (1967), Calculation of boundary layer development using the turbulent energy equation, *J. Fluid. Mech.*, *28*, 593–616.
- Brunet, Y., J. J. Finnigan, and M. R. Raupach (1994), A wind tunnel study of air flow in waving wheat : single-point velocity statistics, *Bound.-Layer Meteor.*, *104*, 229–259.
- Canuto, V. M., F. Minotti, C. Ronchi, R. M. Ypma, and O. Zeman (1994), Second order closure pbl model with new third-order moments : Comparison with les datas., *J. Atmos. Sci.*, *51*, 1605–1618.
- Canuto, V. M., Y. Cheng, and A. Howard (2001), New third-order moments for the convective boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, *58*, 1169–1172.
- Canuto, V. M., Y. Cheng, and A. Howard (2005), What causes the divergences in local second order closure models ?, *J. Atmos. Sci.*, *62*, 1645–1651.
- Castro, I. P., and A. G. Robbins (1977), The flow around a surface-mounted cube in uniform and turbulent streams, *J. Fluid. Mech.*, *79*, 307–335.
- Castro, I. P., H. Cheng, and R. Reynolds (2006), Turbulence over urban-type roughness : deductions from wind-tunnel measurements, *Bound.-Layer Meteor.*, *118*, 109–131.
- Cheinet, S. (2003), A multiple mass-flux parameterization for the surface-generated convection, *Amer. Meteor. Soc.*, *60*, 2313–2327.
- Cheng, H., and I. P. Castro (2002a), Near-wall flow development after a step change in surface roughness, *Bound.-Layer Meteor.*, *105*, 411–432.
- Cheng, H., and I. P. Castro (2002b), Near-wall flow over urban-like roughness, *Bound.-Layer Meteor.*, *104*, 229–259.
- Cheng, Y., V. M. Canuto, and A. M. Howard (2002), An improved model for the turbulent pbl, *J. Atmos. Sci.*, *59*, 1550–1565.
- Cheng, Y., V. M. Canuto, and A. M. Howard (2005), Nonlocal convective pbl model based on new third and fourth order moments, *J. Atmos. Sci.*, *62*, 2189–2204.
- Clark, J. A. (1968), A study of incompressible turbulent boundary layers in channel flow, *Journal of Basic Engineering, Trans. ASME*, *90*(Series D), 455.

- Claussen, M. (1987), The flow in a turbulent boundary layer upstream of a change in surface roughness, *Bound.-Layer Meteor.*, *40*, 31–86.
- Coceal, O., and S. E. Belcher (2004), A canopy model of mean winds through urban areas, *Q. J. Roy. Meteor. Soc.*, *130*, 1349–1372.
- Coceal, O., T. G. Thomas, I. P. Castro, and S. E. Belcher (2006), Mean flow and turbulence statistics over groups of urban-like cubical obstacle, *Bound.-Layer Meteor.*
- Coles, D. (1956), The law of the wake in the turbulent boundary layer, *J. Fluid. Mech.*, *1*, 191–226.
- Comte-Bellot, G. (1963), Contribution à l'étude de la turbulence de conduite, Ph.D. thesis, University of Grenoble, France.
- Corrsin, S., and A. L. Kistler (1954), *Report 3133*, NACA T.N.
- Couvreux, F., F. Guichard, V. Masson, and J. L. Redelsperger (2006), Negative water vapour skewness and dry tongues in the convective boundary layer : observations and les budget analysis, *Bound.-Layer Meteor.*, soumis.
- Cuijpers, J. W. M., and P. G. Duynkerke (1993), Large eddy simulation of trade wind cumulus clouds, *J. Atmos. Sci.*, *50*, 3894–3908.
- Cuijpers, J. W. M., and A. A. M. Holtslag (1998), Impact of skewness and nonlocal effects on scalar and buoyancy fluxes in convective boundary layers, *J. Atmos. Sci.*, *55*, 151–162.
- Cuxart, J., P. Bougeault, and J. L. Redelsperger (2000), A turbulence scheme allowing for mesoscale and large-eddy simulations., *Q.J.R. Meteorol. Soc.*, *126*, 1–30.
- Davidson, M. J., K. Mylne, M. Molyneux, C. D. Jones, R. J. Perkins, and J. C. R. Hunt (1995a), Plume dispersion through large groups of obstacle - field investigation, *Atmos. Environ.*, *29*, 3245–3256.
- Davidson, M. J., W. H. Snyder, R. E. Lawson, and J. C. R. Hunt (1995b), Plume dispersion from point source upwind of large groups of obstacle - wind tunnel simulations, *Atmos. Environ.*, *30*, 3245–3731.
- Deardorff, J. W. (1966), The counter-gradient heat flux in the lower atmosphere and in the laboratory, *J. Atmos. Sci.*, *23*, 503–506.
- Deardorff, J. W. (1972), Numerical investigation of neutral and unstable planetary boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, *29*, 91–115.
- Deardorff, J. W. (1974), Three-dimensional numerical study of turbulence in an entraining mixed layer, *Bound.-Layer Meteor.*, *7*, 199–226.

- Drobinski, P., and R. C. Foster (2003), On the origin of near-surface streaks in the neutrally-stratified planetary boundary layer, *Bound.-Layer Meteor.*, *108*, 247–256.
- Drobinski, P., P. Carlotti, R. K. Newson, R. M. Banta, R. C. Foster, and J. L. Redelsperger (2004), The structure of near-neutral surface layer, *J. Atmos. Sci.*, *61*, 699–714.
- Drobinski, P., P. Carlotti, J. L. Redelsperger, R. M. Banta, V. Masson, and R. K. Newson (2006), Numerical and experimental investigation of the neutral atmospheric surface layer, *Bound.-Layer Meteor.*
- Duynkerke, P. G. (1988), Application of the $e - \varepsilon$ turbulence closure model to the neutral and stable atmospheric boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, *45*, 865–880.
- Dyer, A. J. (1965), Discussion on : Change of roughness and the wind profile by h. a. panofsky and a. a. townsend, *Q. J. Roy. Meteor. Soc.*, *91*, 240–242.
- Ebert, E. E., U. Schumann, and R. B. Stull (1989), Non local turbulent mixing in the convective boundary layer evaluated from large eddy simulation., *J. Atmos. Sci.*, *46*, 2178–2207.
- Elliott, W. (1958), The growth of the atmospheric internal boundary layer, *Trans. Am. Geophys. Un.*, *39*, 1048–1054.
- Fincham, A. M., and G. Delerce (2000), Advanced optimization of correlation imaging velocimetry algorithms, *Exp. in Fluids*, *39*, S13–S22, suppl.
- Fincham, A. M., and G. R. Spedding (1997), Low cost, high resolution piv for measurement of turbulent fluid flow, *Exp. in Fluids*, *23*, 449–462.
- Finnigan, J. J. (2000), Turbulence in plant canopies, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, *32*, 519–572.
- Grant, A. L. M. (1986), Observations of boundary layer structure made during the 1981 kontur experiment, *Q. J. Roy. Meteor. Soc.*, *112*, 825–841.
- Grimmond, C. S. B., and T. R. Oke (1999), Aerodynamic properties of urban areas derived from analysis of surface form, *J. Appl. Meteor.*, *38*, 1262–1292.
- Gryanik, V. M., and J. Hartmann (2002), A turbulence closure for the convective boundary layer based on a two-scale mass-flux approach, *J. Atmos. Sci.*, *59*, 2729–2744.
- Hall, D. J., R. Macdonald, S. Walker, and A. M. Spanton (1998), Measurement of dispersion within simulated urban arrays - a small scale wind tunnel study., *BRE Client Report CR244/98*, Building Research Establishment.
- Hart, D. P. (1998), The elimination of correlation errors in piv processing, in *9th. International Symposium on Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics, 13-16 July*, Lisbon, Portugal.

- Head, M. R., and P. Bandyopadhyay (1981), New aspects of turbulent boundary layer structure, *J. Fluid. Mech.*, *107*, 297–338.
- Holt, T., and S. Raman (1988), A review and comparative evaluation of multilevel boundary layer parameterizations for first-order and turbulent kinetic energy closure schemes, *Rev. Geophys.*, *26*, 761–780.
- Holtslag, A. A. M., and C. H. Moeng (1991), Eddy diffusivity and countergradient transport in the convective atmospheric boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, *48*, 1690–1698.
- Hourdin, F., F. Couvreux, and L. Menut (2002), Parameterization of the dry convective boundary layer based on a mass-flux representation of thermals, *J. Atmos. Sci.*, *59*, 1105–1123.
- Hussain, A. K. M. F., and W. C. Reynolds (1975), Measurements in fully developed turbulent channel flow, *Trans. ASME I : J. Fluids Engng.*, *97*, 568–580.
- Jackson, P. S. (1981), On the displacement height in the logarithmic velocity profile, *J. Fluid. Mech.*, *111*, 15–25.
- Kaimal, J. C., and J. J. Finnigan (1994), *Atmospheric boundary layer flows : their structure and measurement*, Oxford University Press, 17pp.
- Kármán, T. V. (1930), Mechanische Ähnlichkeit und Turbulenz, in *Third Int. Congr. Applied Mechanics*, pp. 85–105, Stockholm.
- Katul, G. G., and C. R. Chu (1998), A theoretical and experimental investigation of the energy-containing scales in the dynamic sublayer of boundary layer flows, *Bound.-Layer Meteor.*, *86*, 279–312.
- Keith, W. A., and all (1995), An evaluation of neutral and convective planetary boundary-layer parametrizations relative to large eddy simulations, *blm*, *79*, 131–175.
- Kim, J., P. Moin, and R. Moser (1987), Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number, *J. Fluid. Mech.*, *177*, 133–166.
- Klebanoff, P. S. (1955), Characteristics of turbulence in a boundary layer with zero pressure gradient, *Technical Note 1247*, NACA.
- Klebanoff, P. S., and F. W. Diehl (1951), *Technical Note 2475*, NACA.
- Kolmogorov, A. N. (1941), The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers, *Dokl. Akad. Nauk., USSR*, *30*, 299–303, in Russian.
- Kolmogorov, A. N. (1942), *The equations of turbulent motion in an incompressible fluid*, vol. Phys. 6, 56–58 pp., in Russian.
- Kolmogorov, A. N. (1991), The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers, *Proc. R. Soc. London*, *A434*, 9–13.

- Kondo, J., and H. Yamazawa (1986), Aerodynamic roughness over an inhomogeneous ground surface, *Bound.-Layer Meteor.*, *35*, 331–348.
- Krettenauer, K., and U. Schumann (1992), Numerical simulation of turbulent convection over wavy terrain., *J. Fluid. Mech.*, *237*, 261–299.
- Krogstad, P.-A., R. A. Antonia, and L. W. B. Browne (1992), Comparison between rough- and smooth-wall turbulent boundary layers, *J. Fluid. Mech.*, *245*, 599–617.
- Lafore, J. P., et al. (1998), The Meso-NH atmospheric simulation system. Part I : adiabatic formulation and control simulations, *Ann. Geophysicae*, *16*, 90–109.
- Lappen, C.-L., and D. A. Randall (2001), Toward a unified parameterization of the boundary layer and moist convection. part i : A new type of mass-flux model., *J. Atmos. Sci.*, *58*, 2021–2036.
- Laufer, J. (1951), Investigation of turbulent flow in a two-dimensional channel, *Naca report 1053*, NACA.
- Lettau, H. (1969), Note on aerodynamic roughness parameter estimation on the basis of roughness element description, *J. Appl. Meteor.*, *8*, 828–832.
- Lettau, H. H., and al. (1962), Studies of the three-dimensional structure of the planetary boundary layer, *Annual rep.*, U. S. Army Electronic Proving Ground, dA 36-039-SC-80282.
- Lin, C. L., J. C. McWilliams, C. H. Moeng, and P. P. Sullivan (1996), Coherent structures and dynamics in a neutrally stratified planetary boundary layer flow, *Phys. Fluids*, *8*, 2626–2639.
- Lin, C. L., C. H. Moeng, P. P. Sullivan, and J. C. McWilliams (1997), The effect of surface roughness on flow structures in a neutrally stratified planetary boundary layer flow, *Phys. Fluids*, *11*, 3235–3249.
- Liu, C. K., S. J. Kline, and J. P. Johnston (1966), Climatological characteristics of the Trappes radar rain cells in 1994, *Report*, Stanford University, Departement of Mechanical Engineering, mD-15.
- Macdonald, R. W. (2000), Modelling the mean velocity profile in the urban canopy layer, *Bound.-Layer Meteor.*, *97*, 25–45.
- Macdonald, R. W., R. F. Griffiths, and D. J. Hall (1998), An improved method for estimation of surface roughness of obstacle arrays, *Atmos. Environ.*, *32*, 1857–1864.
- Mason, P. J., and D. J. Thomson (1987), Large-eddy simulation of the neutral static stability planetary boundary layer, *Q. J. Roy. Meteor. Soc.*, *113*, 413–442.
- Mellor, G. L., and T. Yamada (1974), A hierarchy of turbulence closure models for planetary boundary layers, *J. Atmos. Sci.*, *31*, 1791–1806.

- Meroney, R. N. (1968), Characteristics of wind and turbulence in and above model forests, *J. Appl. Meteor.*, 7, 780–788.
- Miyake, M. (1965), Transformation of the atmospheric boundary layer over inhomogeneous surfaces, *Sci. rep.*, Office of Naval Research Engineering, Dept. of Atmos. Sciences, Univ. of Wash, contract 477 (24) (NR 307-252).
- Moeng, C. H., and P. P. Sullivan (1994), A comparison of shear- and buoyancy-driven planetary boundary layer flows, *J. Atmos. Sci.*, 51, 999–1022.
- Moeng, C. H., and J. C. Wyngaard (1989), Evaluation of turbulent transport and dissipation closures in second-order modeling, *J. Atmos. Sci.*, 46, 2311–2330.
- Monin, A. S., and A. M. Yaglom (1971), *Statistical fluid mechanics : mechanics of turbulence*, The MIT Press. Cambridge (USA), vol 1.
- Moor, G. D. (2006), Les théories de la turbulence dans la couche limite atmosphérique n°3, Ecole Nationale de la Météorologie, Paris.
- Moore, W. F. (1951), Ph.D. thesis, State University of Iowa, ph.D. Thesis.
- Nicholls, S., and C. J. Readings (1979), Aircraft observations of the structure of the lower boundary layer over the sea, *Q. J. Roy. Meteor. Soc.*, 105, 785–802.
- Nieuwstadt, F. T. M., P. J. Mason, C. H. Moeng, and U. Schumann (1993), Large-eddy simulation of the convective boundary layer : a comparison of four computer codes, *Turbulence Shear Flows*, 8, 343–367, springer-Verlag, Berlin.
- Ooyama, K. (1971), A theory on parameterization of cumulus convection., *J. Meteor. Soc. Japan*, 49, 744–756.
- Panofsky, H. A. (1974), The atmospheric boundary layer below 150 meters, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 6, 147–177.
- Panofsky, H. A., and A. A. Townsend (1964), Change of terrain roughness and the wind profile, *Q. J. Roy. Meteor. Soc.*, 90, 147–155.
- Pendergrass, W., and P. S. Arya (1984), Dispersion in neutral boundary layer over a step change in surface roughness – i. mean flow and turbulence structure, *Atmos. Env.*, 18(7), 1267–1279.
- Perrier, M., A. Butet, and al. (1988), Veine hydraulique du cnrm : fonctionnement en écoulement neutre, *Note de travail de l'établissement d'études et de recherches météorologique*, Ministère des Transports et de la Mer, Direction de la Météorologie Nationale, n 216.
- Peterson, E. W. (1969), Modification of mean flow and turbulent energy by a change in surface roughness under condition of neutral stability, *Q. J. Roy. Meteor. Soc.*, 95, 561–575.

- Peterson, E. W., N. O. Jensen, and J. Hojstrup (1979), Observations of downwind development of wind speed and variance profiles at bogenaes and comparison with theory, *Q. J. Roy. Meteor. Soc.*, *105*, 521–529.
- Pope, S. B. (2004), *Turbulent Flows*, Cambridge University Press, 183-188pp, 273-275pp, 298-308pp, 313-318pp, 369-371pp.
- Poulos, G. S., and al. (2002), Cases-99 : A comprehensive investigation of the stable nocturnal boundary layer, *Bull. Amer. Meteorol. Soc.*, *83*, 555–581.
- Randall, D. A., Q. Shao, and C.-H. Moeng (1992), A second-order bulk boundary layer model, *J. Atmos. Sci.*, *49*, 1903–1923.
- Rao, K., J. Wyngaard, and O. Coté (1974), The structure of the two dimensional internal boundary layer over a sudden change of surface roughness, *J. Atmos. Sci.*, *31*, 738–746.
- Raupach, M. R., A. S. Thom, and I. Edwards (1980), A wind-tunnel study of turbulent flow close to regularly arrayed rough surfaces, *Bound.-Layer Meteor.*, *18*, 373–397.
- Raupach, M. R., R. A. Antonia, and S. Rajagopalan (1991), Rough-wall boundary layers, *Appl. Mech. Rev.*, *44*, 1–25.
- Redelsperger, J. L., and G. Sommeria (1981), Méthode de représentation de la turbulence d'échelle inférieure à la maille pour un modèle tri-dimensionnel de convection nuageuse., *Boundary Layer Meteorology*, *21*, 509–530.
- Redelsperger, J. L., and G. Sommeria (1986), Three dimensional simulation of a convective storm : Sensitivity studies on subgrid parametrization and spatial resolution., *J. Atmos. Sci.*, *43*, 2619–2635.
- Redelsperger, J. L., F. Mahé, and P. Carlotti (2001), A simple general subgrid model suitable both for surface layer and free-stream turbulence, *Bound.-Layer Meteor.*, *101*, 375–408.
- Richardson, L. F. (1922), *Weather prediction by numerical process*, Cambridge University Press.
- Rose, W. C., and J. D. Murphy (1973), Ratio of reynolds shear stress to turbulent kinetic energy in a boundary layer, *Phys. Fluids*, *16*, 935–937.
- Schmidt, H., and U. Shumman (1989), Coherent structure of the convective boundary layer derived from large eddy simulations, *J. Fluid. Mech.*, *200*, 511–562.
- Schumann, U. (1987), The counter-gradient heat flux in turbulent stratified flows., *Nuclear Engineering and Design*, *100*, 255–262.
- Shir, C. C. (1972), A numerical computation of air flow over a sudden change of surface roughness, *J. Atmos. Sci.*, *29*, 304–310.

- Siebesma, A. P., and J. Teixeira (2000), An advection-diffusion scheme for the convective boundary layer, description and 1d results, in *14th Symp. on Boundary Layer and Turbulence*, pp. 133–136, Aspen, USA.
- Snyder, W. H., and I. P. Castro (2002), The critical Reynolds number for rough-wall boundary layers, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, *90*, 41–54.
- Soares, P. M. M., P. Miranda, A. P. Siebesma, and J. Teixeira (2002), An advection-diffusion parameterisation turbulence scheme based on the equation, in *3rd Portuguese-Spanish Assembly of Geodesy and Geophysics*, pp. 856–859, Valencia, Spain, vol. II.
- Soares, P. M. M., P. Miranda, A. P. Siebesma, and J. Teixeira (2004), An eddy-diffusivity/mass-flux parametrization for dry and shallow cumulus convection, *Q. J. Roy. Meteor. Soc.*, *128*, 1–18.
- Spalart, P. R. (1988), Direct simulation of a turbulent boundary layer up to $Re_\theta=1410$, *J. Fluid. Mech.*, *187*, 61–98.
- Stacey, G., R. E. Belcher, C. J. Wood, and B. A. Gardiner (1994), Wind flows and forces in a model spruce forest, *Bound.-Layer Meteor.*, *69*, 311–334.
- Stull, R. B. (1988), *An introduction to Boundary Layer Meteorology*, Kluwer Academic Publishers, 666pp.
- Stull, R. B. (1989), *An introduction to boundary layer meteorology*, Kluwer Academic, New York.
- Sullivan, P. P., J. C. Wyngaard, and C.-H. Moeng (1994), A subgrid-scale model for large eddy simulation of planetary boundary-layer flows, *Bound.-Layer Meteor.*, *71*, 247.
- Sun, W. Y., and Y. Ogura (1980), Modeling the evolution of the convective planetary boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, *37*, 1558–1572.
- Svensson, U., and K. H. Haggkvist (1990), A two-equation turbulence model for canopy flows, *J. Wind Engng Indust. Aerodyn.*, *35*, 201–211.
- Taylor, P. A. (1969), On wind and shear stress profiles above a change in surface roughness, *Q. J. Roy. Meteor. Soc.*, *95*, 77–91.
- Teixeira, J., and A. P. Siebesma (2000), A mass-flux/k-diffusion approach for the parametrization of the convective boundary layer : global model results, in *14th Symp. on Boundary Layer and Turbulence*, pp. 231–234, Aspen, USA.
- Thompson, B. G. J. (1967), A new two-parameter family of mean velocity profiles for incompressible turbulent boundary layers on smooth walls, *Tech. rep.*, Aero. Res. Council. R. and M.

- Tomas, S., and V. Masson (2006), A parameterization of third-order moment for the dry convective boundary layer, *Bound.-Layer Meteor.*, 120, 437–454.
- Townsend, A. A. (1961), The behaviour of a turbulent boundary layer near separation, *J. Fluid. Mech.*, 12, 536.
- Townsend, A. A. (1965), The response of a turbulent boundary layer to abrupt changes in surface conditions, *J. Fluid. Mech.*, 22, 799–822.
- Wang, D., W. G. Large, and J. C. McWilliams (1996), Large-eddy simulation of the equatorial ocean boundary layer : Diurnal cycle, eddy-viscosity, and horizontal rotation, *J. Geophys. Res.*, 101, 3649–3662.
- Wieringa, J. (1993), Representative roughness parameters for homogenous terrain, *Bound.-Layer Meteor.*, 63, 323–363.
- Yaglom, A. M. (1991), Similarity laws for wall turbulence flows, in *New approaches and concept in turbulence*, pp. 7–27, T. Dracos and A. Tsinober, eds, Monte Verità, Birkhauser.
- Yanai, M., S. Esbensen, and J. Chu (1973), Determination of bulk properties of tropical cloud clusters from large-scale heat and moisture budgets, *J. Atmos. Sci.*, 30, 611–627.
- Yeh, F. F., and E. J. Plate (1968), Wind tunnel data, *Tech. rep.*, Engr. Research Centery, Colorado State Univ.
- Zeman, O., and J. L. Lumley (1976), Modeling buoyancy driven mixed layers., *J. Atmos. Sci.*, 33, 1974–1988.

Résumé Long

La première partie de la thèse traite de la modélisation unidimensionnelle de la zone à contre-gradient observée sur le profil de température potentielle moyenne, dans le cas d'une couche limite convective. La méthode développée consiste à prendre en compte les moments d'ordre trois dans un modèle à l'ordre 1.5, basé sur l'équation d'énergie cinétique. Le terme de contre-gradient est mathématiquement relié aux moments du troisième ordre ($\overline{w'^2\theta'}$ et $\overline{w'\theta'^2}$). Une paramétrisation simple de ces moments du troisième ordre est proposée et validée sur plusieurs cas de couche limite convective sèche à partir de simulations de type Large eddy simulations (LES) réalisées avec le modèle MESO-NH. L'analyse des simulations montre que les moments du troisième ordre sont responsables de l'inversion du signe du gradient vertical de la température potentielle moyenne dans la partie haute de la couche limite convective. Parallèlement, l'analyse des bilans énergétiques met en évidence que les principaux termes responsables de cette inversion, les flux turbulents et variances sont maintenant correctement reproduits par le modèle 1D.

La seconde partie concerne la simulation des couches limites neutres par la version 1D du modèle MESO-NH. Les développements et transitions de couche limite ne sont pas correctement reproduits par ce modèle. Ces problèmes sont attribués au modèle de longueur de mélange qui est inadapté ainsi que l'anisotropie de ces écoulements qui n'est pas prise en compte. Afin de palier à ces difficultés numériques concernant la modélisation de l'établissement de couches limites neutres et de valider les simulations 1D de MESO-NH, une série d'expériences en veine hydraulique a été réalisée. Le but est de fournir un jeu de données permettant l'initialisation et la validation de simulations LES effectuées via MESO-NH.

Dans les expériences en veine, les quantités moyennes et turbulentes de couches limites neutres se développant après un changement de rugosité, ont été mesurées par vélocimétrie par imagerie de particules (PIV). Les flux et variances de vitesses mesurés ($\overline{u'_i u'_j}$) dans le plan vertical permettent d'évaluer les termes de production dynamique ainsi que les gradients verticaux et longitudinaux ($\partial/\partial z$ et $\partial/\partial x$) des quantités moyennes et turbulentes (flux, variances et moments du troisième ordre). De la sorte, la plupart des termes intervenants dans les équations d'évolution de $\frac{\partial e}{\partial t}$, $\frac{\partial \overline{u'^2}}{\partial t}$, $\frac{\partial \overline{w'^2}}{\partial t}$ et $\frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial t}$ ont pu être estimés. Les mesures PIV ont également permis de quantifier les échelles intégrales spatiales et par suite d'estimer les longueurs de dissipation et de mélange. Une des principales conclusions de cette étude expérimentale est la proposition d'une paramétrisation de la longueur de mélange.

En parallèle, le modèle MESO-NH a été adapté pour réaliser les premières simulations numériques directes (DNS) de couches limites neutres identique à celle de la configuration de l'expérience en veine hydraulique.

Mots clés

Couche limite convective ; paramétrisation ; contre-gradient ; moments du troisième ordre ; expérience ; couche limite neutre ; taux de dissipation ; échelles de turbulence.

Abstract

The first part of the thesis covers the one-dimensional modelling of the counter-gradient zone of the mean potential temperature observed in the convective boundary layer. The method developed takes into account the third order moments in a 1.5 order model based on the turbulent kinetic energy equation but without prognostic equations for other second order moments. The counter-gradient term is formally linked to the third order moments, $(\overline{w'^2\theta'})$ and $(\overline{w'\theta'^2})$. A simple parameterization of the third order moments is proposed and validated for several cases of a dry convective boundary layer, using large eddy simulations (LES) performed with the full 3D MESO-NH model. The analysis of the simulations shows that third order moments are responsible for the inversion of the sign of the vertical gradient of the mean potential temperature in the higher part of the convective boundary layer. A budget analysis reveals that the main terms responsible for the turbulent fluxes and variances are now well reproduced.

The second part of thesis presents the one-dimensional simulation of the neutral boundary layer via the 1D version of the MESO-NH code used at the CNRM. Boundary-layer development is not well predicted with this code, the problem being attributed to inadequate mixing length models as well as the anisotropy of the flow. Indeed, the non-stratification of the neutral boundary layer makes difficult the diagnosis of the boundary-layer depth and thus the estimation of the mixing length. Furthermore, the 1D MESO-NH code assumes isotropy whereas for the neutral boundary layer the vertical velocity variance is negligible in comparison with the horizontal velocity variance. Thus, in order to address directly the modelling difficulties of the development of a neutral boundary layer and to validate the 1D MESO-NH simulation, a set of experiments in a hydraulic flume were carried out. The aims are to provide a set of data allowing the initialisation and validation of LES simulations performed with the 3D MESO-NH model.

In the experiments, the mean and turbulent quantities in a neutral boundary layer developing after a change of roughness were measured by particle image velocimetry (PIV). The measured velocity fluxes and variances $(\overline{u'_i u'_j})$ in the vertical plane allowed the dynamical production terms as well as the vertical and longitudinal gradients ($\partial/\partial z$ and $\partial/\partial x$) of the mean and turbulent quantities (flux, variances and third-order moments) to be evaluated and to quantify most of the terms of the transport equations for $\frac{\partial \epsilon}{\partial t}$, $\frac{\partial \overline{w'^2}}{\partial t}$, $\frac{\partial \overline{w'\theta'^2}}{\partial t}$ and $\frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial t}$. The PIV measurements also allowed the spatial integral scales to be computed leading to estimates of the dissipative and mixing lengths. One of the main conclusions of this experimental study is a proposition for the parameterization of the mixing length.

In parallel, the MESO-NH code has been set up to perform direct numerical simulations (DNS) of the same neutral boundary layer configuration as in the hydraulic experiments.

Keywords

Convective boundary layer ; parameterization ; counter-gradient ; third-order moments ; experiment ; neutral boundary layer ; dissipation rate ; scales of turbulence.

Thesis presented by Tomas Séverine :

Modelling and experimental study of the turbulence in atmospheric boundary layer.

Under the supervision of Masson Valéry and the co-supervision of Eiff Olivier.

Defended on January 30th, 2007 in Toulouse.

Abstract

The first part of the thesis covers the one-dimensional modelling of the counter-gradient zone of the mean potential temperature in the convective boundary layer. The method developed takes into account the third order moments in a 1.5 order model. The second part presents the simulation of the neutral boundary layer. In order to initialise and to validate a LES simulation, a set of experiments in a hydraulic flume were carried out. The results obtained via particle image velocimetry yield the mean and turbulent quantities. A new mixing length parameterization is also proposed.

Keywords

Convective boundary layer ; parameterization ; counter-gradient ; third-order moments ; experiment ; neutral boundary layer ; dissipation rate ; scales of turbulence.

Discipline : Atmospheric physics.

Prepared at the Centre National de Recherche Météorologique of Toulouse in the GMME/TURBAU and GMEI/SPEA teams, 42 avenue Gaspard Coriolis, 31057 Toulouse Cedex 1.

Thèse présentée par Tomas Séverine :

Modélisation et étude expérimentale de la turbulence au sein des couches limites atmosphériques.

Sous la direction de Masson Valéry et la co-direction de Eiff Olivier.

Soutenue le 30 janvier 2007 à Toulouse.

Résumé

La première partie de cette thèse se concentre sur la modélisation unidimensionnelle de la zone à contre-gradient pour les couches limites convectives. La méthode développée consiste à prendre en compte les moments d'ordre trois dans un modèle à l'ordre 1.5. La seconde partie concerne la modélisation de couches limites neutres. Afin d'initialiser et de valider des simulations LES, une série d'expériences en veine hydraulique a été réalisée. Outre l'estimation des quantités moyennes et turbulentes, les mesures obtenues par vélocimétrie par imagerie de particules ont permis de paramétrer la longueur de mélange.

Mots clés

Couche limite convective ; paramétrisation ; contre-gradient ; moments du troisième ordre ; expérience ; couche limite neutre ; taux de dissipation ; échelles de turbulence.

Discipline : Physique de l'Atmosphère.

Préparée au Centre National de Recherche Météorologique à Toulouse au sein des équipes GMME/TURBAU et GMEI/SPEA, 42 avenue Gaspard Coriolis, 31057 Toulouse Cedex 1.