



HAL
open science

Écoulement sur canopées faiblement immergées : de la turbulence aux lois de frottement

Loic Chagot

► **To cite this version:**

Loic Chagot. Écoulement sur canopées faiblement immergées : de la turbulence aux lois de frottement. Sciences de la Terre. Institut National Polytechnique de Toulouse - INPT, 2019. Français. NNT : 2019INPT0019 . tel-04161695

HAL Id: tel-04161695

<https://theses.hal.science/tel-04161695>

Submitted on 13 Jul 2023

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

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



Université
de Toulouse

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Institut National Polytechnique de Toulouse (Toulouse INP)

Discipline ou spécialité :

Surfaces Interfaces Continentales Hydrologie

Présentée et soutenue par :

M. LOIC CHAGOT

le lundi 11 février 2019

Titre :

Écoulement sur canopées faiblement immergées: de la turbulence aux lois de frottement

Ecole doctorale :

Sciences de l'Univers de l'Environnement et de l'Espace (SDUEE)

Unité de recherche :

Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (I.M.F.T.)

Directeur(s) de Thèse :

M. FRÉDÉRIC MOULIN

M. OLIVIER EIFF

Rapporteurs :

M. DAVID HURTHER, CNRS SAINT MARTIN D'HERES

M. FABIEN ANSELMET, ECOLE CENTRALE DE MARSEILLE

M. LAURENT DAVID, UNIVERSITE DE POITIERS

Membre(s) du jury :

M. FABIEN ANSELMET, ECOLE CENTRALE DE MARSEILLE, Président

M. FRÉDÉRIC MOULIN, UNIVERSITE TOULOUSE 3, Membre

Mme NICOLE GOUTAL, EDF CHATOU, Membre

M. OLIVIER EIFF, KARLSRUHE INSTITUTE OF TECHNOLOGY, Membre

M. SEBASTIEN PROUST, IRSTEA, Membre

Résumé

Cette thèse s'inscrit dans le cadre du projet ANR (Agence Nationale de la Recherche) "Flowres" ayant pour objectif d'améliorer la prédiction des crues extrêmes. Il a récemment été démontré que le dérèglement climatique tend à augmenter la fréquence et l'intensité de ces événements extrêmes, provoquant ainsi de nombreux dégâts, notamment dans les zones urbaines. L'objectif de ce travail de thèse a été d'étudier les configurations extrêmes, où une "canopée urbaine" est faiblement immergée. Cette étude repose sur une série de mesures expérimentales réalisées en canal hydraulique à surface libre, dans lequel différentes profondeurs de canopée et niveaux d'immersion ont été considérés. Les canopées étudiées sont composées d'alignements d'éléments prismatiques.

La première partie de ce travail a consisté à élaborer le dispositif expérimental permettant d'accéder à la structure complète de ces écoulements. Pour cela, un dispositif de PIV 2D-2C a été mis en place, couplé à l'utilisation de moyens techniques sophistiqués, comme des prismes transparents en verre BK7 ainsi qu'une optique télécentrique. Ce dispositif a permis d'obtenir des statistiques hautement résolues tant temporellement que spatialement, et ont aussi permis d'étudier la sensibilité de ces statistiques à l'échantillonnage spatial.

Une fois le système de mesure mis en place, l'effet de l'immersion et de la profondeur de canopée sur la structure verticale 1D de ces écoulements a ensuite été étudié. Les résultats montrent que la structure d'un écoulement dans une canopée profonde ($k/\ell = 6$) fortement immergée peut être décrite par différentes couches (sillage, couche de mélange, couche logarithmique). Cependant, la diminution de l'immersion et/ou de la profondeur de canopée tend à forcer les interactions entre les couches, et en supprimer certaines dans certains cas. De plus, on remarque que pour de très faibles immersions, le tenseur total devient négatif. Afin de comprendre et caractériser ce phénomène inattendu, une analyse par quadrant du tenseur de Reynolds a été effectuée. Dans le cas d'écoulements fortement immergés, les éjections (Q_2) et les balayages (Q_4) contribuent majoritairement à l'écoulement. Cependant, la diminution de l'immersion est accompagnée d'une augmentation importante d'événements Q_3 dans la canopée, conduisant à un tenseur de Reynolds négatif pour des cas extrêmes.

Pour finir, la compréhension de ces écoulements turbulents par l'intégration des profils verticaux 1D a permis de déterminer les lois de frottement globales associées. Il a été montré qu'il est nécessaire de définir correctement les grandeurs utilisées pour le coefficient de frottement f_0 , comme une vitesse débitante prenant en compte la porosité Φ de la canopée ou encore une vitesse de frottement u_{*0} basée sur le fond du canal et non sur le sommet des prismes. On observe une corrélation entre l'immersion de la canopée et le coefficient de frottement f_0 . De plus, deux comportements distincts semblent émerger pour les faibles ($h/(\Phi k) < 4$) ou fortes ($h/(\Phi k) > 4$) immersions.

Abstract

This PhD work is part of the ANR project "Flowres" where aims is to improve the prediction of extreme flood events. It has been shown that the climate change will increase the frequency and intensity of these extreme events, leading to major damages, especially in urban areas. The objective of this PhD was to investigate extrem configurations where urban canopy is weakly submerged. This work is based on experimental analysis carried out in a hydraulic open-channel flume in which various canopy depth and submergence levels were investigated. The canopies were built by alignment of prismatic roughness elements.

The first part of this PhD work aimed at developping the experimental set-up allowing to obtain the complete structure of the flow. To this end, a PIV 2D-2C apparatus was used, paired with the use of advanced technical tools, such as prisms of BK7 glass and a telecentric optics. This set-up has enabled to obtain highly converged statistics (spatially and temporally), allow an investigation of sensitivity of these statistics to the spatial sampling.

Once the experimental set-up designed, the effect of the flow immersion and of canopy depth on the 1D vertical structure was then investigated. Our results have shown that the flow structure of a depth canopy with an high submergence can be described by different (layers wake layer, mixing layer, logarithmic zone). A decrease of the submergence and/or the canopy depth increase interactions between the different layers, and sometimes, cancel it. Additionally, for some low submergence flow regimes, the total stress becomes negative. In order to understand and better characterize this unexpected result, we performed a quadrant analysis of the Reynolds stress. In the case of highly submerged flow, ejections (Q_2) and sweeps (Q_4) mostly contribute to the flow. By contrast, the decrease of the submergence is coupled with an significant increase of the Q3 event within the canopy. It can lead to a negative Reynolds stress in some flow regimes.

Finally, the understanding of turbulent flows through integration of the 1D vertical profiles allowed calculation of the associated global friction law. It has been shown that it is necessary to properly define the quantities used for the friction coefficient f_0 , such as a flow rate taking into account the porosity Φ of the canopy, and a speed of friction u_{*0} based on the bottom of the channel (and not on the top of the prisms). There is a correlation between canopy submergence and the coefficient of friction f_0 . Moreover, two different behaviour appear for low submergence ($h/(\Phi k) < 4$) or high submergence ($h/(\Phi k) > 4$).

Remerciements

En premier lieu, je tiens à remercier Fabien Anselmet, Laurent David et David Hurther pour le soin particulier apporté à leur travail de rapporteurs. Je remercie aussi Nicole Goutal et Sébasien Proust d'avoir participé à mon jury de thèse.

Je remercie également mes deux encadrants de thèse Frédéric Moulin et Olivier Eiff sans qui cette thèse n'aurait jamais eu lieu. Merci de m'avoir permis cette confrontation au monde de la recherche.

Cette thèse repose principalement sur une analyse expérimentale, c'est pourquoi je tiens à remercier sincèrement tous ceux qui m'ont permis de mettre en place cette expérience. Avant tout, un grand merci à tous les tech' avec qui j'ai eu plaisir de collaborer, Sylvain Belliot, Guilhem Freche et Jean-Dominique Barron. Merci Sébastien Cazin et Moïse Marchal pour tout ce qu'ils m'ont appris sur la PIV et pour l'aide précieuse qu'ils m'ont apporté lors de la mise en place des expériences. Enfin, merci à Pierre Elyakim pour tout le travail effectué sur CPIV ainsi que pour l'aide qu'il m'a apporté sur le post-traitement des données PIV.

Je tiens aussi à remercier tous les membres des anciens groupes OTE et HEGIE de m'avoir permis un séjour agréable au sein de l'IMFT et spécialement à Sylvie Senny.

Un grand merci à tous les thésards/post-docs/stagiaires/chercheurs avec qui j'ai pu passer d'agréables moments ou tout simplement échanger, en vrac : Alexis Bouguoin, Joris Bouteloup, Adrien Tacker, Brahim Boutkhamouine, Yohan Pech, Jules Bertic, Aurélie Louis-Napoléon, Marie Poulain, Johan Pinaud, Guillaume Mialhe, Maxime Fernoux, Matthieu Mercier, Thomas Bonometti, Laurent Lacaze, Raphaël Maurin et Marc Maher (que j'ai malheureusement rencontré que bien trop tard).

Une pensée spéciale pour Guillaume Quibeuf avec qui j'ai eu le plaisir de partager pendant 3 ans le même bureau pour le meilleur comme pour le pire.

Et je tiens à remercier plus particulièrement, Karim Adib, David Raus et Clément Toupont à qui je dois beaucoup. Merci Karim d'avoir toujours été d'un soutien sans faille et un Ami en or. Merci David pour cette coloc' de l'apocalypse et pour ces parties de ping-pong (intellectuel ou non). Et merci Clément de me supporter (surtout dans mes moments de joie) depuis le M1.

Je tiens également à remercier Pierre Laurent, une relique de mes années de licence Clermontoise, qui a été une formidable rencontre et qui m'a permis d'aiguiser mon esprit critique.

J'aimerais aussi remercier mes parents pour m'avoir appris à être curieux dans la vie, et incité à suivre ma voie. Un grand merci à Chloé, ma sœur, qui m'a toujours épaulé.

Je finirais ces remerciements par un énorme merci à Lucie avec qui j'ai le bonheur de partager ma vie depuis le lycée et sans qui je ne serais tout simplement pas en train d'écrire ces lignes. C'est pourquoi cette thèse lui est dédiée. *Merci pour ta patience et ta gentillesse, et surtout merci d'avoir toujours été là pour moi...*

Table des matières

Remerciements	v
1 Introduction	1
1.1 Contexte général	1
1.2 Couches limites sur fond rugueux	2
1.2.1 Description statistique des écoulements turbulents	2
1.2.2 Structure verticale d'une couche limite turbulente sur plaque plane lisse	3
1.2.3 Structure verticale d'une couche limite turbulente sur rugosités	5
1.3 Modélisations du frottement	7
1.4 Structure des écoulements de canopée	10
1.4.1 Mécanismes mis en jeu dans la sous-couche de rugosité	11
1.4.2 Effets de la profondeur de canopée et de la surface libre	14
1.5 Plan de la thèse	16
2 Méthodologie	17
2.1 Description du dispositif expérimental	17
2.1.1 Canal hydraulique	17
2.1.2 Géométrie des fonds rugueux	18
2.1.3 Régimes d'écoulements	19
2.2 Méthode de mesure et analyse statistique	22
2.2.1 Introduction	23
2.2.2 Experimental set-up	25
Flow generation	25
Telecentric PIV measurements	27
2.2.3 Statistical Estimations	28
Time convergence	28
17-plane double-averaged vertical profiles	29
Spatial convergence	32
2.2.4 Vertical integrated drag stress distribution	41
2.2.5 Conclusion	44
3 Structure verticale 1D	47
3.1 Introduction	47
3.2 Sous-couche rugueuse	48
3.2.1 Dispersion spatiale	48
3.2.2 Estimation de la hauteur de sous-couche de rugosité	52
3.3 Structure du profil de vitesse longitudinale $\langle \bar{u} \rangle$	55
3.3.1 Paramètres de la loi logarithmique (u_*, d, k_s)	55
3.3.2 Rugosité hydraulique k_s et hauteur de déplacement d	59

3.3.3	Couche de mélange	62
3.3.4	Zone de Sillage	66
3.4	Quantités du second ordre	70
3.4.1	Structure des écart-types de vitesses	70
3.4.2	Structure des tenseurs doublement moyennés	73
3.5	Conclusion :	77
4	Analyse conditionnelle des écoulements de canopée	79
4.1	Introduction	79
4.2	Double moyenne conditionnelle	80
4.2.1	Méthode	80
4.2.2	Décomposition du tenseur de Reynolds	82
Configurations de référence	82	
Effet de la profondeur de canopée	84	
Effet de l'immersion	84	
4.2.3	Effet de seuil	86
Effet de profondeur de canopée	86	
Effet de l'immersion	88	
4.2.4	Tenseur de Reynolds résiduel	94
Effet de l'immersion de la profondeur de canopée sur $\Delta S_0^*(0)$	94	
Modèle de Raupach 1981	94	
Effet du seuil sur $\Delta S_{H_*}^*$	96	
4.3	Conclusion	98
5	Lois de friction d'un écoulement faiblement immergé	101
5.1	Introduction	102
5.2	Methods	103
5.2.1	Experimental set-up	103
5.2.2	Double-averaged quantities	104
5.2.3	Depth-averaged and bulk velocities	105
5.2.4	Friction velocities	106
5.3	Friction factor f_0	108
5.3.1	Estimation of the flow resistance	108
5.3.2	Effect of relative submergence on f_0	109
5.4	Conclusion	110
6	Conclusion	113
A	Structure locale d'un écoulement de canopée	117
B	Éstimation du coefficient de traînée C_D	127
	Bibliographie	133

Liste des symboles

$\langle \cdot \rangle$	notation de la double moyenne avec moyenne spatiale selon x et y
$\langle \cdot \rangle_x$	notation de la double moyenne avec moyenne spatiale selon x
$\bar{\cdot}$	notation de la moyenne temporelle
$\dot{\cdot}$	notation de la fluctuation temporelle
$\tilde{\cdot}$	notation de la fluctuation spatiale
χ^2	coefficient Chi-carré
Δ^+	fonction de rugosité
Δx	pas de grille dans la direction x
Δz_{mix}	épaisseur de la couche de mélange
ΔS_H	tenseur de Reynolds résiduel
δ	épaisseur de la couche limite
ϵ	erreur liée à la convergence temporelle
γ	coefficient lié au profil en tanh
κ	constante de Von Kaármán=0.41
λ_f	densité frontale de rugosité
λ_p	densité planaire de rugosité
ℓ	largeur d'un prisme
ℓ_m	longueur de mélange
μ	viscosité dynamique
ν	viscosité cinématique
ϕ	porosité
Φ	intégration verticale de ϕ
Π	paramètre de Coles
ρ	masse volumique
θ	quantité quelconque
ω	fonction universelle de la loi déficitaire
a	coefficient d'atténuation
C_d	coefficient de traîne
C_D	intégration verticale de C_d
d	hauteur de déplacement
D_s	dispersion spatiale liée à la présence des rugosités
f	coefficient de frottement
f_0	coefficient de frottement global
f_x	force de traînée totale
g	accélération gravitationnelle
h	hauteur d'eau
h_S	hauteur de sillage
k	hauteur d'un prisme
k_s	rugosité hydraulique

k_s^+	nombre de Reynolds rugueux
L	largeur du motif élémentaire de la canopée
L_s	taille caractéristique des tourbillons de Kelvin-Helmoltz
M_{30}	coefficient d'asymétrie
N	nombre d'échantillons pris pour la moyenne temporelle
p	pression
Q	débit volumique
Q_i	quadrant i avec $i = 1, 2, 3, 4$
R	rayon hydraulique
S	pente du canal hydraulique
S_f	surface fluide sur laquelle est effectuée la moyenne spatiale
S_t	surface totale sur laquelle est effectuée la moyenne spatiale
Re	nombre de Reynolds
t	temps
$t_{\zeta/2}$	coefficient de Student
u_i	notation indicielle de la vitesse
u	vitesse longitudinale instantanée
u_*	vitesse de frottement
u_{*0}	vitesse de frottement estimée par extrapolation de la linéarité en $z = 0$
u_{*k}	vitesse de frottement estimée en $z = k$
u_S	vitesse de sillage doublement moyennée
u_k	vitesse longitudinale doublement moyennée en $z = k$
U_d	vitesse doublement moyennée intégrée verticalement
U_b	vitesse débitante
v	vitesse transverse instantanée
V_t	volume de contrôle
V_f	volume de fluide contenu dans le volume de contrôle V_0
w	vitesse verticale instantanée
x_i	notation indicielle direction
x	direction longitudinale
y	direction transverse
z	direction verticale
z_M	borne supérieure de la zone logarithmique
z_m	borne inférieure de la zone logarithmique
z_{RS}	hauteur de la sous-couche de rugosité
z_1	borne inférieure de la couche de mélange
z_2	borne supérieure de la couche de mélange

Chapitre 1

Introduction

1.1 Contexte général

Cette thèse s'intègre dans le cadre de l'ANR (Agence Nationale de la Recherche) "Flowres" ayant pour objectif de prédire les crues extrêmes en améliorant leurs modélisation grâce à une meilleure description du frottement. Plusieurs études (EMANUEL, SUNDARARAJAN et WILLIAMS, 2008; BANHOLZER, KOSSIN et DONNER, 2014) ont montré que le dérèglement climatique influe fortement sur l'intensité et la fréquence des catastrophes naturelles. Une augmentation d'apparition de cyclones et d'inondations dévastateurs est à prévoir dans les prochaines années. De plus, certains séismes peuvent aussi engendrer d'autres catastrophes naturelles, telles que le tsunami qui causa l'accident nucléaire de Fukushima ainsi que d'importantes inondations à l'intérieur des terres japonaises, comme illustré en figure 1.1.

Dans ce contexte, les crues extrêmes vont donc voir leur probabilité d'apparition augmenter dans les prochaines années. Une augmentation des crues extrêmes pourrait ainsi créer d'importantes pertes matérielles mais surtout humaines. La compréhension et la prédiction de ces crues est donc un enjeu majeur pour notre société. Cependant, contrairement aux crues classiques qui ont une période de retour de l'ordre d'une dizaine d'années, et dont la hauteur et le débit sont connus et permettent de caler les modèles hydrauliques, très peu de données permettent une modélisation des événements extrêmes (PROUST et al., 2016).

Dans le cas des crues extrêmes, les habitations, ainsi que les arbres et le mobilier urbain, représentent des obstacles pour l'écoulement et sont à l'origine d'une augmentation du frottement par la traînée engendrée. Tout au long de cette étude, ces obstacles seront appelés "rugosités", de par leurs similitudes avec des éléments rugueux (cailloux, algues etc...) qui tapissent le fond de rivière.

Dans le domaine des sciences atmosphériques, de nombreuses études se sont intéressées à l'impact du vent sur les villes. Dans ce contexte, des modèles simplifiés de canopées urbaines s'appuient souvent sur des alignements de cubes, comme l'illustrent les travaux de MACDONALD, GRIFFITHS et HALL, (1998), MACDONALD, (2000) et COCEAL, THOMAS et BELCHER, (2007). Ces canopées simplifiées, aujourd'hui encore beaucoup utilisées (BLACKMAN et al., (2017), CASTRO et al., (2017) et XIE et FUKA, (2018)), permettent de comprendre les processus fondamentaux qui les régissent grâce à un contrôle précis de leur géométrie.

L'utilisation de modèles simplifiés de canopée s'est aussi développée en hydraulique, notamment dans le cas spécifique des canopées végétales. Par exemple, les travaux de NEPF, (1999), POGGI, KATUL et ALBERTSON, (2004a) et NEPF et GHISALBERTI, (2008) utilisent des rangées de cylindres pour étudier les écoulements de



FIGURE 1.1 – Inondation à Aga, dans la préfecture de Niigata (Japon), (Reuteurs/Kyodo).

canopées végétales immergées. Les travaux de NEPF, (2012) sont une très bonne synthèse de l'étude des canopées végétales immergées et émergentes.

Dans leurs études, FLORENS, (2010) et FLORENS, EIFF et MOULIN, (2013) font un lien entre la vision hydraulique et atmosphérique des canopées urbaines en étudiant l'effet de l'immersion. Cette approche a été reprise par ROUZÈS, (2015) et ROUZÈS et al., (2018), leur permettant d'approfondir la compréhension des écoulements faiblement immergés au-dessus de canopées urbaines. À échelle réduite, ces modélisations d'écoulement sont en similitude avec les crues extrêmes en milieu urbain, et permettent de les étudier avec précision en laboratoire. Une des caractéristiques notables de ces écoulements est leur nature fortement turbulente. L'étude des couches limites turbulentes a été le point de départ de ces travaux.

1.2 Couches limites sur fond rugueux

1.2.1 Description statistique des écoulements turbulents

Pour plus de détail concernant les équations utilisées, cette partie peut être complétée par les ouvrages de POPE, (2001) et GUYON, P.HULIN et PETIT, (2012).

Le caractère aléatoire et fluctuant des écoulements turbulents a donné l'idée à O. Reynolds d'appréhender ces écoulements de manière statistique et de décomposer les grandeurs turbulentes (vitesse, pression, température, ...) en une moyenne temporelle et une fluctuation temporelle donnant lieu à la décomposition, dite de Reynolds, suivante :

$$\theta(x_i, t) = \bar{\theta}(x_i) + \theta'(x_i, t), \quad (1.1)$$

où $\theta(x_i, t)$ est une grandeur turbulente, $\bar{\theta}(x_i)$ sa moyenne temporelle et $\theta'(x_i, t)$ ses

fluctuations temporelles. Cette décomposition appliquée aux équations de Navier-Stokes incompressibles permet d'obtenir les équations moyennes du mouvement suivantes :

$$(\partial_t + \bar{u}_j \partial_j) \bar{u}_i = g_i - \frac{1}{\rho} \partial_i \bar{p} + \partial_j (\nu \partial_j \bar{u}_i - \overline{u'_i u'_j}), \quad (1.2)$$

$$\partial_i \bar{u}_i = 0, \quad (1.3)$$

avec $\bar{u}_i = \bar{u}_i(x_i, t)$, g_i la composante i de la gravité (m s^{-2}), \bar{p} la pression moyenne (Pa), ν la viscosité cinématique $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$.

Cette décomposition des équations de Navier-Stokes fait apparaître le tenseur de Reynolds $-\rho \overline{u'_i u'_j}$. Ce tenseur, aussi appelé tenseur des contraintes turbulentes, exprime le transport de quantité de mouvement par les fluctuations turbulentes. En prenant en compte le tenseur visqueux $\nu \partial_j u_i$, on peut alors définir la contrainte de cisaillement totale comme :

$$\tau_{ij} = \rho (\nu \partial_j u_i - \overline{u'_i u'_j}). \quad (1.4)$$

Ce tenseur traduit la façon dont les couches fluides les plus rapides sont freinées par les moins rapides, que ce soit par un mécanisme d'échange turbulent ou visqueux. Cependant, en présence d'une paroi fixe, le différentiel entre les vitesses nulles à la paroi et non-nulles loin de l'obstacle génère une zone interfaciale entre la paroi et le fluide appelée couche limite. Cette thèse portant sur la structure d'écoulements turbulents sur des parois rugueuses, il est alors nécessaire de s'intéresser en premier lieu au cas simple des couches limites turbulentes sur paroi plane lisse.

1.2.2 Structure verticale d'une couche limite turbulente sur plaque plane lisse

On suppose ici un écoulement turbulent stationnaire parallèle sur une plaque plane lisse. Dans ce cas, la vitesse moyenne verticale \bar{w} est nulle et \bar{u} ainsi que les fluctuations ne dépendent plus que de z , ce qui permet de réécrire l'équation 1.2 comme :

$$\partial_z (\nu \partial_z \bar{u} - \overline{u'w'}) - \frac{1}{\rho} \partial_x \bar{p} = 0 \Rightarrow \rho (\nu \partial_z \bar{u} - \overline{u'w'}) = \tau_0, \quad (1.5)$$

où τ_0 est la contrainte de cisaillement à la paroi ($z = 0$) (équation 1.4). Cette contrainte s'appliquant au fond de l'écoulement permet de construire une vitesse caractéristique de l'écoulement appelée vitesse de frottement u_* définie par :

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}}, \quad (1.6)$$

et qui représente une échelle caractéristique des fluctuations turbulentes.

Les écoulements de paroi comptent deux parties distinctes qui sont la couche interne, influencée majoritairement par les effets de paroi, et la couche externe, raccordant l'écoulement au sein de la couche limite turbulente avec l'écoulement extérieur comme le schématise la figure 1.2. Cette figure montre en détail la structure d'un écoulement turbulent sur plaque plane et met en avant la complexité de la couche

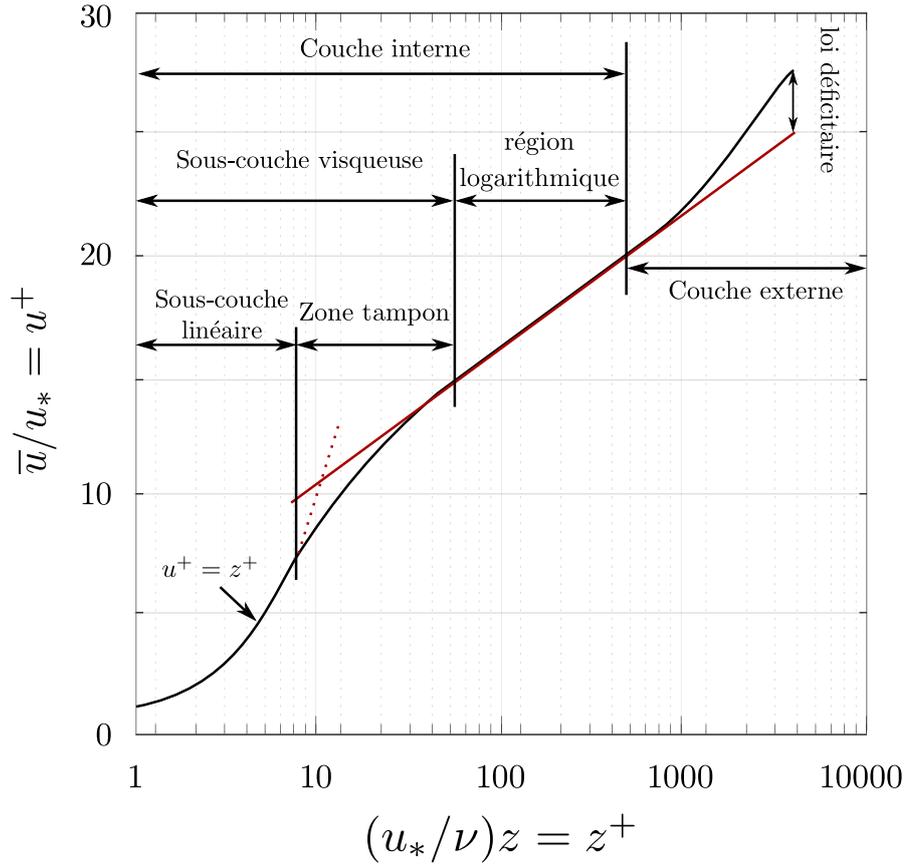


FIGURE 1.2 – Schématisation classique de la structure verticale d'une couche limite turbulente sur plaque plane (inspiré de SCHULTZ et al., (2003)).

interne, où une multitude de mécanismes différents se concentrent, contrairement à la couche externe.

Couches interne et externe

En très proche paroi, seuls les effets visqueux dominent l'écoulement. Dans ce cas, l'équation 1.5 peut s'exprimer comme $\rho\nu\partial_z\bar{u} = \tau_0$, conduisant à un comportement linéaire de la vitesse s'écrivant :

$$\frac{u}{u_*} = \frac{u_*}{\nu}z = z^+. \quad (1.7)$$

Il est souvent considéré que ce comportement est valide pour $z^+ < 5$. Entre ($5 < (u_*/\nu)z < 30$) on trouve une zone de transition qui, avec la sous-couche linéaire, forment ce que POPE, (2001) appelle la région visqueuse. Si on s'éloigne de la paroi, i.e. pour $z^+ > 30$, la théorie des couches limites de (PRANDTL, 1933) prévoit un comportement logarithmique de la vitesse :

$$\frac{\bar{u}}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{u_*z}{\nu} + A, \quad (1.8)$$

où $A \sim 5$ est une constante d'intégration obtenue en intégrant l'équation 1.5 avec un modèle de longueur de mélange de type $\ell_m(z) = \kappa z(1 - \exp(-z^+/A_D))$ (figure 1.2), avec A_D le facteur d'amortissement proposé par VAN DRIEST, (1956) et κ la constante de Von Karman .

Cependant cette description de la vitesse n'est valide que dans une zone restreinte de l'espace où la turbulence n'est influencée ni par les grands tourbillons proches de la surface libre, ni par les effets visqueux proche paroi. C'est COLES, (1956) qui décrit précisément, pour la première fois, la déviation du profil logarithmique loin de la paroi. Il fait ainsi le parallèle entre le mélange généré par les grandes échelles turbulente et les écoulements de sillage. Cela lui permet de corriger la déviation au profil logarithmique en introduisant la notion de couche externe par le biais de l'équation :

$$\frac{\bar{u}}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{u_* z}{\nu} + A + \omega(z/\delta), \quad (1.9)$$

où $\omega(z/\delta)$ est une fonction de sillage approximée comme : $\omega(z/\delta) = 2\Pi/\kappa \sin^2(2z/(\pi\delta))$ avec Π le paramètre de Coles et δ l'épaisseur de la couche limite.

Pour les très grands nombres de Reynolds, COLES, (1964) estime que Π est constant et proche de 0.55 dans le cas de la plaque plane d'incidence nulle sans gradient de pression. NEZU et RODI, (1986) confirment ce comportement dans le cadre des écoulements à surface libre dans des canaux hydrauliques. Néanmoins, ils trouvent une valeur de Π pour les canaux inférieure à celle prédite par COLES, (1964), avec $\Pi \sim 0.2$ pour des valeurs de $R_* = u_* h/\nu > 2000$ (avec h la hauteur d'eau). Cependant, comme nous allons le voir par la suite, l'ajout de rugosités de paroi a pour effet de modifier le comportement de la couche limite turbulente.

1.2.3 Structure verticale d'une couche limite turbulente sur rugosités

Les écoulements environnementaux, qui sont le coeur de cette thèse, sont souvent constitués d'un lit rugueux, comme du sable, des algues ou encore des rochers. Pour des écoulements dans des conduites rugueuses, NIKURADSE, (1933), trouve un comportement logarithmique similaire à l'équation 1.8, qu'il écrit sous la forme :

$$\frac{\bar{u}}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{u_* z}{\nu} + A + \Delta U^+, \quad (1.10)$$

où ΔU^+ est une fonction de paroi qui traduit le décalage entre la théorie des parois lisses et des parois rugueuses. De manière équivalente, on peut écrire :

$$\frac{\bar{u}}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{z}{k_s} + C_r, \quad (1.11)$$

où k_s correspond à une échelle hydrodynamique appelée rugosité hydraulique.

Pour que k_s soit relié à la taille médiane des rugosités d_{50} , NIKURADSE, (1933) choisit $C_r = 8.48$ pour des lits homogènes de grains. Cette nouvelle échelle k_s , combinée à l'échelle visqueuse ν/u_* permet de construire un nombre adimensionnel $k_s^+ = k_s u_*/\nu$. Ce dernier nombre adimensionnel permet de comparer les longueurs caractéristiques visqueuse et rugueuse afin de déterminer l'effet des rugosités sur

l'écoulement et permet à NIKURADSE, (1933) de mettre en évidence l'existence de plusieurs régimes d'écoulements distincts. Pour $k_s^+ < 3.5$, l'écoulement est dit "hydrauliquement lisse", et pour $k_s^+ > 85$, "hydrauliquement rugueux" (il définit aussi trois régimes transitoires entre ces deux bornes). Se basant sur ces travaux, KEULEGAN, (1938) utilise la rugosité hydraulique k_s afin d'adapter les travaux de (PRANDTL, 1933) sur les parois lisses aux écoulements de canaux rugueux. Cette adaptation de la loi logarithmique dans les canaux a permis, comme pour les écoulements en conduites, d'établir une classification de ces écoulements en utilisant k_s^+ , aussi appelé nombre de Reynolds rugueux (NEZU et NAKAGAWA, 1993; JIMÉNEZ, 2004) :

- $k_s^+ < 5$, un écoulement hydrauliquement lisse : les rugosités ont une taille inférieure à la sous-couche visqueuse et l'écoulement s'apparente à un écoulement sur une paroi lisse.
- $5 < k_s^+ < 70$, un écoulement de transition : l'effet des rugosités commence à se faire ressentir sur l'écoulement, mais leur taille étant proche de celle de la sous-couche visqueuse, les effets visqueux sont toujours présents.
- $k_s^+ > 70$, un écoulement hydrauliquement rugueux : la taille des rugosités est très supérieure à celle de la sous-couche visqueuse, les effets visqueux deviennent négligeables devant la traînée de forme du sillage turbulent généré par les rugosités. Dans ce cas, on observe l'apparition d'une nouvelle zone dans l'écoulement impactée par la présence des rugosités appelée sous-couche de rugosité.

Ce dernier régime, où les rugosités prennent une place importante dans l'écoulement, nécessite de connaître l'origine de la loi logarithmique de l'équation 1.11. Les travaux de JACKSON, (1981) effectués sur des écoulements pleinement rugueux ($k_s^+ > 70$) permettent de répondre à cette question en améliorant le profil de vitesse proposé par KEULEGAN, (1938). En introduisant une hauteur de déplacement d , qui selon l'auteur, correspondrait à la hauteur moyenne du plan d'application du frottement généré par la traînée des rugosités, la loi logarithmique peut être réécrite comme :

$$\frac{\bar{u}}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{z-d}{k_s} \right) + C_r, \quad (1.12)$$

avec $C_r = 8.5$ pour un écoulement de canal bidimensionnel pleinement rugueux (NEZU et NAKAGAWA, 1993). Cependant, l'estimation de la vitesse grâce à cette équation nécessite la connaissance des paramètres (d, k_s) . Même si certains auteurs comme NEZU et SANJOU, (2008) s'appuient sur l'approche de JACKSON, (1981) pour estimer la hauteur de déplacement d , d'autre comme FLORENS, EIFF et MOULIN, (2013) et ROUZÈS et al., (2018) laissent la hauteur de déplacement d ainsi que la rugosité hydraulique k_s libres, déterminée par un ajustement au profil de vitesse \bar{u} par le biais de la régression linéaire suivante :

$$e^{\kappa \frac{\bar{u}}{u_*} - 8.5} = \frac{z-d}{k_s} \quad (1.13)$$

Cette méthode présente l'avantage de ne nécessiter aucune connaissance préalable de l'écoulement puisque seule la forme du profil est importante.

Pour finir, on peut ajouter à l'équation 1.12 la fonction de sillage $\omega(z/h)$ définie dans l'équation 1.9. Cependant, les résultats obtenus par CASTRO, (2007) montrent

que malgré le caractère universel de $\omega(z/h)$, le paramètre de Coles Π semble dépendre de la rugosité étudiée. De leur côté, ROUZÈS et al., (2018) montrent que pour une même rugosité, la diminution de la surface libre tend à diminuer Π . Ainsi il apparaît que la présence d'un fond rugueux amène donc une réelle complexité à l'étude des couches limites turbulentes, et ne peut pas seulement être considéré comme un décalage de la théorie des parois lisses dû à la hauteur des rugosités. Il est néanmoins possible de classer de manière générale la structure d'un écoulement pleinement rugueux. Ils sont généralement constitués de trois couches : la sous-couche de rugosité, la loi logarithmique et la loi déficitaire (figure 1.3). PERRY, SCHOFIELD et JOUBERT, (1969) ont proposé une classification des fonds rugueux basée sur le comportement des paramètres de l'écoulement. Deux grandes catégories d'écoulements peuvent alors être définies, les écoulements de type- k et de type- d (PERRY, SCHOFIELD et JOUBERT, 1969; JIMÉNEZ, 2004). Les écoulements de type- k sont caractérisés par une rugosité hydraulique k_s proportionnelle à la hauteur réelle des rugosités k . Ces écoulements se retrouvent, par exemple, dans des lits composés de grains de sables ou de barres transverses très espacées les unes des autres (RAUPACH, ANTONIA et RAJAGOPALAN, 1991). Pour les écoulements de type- d , la rugosité hydraulique k_s est proportionnelle à la hauteur de la couche limite δ (ou h pour les écoulements à surface libre développés). Dans ce cas, l'écoulement ressent une hauteur de rugosité effective $k - d$ du fait que l'écoulement en $z < d$ est isolé de l'écoulement extérieur (JIMÉNEZ, 2004). Un exemple d'écoulement de type- d sont les écoulements au-dessus de barres proches les unes des autres (WOOD et ANTONIA, 1975). Cependant, les études de RAUPACH, ANTONIA et RAJAGOPALAN, (1991) et JIMÉNEZ, (2004) tendent à montrer que l'estimation de la rugosité hydraulique k_s ne peut pas être reliée si facilement à une seule échelle (k ou δ), mais de manière plus complexe à toutes les échelles de longueur de l'écoulement.

L'approfondissement de l'étude des couches limites turbulentes rugueuses pourrait permettre le développement de modèles hydrauliques et ainsi améliorer la prédiction du frottement généré par ces écoulements.

1.3 Modélisations du frottement

À la fin du XVIII siècle, Chézy propose, pour les canaux hydrauliques, de relier la vitesse débitante U_b au rayon hydraulique R (qui est le rapport de la surface mouillée sur le périmètre mouillé) et à la pente S du canal par la relation :

$$U_b = C\sqrt{RS}, \quad (1.14)$$

où C ($m^{1/2}s^{-1}$) est le coefficient de Chézy. Se basant sur cette formulation empirique, de nombreux travaux ont permis d'étudier l'intensité du frottement. Une des formulations les plus célèbres et les plus utilisées de nos jours reste celle de Darcy-Weisbach qui définit le coefficient de Chézy comme : $C = \sqrt{8g/f}$ (où f est appelé coefficient de Weisbach ou encore coefficient de frottement). Pour les écoulements uniformes dans des canaux, la vitesse de frottement vérifie $u_* = \sqrt{gRS}$, ce qui permet de réécrire de manière équivalente la formulation de Chézy (équation 1.14) sous

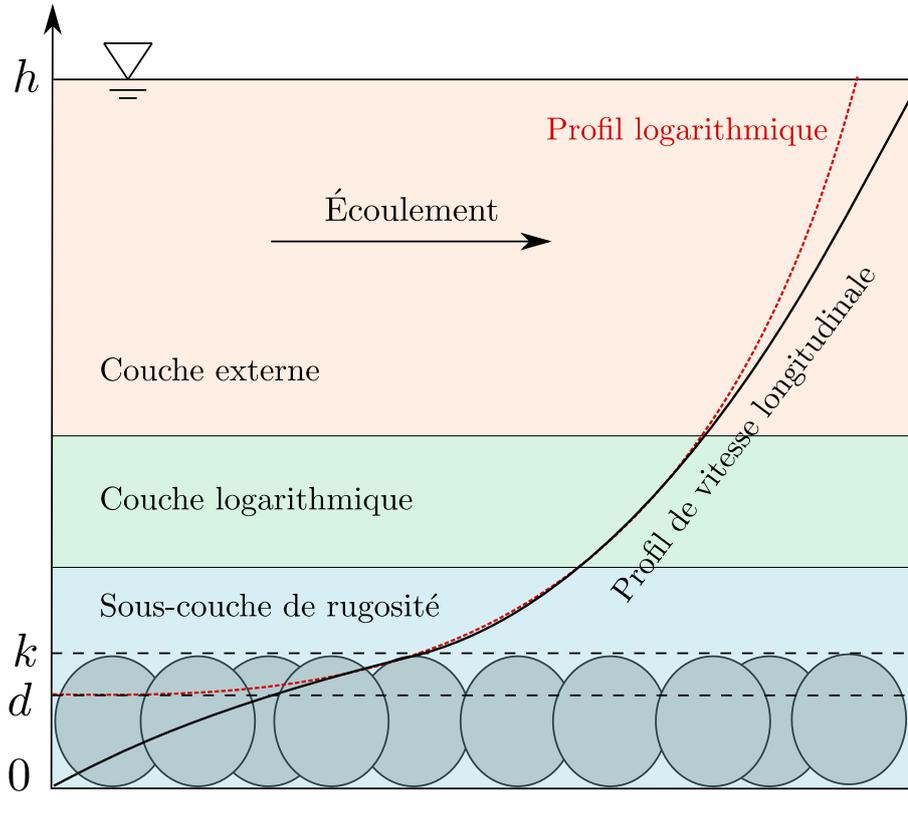


FIGURE 1.3 – Schématisation de la structure verticale d'une couche limite turbulente sur un fond rugueux (inspiré de DETERT, (2008)).

la forme plus connue de l'équation de Darcy-Weisbach :

$$f = 8 \frac{u_*^2}{U^2} \quad (1.15)$$

S'intéressant aussi aux écoulements en canaux STRICKLER, (1923) étudie l'influence de rugosités de fond sur les lois de frottement. Il trouve ainsi une corrélation empirique entre le coefficient de Chézy C , le rayon hydraulique R et la taille moyenne des graviers k_m :

$$C = 21.1 \left(\frac{R}{k_m} \right)^{-1/6}. \quad (1.16)$$

Ce qui permet de réécrire l'équation 1.15 sous la forme :

$$f = 0.18 \left(\frac{R}{k_m} \right)^{-1/3}. \quad (1.17)$$

Cette formulation en loi de puissance a été largement étudiée et déclinée dans le domaine de l'hydraulique à surface libre des milieux naturels (BATHURST, 1985 ; BATHURST, 2002 ; FERGUSON, 2007 ; RICKENMANN et RECKING, 2011). Par exemple en remplaçant k_m par le diamètre médian des grains d_{50} , KELLERHALS, (1967) et GRIFFITHS, (1981) trouvent des lois de puissances similaires, (respectivement en -0.5 et -0.58) pour les écoulements de rivière. Cette formulation empirique permet donc de prédire l'évolution du coefficient de frottement f pour des fonds rugueux

fortement immergés. Mais n'ayant aucune base théorique, cette loi de puissance est à utiliser avec précaution hors de son domaine de validation.

C'est dans le but d'apporter une compréhension physique aux lois de frottements que des études basées sur les travaux de PRANDTL, (1933) ont été développées en parallèle de ces relations. En effet, la description logarithmique de la couche limite turbulente a énormément influencé l'ingénierie hydraulique et plus particulièrement l'étude du frottement. S'appuyant sur les travaux de NIKURADSE, (1933) qui adapta les études de PRANDTL, (1933) pour des conduites rugueuses, COLEBROOK et WHITE, (1937) utilisent la forme supposément logarithmique du profil de vitesse pour introduire la formulation suivante :

$$\sqrt{\frac{1}{f}} = -2 \log_{10} \left(\frac{\varepsilon}{3.7d_t} + \frac{2.51}{Re\sqrt{f}} \right), \quad (1.18)$$

où ε est la rugosité du tube et d_t son diamètre. C'est cette même équation qui donna lieu, par la suite, au diagramme de Moody (figure 1.4). Ce diagramme, encore très largement utilisé par les hydrauliciens, permet d'obtenir le coefficient de frottement f en fonction du nombre de Reynolds $Re = D_h U / \nu$ et de la rugosité relative $\varepsilon = k_s / D_h$ (où $D_h = 4R$ est le diamètre hydraulique).

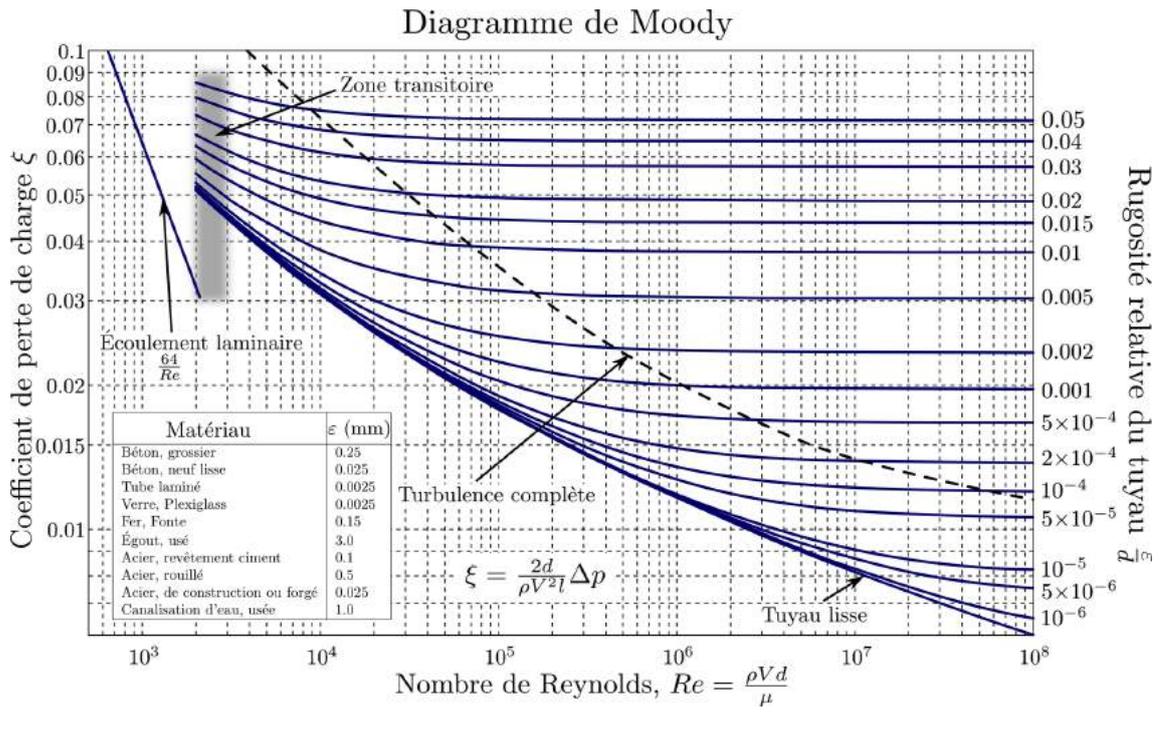


FIGURE 1.4 – Diagramme de Moody, (auteur : Marc Derumaux).

L'année suivante, KEULEGAN, (1938), qui étudie la structure des écoulements dans des canaux rugueux, utilise à son tour la loi logarithmique de l'équation 1.11. Il intègre cette dernière afin d'obtenir la loi de frottement suivante :

$$\sqrt{\frac{8}{f}} = \frac{U}{u_*} = 6.25 + 5.75 \log_{10} \left(\frac{R}{k_s} \right). \quad (1.19)$$

Cette équation a permis par la suite de développer une large famille de modèle basé sur l'approche logarithmique, on peut notamment citer LEOPOLD et WOLMAN, (1957) et HEY, (1979). De plus, comme le souligne FERGUSON, (2007), de par leur base physique, les formulations basées sur l'hypothèse d'un profil logarithmique sont aujourd'hui la voie la plus utilisée pour l'étude des écoulements naturels complexes (BATHURST, 2002; RICKENMANN et RECKING, 2011; STEWART et al., 2018) lorsque les modèle plus classiques de Chézy ou Manning ne suffisent plus. Cependant, comme le signalent KATUL et al., (2002) et RICKENMANN et RECKING, (2011), l'utilisation de ces modèles devient (au même titre que les relations empiriques basées sur l'approche de l'équation 1.16) critiquable dans des configurations complexes. C'est, par exemple, le cas pour les écoulements faiblement immergés où les rugosités ont une taille non négligeable par rapport au tirant d'eau. En effet, dans ces cas extrêmes, du fait de la part importante de l'écoulement occupée par les rugosités (on parle alors de macro-rugosité), la sous-couche de rugosité prend un place importante, voir occupe tout, dans l'écoulement. La région logarithmique ne représente alors qu'une petite partie de l'écoulement et appuyer l'étude du frottement sur cette zone devient fortement discutable. C'est en cherchant à tester la validité de cette famille de modèles logarithmiques (plus particulièrement ceux de LEOPOLD et WOLMAN, (1957) et HEY, (1979)) dans des configurations faiblement immergées que KATUL et al., (2002) émettent l'hypothèse d'un profil de vitesse universel basée sur une loi en tangente hyperbolique. Cette idée se base sur la similitude qui peut exister entre ces écoulements et la théorie des couches de mélange, de par le fort différentiel de vitesse qui existe entre l'écoulement au-dessus et dans le lit rugueux. La prise en compte de la vitesse au-dessus mais aussi dans le lit rugueux, par ce modèle de couche de mélange, semble une approche plus appropriée que l'utilisation de la loi logarithmique (qui est effective seulement au-dessus du lit rugueux) pour estimer le coefficient de frottement f . Mais aucune validation expérimentale robuste de ce modèle n'a encore été faite.

Tout cela souligne la nécessité d'une connaissance détaillée de la structure de ces écoulements et en particulier celle de la sous-couche de rugosité dont le rôle devient majeur. La compréhension de la structure de l'écoulement, y compris dans la canopée, permettrait de compléter les modèles de loi de frottement existantes dans des gammes de très faibles immersions.

1.4 Structure des écoulements de canopée

Depuis une trentaine d'années les écoulements de canopée ont été étudiés intensivement, notamment au travers des études atmosphériques (RAUPACH, FINNIGAN et BRUNET, 1996; CHENG et CASTRO, 2002; CASTRO et al., 2017) et hydrauliques NEPF, (1999), NIKORA et al., (2001) et HAMED et al., (2017). Cependant, les effets que peuvent avoir la profondeur de canopée et/ou l'immersion (hauteur de la couche limite en atmosphérique et hauteur de la surface libre en hydraulique) restent encore assez méconnus. Si on se concentre sur les canopées hydrauliques qui sont le coeur de cette thèse, de nombreuses études (MANES, POKRAJAC et MCEWAN, 2007; FLORENS, EIFF et MOULIN, 2013; ROUZÈS et al., 2018) ont montré que, au-dessus d'une canopée fortement immergée, la loi logarithmique ainsi que la loi déficitaire ont le même comportement que pour un écoulement sur un fond rugueux classique

(équations 1.9 et 1.12). Le réel changement qu'apportent les écoulements canopées se situe plutôt dans la sous-couche de rugosité, qui voit plusieurs mécanismes distincts apparaître.

1.4.1 Mécanismes mis en jeu dans la sous-couche de rugosité

Loin en dessous du sommet des obstacles, pour des canopées très allongées, l'écoulement est dominé par le sillage généré par les obstacles (NEZU et SANJOU, 2008 ; MIHAJLOVIĆ et al., 2017). On retrouve ce sillage dans les canopées émergentes pour lesquelles les rugosités sortent de l'eau. Le sillage est caractérisé par une vitesse constante (YANG, KERGER et NEPF, 2015). Les zones de sillage sont le siège de structures tourbillonnaires alternées à axe vertical (allée de Bénard-von Kármán). Cette structure se retrouve dans beaucoup de phénomènes naturels dont les canopées allongées (POGGI et al., 2004b).

Pour décrire la dynamique de l'écoulement proche du sommet de la canopée, RAUPACH, FINNIGAN et BRUNET, (1996) font pour la première fois l'analogie avec le mécanisme de mélange. Classiquement, une couche de mélange est générée par la mise en contact de deux écoulements de vitesses différentes et dont le gradient à l'interface est assez grand pour générer une instabilité favorisant ainsi le mélange des deux écoulements. RAYLEIGH, (1880) a montré qu'un critère nécessaire à l'instabilité linéaire est que le profil de vitesse de base présente un point d'inflexion. RAUPACH, FINNIGAN et BRUNET, (1996) observent la présence de ce point d'inflexion au sommet de leur canopée. Comme l'illustre la figure 1.5, cette structure de couche de mélange peut être très facilement transposée aux écoulements de canopées du fait du grand différentiel de vitesse qui peut exister entre l'écoulement libre au-dessus de la canopée et l'écoulement freiné par la canopée. Pour une couche de mélange classique, le profil de vitesse de cette instabilité est souvent modélisé par un profil de vitesse en tangente hyperbolique (MICHALKE, 1964 ; LOPEZ-ZAZUETA, 2015). C'est donc naturellement que les études menées sur des canopées allongées dites "végétales" (NEZU et SANJOU, 2008 ; GHISALBERTI et NEPF, 2002 ; KATUL et al., 2002 ; NEPF et GHISALBERTI, 2008) ont utilisé cette modélisation proche du sommet de la canopée. Dans cette zone, on peut écrire :

$$\frac{u - u^+}{\Delta u} = \frac{1}{2} \tanh\left(\frac{z - \bar{z}}{2\theta}\right), \quad (1.20)$$

où u est la vitesse de l'écoulement, $u^+ = (u(z_1) + u(z_2))/2$, $\Delta u = (u(z_1) - u(z_2))$ avec z_1 et z_2 respectivement la fin du comportement tangente hyperbolique au-dessus et dans la canopée, et $\bar{z} = (z_1 + z_2)/2$.

GHISALBERTI et NEPF, (2006) montrent que les structures cohérentes générées par cette instabilité de cisaillement transportent une grande partie de la quantité de mouvement verticale. NEZU et SANJOU, (2008) observent, eux aussi, la présence de structures cohérentes à grande échelle dans cette partie de l'écoulement qu'ils identifient comme des éjections et des balayages. Ces observations montrent l'importance de la prise en compte de la dynamique de cette couche de mélange dans ces canopées allongées. citetnezu2008 proposent un modèle simplifié d'écoulement de canopée allongée fortement immergée. Ce modèle met l'accent sur les trois principaux

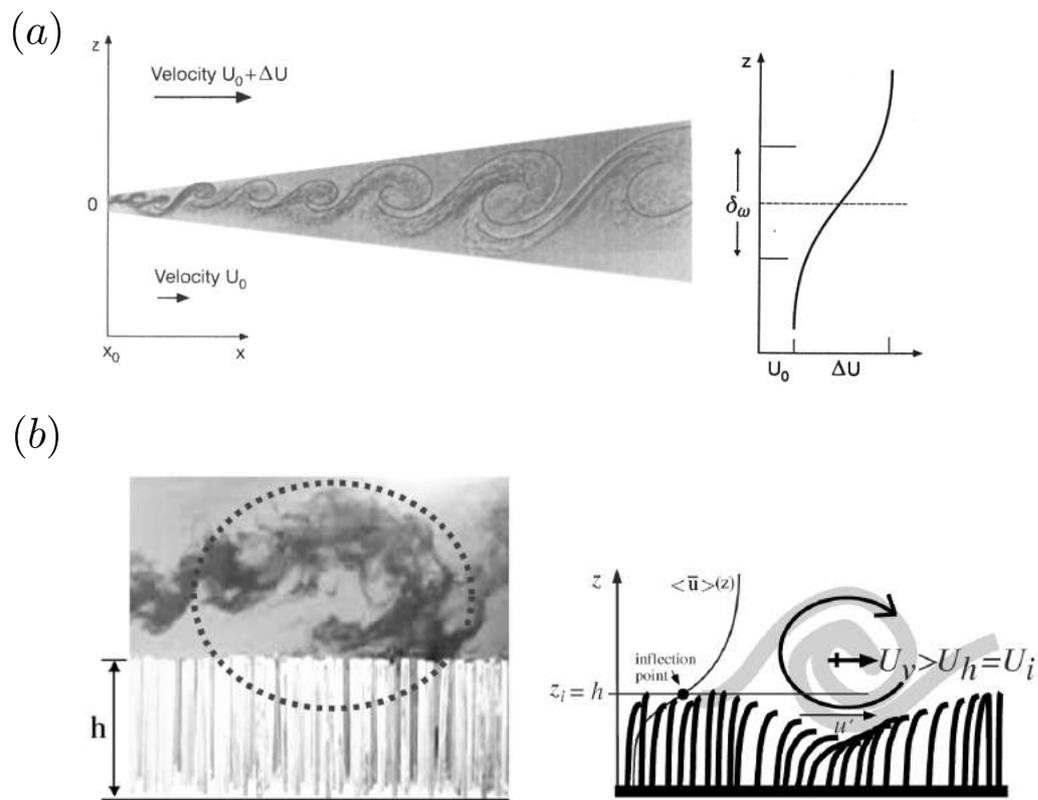


FIGURE 1.5 – (a) Visualisation de l’instabilité d’une couche de mélange plane avec le profil de vitesse associé (RAUPACH, FINNIGAN et BRUNET, 1996). (b) Tourbillon de Kelvin-Helmoltz généré au-dessus d’une canopée de cylindre rigide ainsi que le profil de vitesse attendu pour une canopée végétale (NEPF et GHISALBERTI, 2008).

mécanismes de ces écoulements. La première zone, qui se situe dans la canopée profonde, loin du sommet des rugosités, est une zone de sillage similaire à celle observée dans des canopées émergentes. La seconde zone, proche du sommet de la canopée, est marquée par une couche de mélange générée par le différentiel de vitesse entre l'écoulement libre et l'écoulement de canopée. Pour finir, au-dessus de cette zone, on retrouve la loi logarithmique. À ce modèle, on peut ajouter la loi déficitaire afin d'obtenir la structure illustrée dans la figure 1.6. Cependant, cette vision reste une

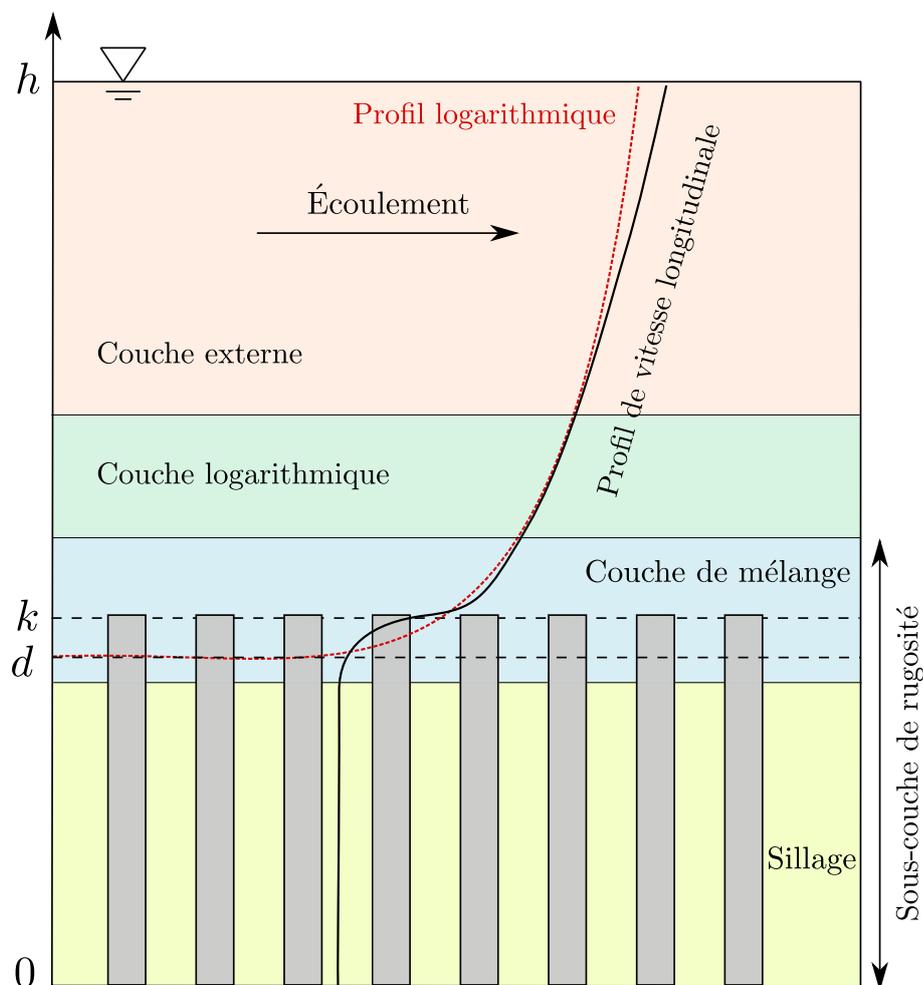


FIGURE 1.6 – Schématisation de la structure verticale d'une couche limite turbulente se développant sur une canopée. L'apparition de mécanismes distincts dans la sous-couche de rugosité diffère du cas des fonds rugueux classiques (figure 1.3).

vision simplifiée des écoulements de canopées allongées et ne prend pas en compte le possible chevauchement des différentes couches. POGGI et al., (2004b) proposent une vision semblable à NEZU et SANJOU, (2008) tout en prenant en compte les possibles superpositions et interactions entre les différentes couches (figure 1.7). On peut se demander si cette vision plus complexe (mais aussi plus complète) reste valable pour des canopées allongées lors d'un confinement par la surface libre (par le haut) et/ou par le fond de la canopée (par le bas).

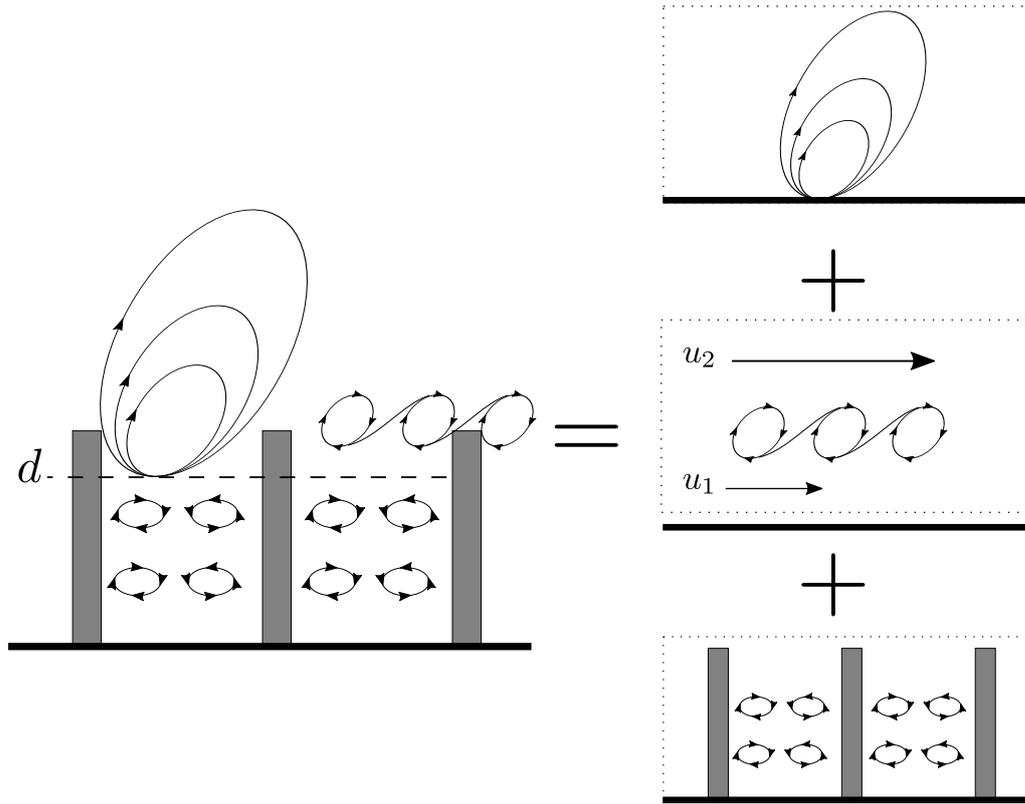


FIGURE 1.7 – Illustration des mécanismes principaux dans un écoulement de canopée végétale ainsi que leur possible interaction (adaptation des figures de POGGI et al., (2004b)).

1.4.2 Effets de la profondeur de canopée et de la surface libre

On peut tenter d’imaginer ce que pourrait provoquer une diminution de la profondeur de canopée si les différentes couches pouvaient se chevaucher. Pour un même niveau d’eau la diminution de profondeur de canopée va contraindre à faire interagir les couches la constituant jusqu’à aboutir à des canopées peu profondes, où on ne fait plus la distinction entre couche de mélange et sillage. MACDONALD, (2000) modélise le profil de vitesse à l’intérieur d’une canopée urbaine, et donc peu profonde, comme :

$$\bar{u} = u_k \exp\left(a\left(\frac{z}{k} - 1\right)\right), \quad (1.21)$$

où u_k est la vitesse au sommet de la canopée et a est le coefficient d’atténuation qui dépend de la configuration exacte de la canopée (densité et forme des rugosités).

Ce modèle, aujourd’hui encore utilisé (YANG et al., 2016), illustre la dissymétrie entre l’écoulement au-dessus et dans la canopée. Cette asymétrie montre qu’une simple comparaison avec les couches de mélange ne suffit plus à décrire l’écoulement. De plus, on ne retrouve plus un comportement de sillage dans la canopée. Le profil exponentiel de l’équation 1.21 peut alors être vu comme la signature d’interactions entre la couche de mélange et le sillage dûes à la forte diminution de la profondeur de canopée. Mais la modification de la sous-couche de rugosité peut aussi

venir d'un autre phénomène, celui du confinement par la surface libre qui pourrait contraindre, cette fois par le haut, l'interaction entre les différentes zones de l'écoulement. Plusieurs expériences de terrain (FRANCA, FERREIRA et LEMMIN, 2008) et de laboratoire (KIRONOTO et al., 1994; COOPER et al., 2013) se sont intéressées aux effets des faibles immersions ($h/k < 10$) à partir de données locales. Cependant, ces études ne se sont toujours pas accordées sur la structure de ces écoulements, en particulier sur la validité et la persistance d'une loi logarithmique ainsi que la manière de déterminer ses paramètres pour ces configurations faiblement immergées. Par exemple, pour de très faibles immersions $h/k < 3$ BAYAZIT, (1976) observe expérimentalement un comportement logarithmique sur tout le tirant d'eau pour un écoulement au-dessus d'hémisphères, mais avec une constante de Von Kármán κ qui augmente lorsque le niveau d'eau diminue. (KIRONOTO et al., 1994) observent aussi, pour un lit de graviers soumis à de faible immersions ($6 < R_h/k_s < 20$), la présence d'une loi logarithmique, mais avec cette fois-ci $\kappa = 0.41$. A contrario, MANES, POKRAJAC et MCEWAN, (2007) estiment que, pour des sphères faiblement immergées ($h/k = 2.8$ et 4.5), l'obtention d'une loi logarithmique avec $\kappa = 0.3$ est le signe que la loi logarithmique classique (comprendre, avec $\kappa = 0.41$) n'est plus applicable. KATUL et al., (2002) font le même constat et émettent l'hypothèse que, pour des faibles immersions ($h/k \in [0.2, 7]$), seule la couche de mélange domine l'écoulement. Ils proposent que la totalité de l'écoulement peut être modélisée par un profil en tangente hyperbolique. Mais les données expérimentales utilisées pour valider cette hypothèse restent très dispersées, surtout pour les très petites valeurs de h/k . Par ailleurs, l'existence d'une loi logarithmique pour des écoulements très faiblement immergés a été observée expérimentalement par ROUZÈS et al., (2018). Ils montrent, en utilisant une constante de Von Kármán fixe ($\kappa = 0.41$) ou bien variable, que l'on trouve encore un comportement logarithmique du profil de vitesse pour des écoulements au-dessus de rangées de cubes avec des immersions relatives $h/k \in [1.5; 6.7]$ (la méthode laisse κ libre, étendant juste le domaine de validité de la loi logarithmique). Cependant, pour des écoulements de canaux au-dessus de barres 2D faiblement immergées, POKRAJAC et al., (2007) estiment que même si on retrouve un profil logarithmique de vitesse, celui-ci n'a plus la signification physique et universelle qu'on peut lui prêter pour des écoulements fortement immergés (comme MANES, POKRAJAC et MCEWAN, (2007)).

Tout ces études montrent qu'il existe, encore aujourd'hui, beaucoup de questions ouvertes sur les écoulements très faiblement immergés. Ces incertitudes sont principalement dues à la difficulté d'obtenir des résultats fiables à l'intérieur de la canopée. Ce manque d'information devient alors critique lorsque la majorité de l'écoulement se passe dans la canopée. FLORENS, EIFF et MOULIN, (2013) montrent que, pour un canal recouvert d'alignements de cubes, la sous-couche de rugosité doit être étudiée à l'aide de statistiques convergées spatialement et temporellement. L'utilisation d'un jeu de donnée insuffisant peut engendrer des biais statistiques. Dans ce contexte, HARMAN et al., (2016) utilisent un système LDV et montrent l'importante variabilité spatiale qui existe pour l'écoulement dans une canopée constituée de plaques en quinconce. Ils soulignent à leur tour que le manque de convergence spatiale peut fortement impacter les statistiques de l'écoulement moyen mais surtout les statistiques liées à la turbulence.

1.5 Plan de la thèse

Au vue de cette introduction, il apparaît que les effets de l’immersion et de la profondeur de canopée sont encore mal connus. La difficulté d’obtenir des données fiables dans la canopée est un frein pour décrire ces écoulements. Pourtant ces écoulements peuvent apporter les éléments de réponse nécessaires à l’établissement de lois de friction robustes dans des configurations où les rugosités de fond sont très faiblement immergées. La compréhension détaillée de leur structure verticale peut également aider à la création de modèles simples. Cette thèse expérimentale a pour but d’apporter ces éléments de réponses sur l’effet du confinement (par la surface libre et/ou par le fond de la canopée) sur l’écoulement de canopée. Le chapitre 2 présente le dispositif expérimental et dévoile la stratégie utilisée afin d’avoir un accès à l’intérieur de la canopée de manière non intrusive. Ce chapitre contient également une étude de l’effet de l’échantillonnage spatial sur le niveau de convergence des statistiques obtenues. Le chapitre 3 porte sur les effets de l’immersion et de la profondeur de la canopée sur la structure verticale de ces écoulements turbulents. Le chapitre 4 est une étude plus fine de la turbulence au travers d’une analyse conditionnelle par quadrant. Cette analyse permet de mettre en avant les phénomènes principaux qui dominent les écoulements de canopée et comment ils évoluent lorsque l’écoulement est soumis à diverses contraintes. Le troisième et dernier chapitre montre comment ces données permettent d’obtenir et d’étudier les lois de frottement pour les configurations très faiblement immergées. Une conclusion clôture ce manuscrit de thèse.

Chapitre 2

Méthodologie

Cette étude expérimentale fait directement suite aux travaux de FLORENS, (2010) et ROUZÈS, (2015). Ce chapitre se concentre dans un premier temps sur les moyens mis en oeuvre afin d'obtenir une étude des canopées la plus précise possible. La première partie se concentre sur le dimensionnement et la mise en place des différentes canopées qui ont été utilisées pour étudier les régimes de très faible immersion. La seconde partie détaille le système PIV utilisé afin d'avoir accès à l'intégralité de l'écoulement dans la canopée et l'analyse des données obtenues pour discuter de l'importance de la convergence temporelle mais surtout spatiale.

2.1 Description du dispositif expérimental

2.1.1 Canal hydraulique

L'étude expérimentale a été effectuée au sein de la plateforme de Mécanique des Fluides Environnementales de l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (IMFT). Cette plateforme permet, entre autre, un contrôle de la température et de la lumière, ce qui minimise les effets indésirables extérieurs lors de la prise de mesures.

Les dimensions du canal hydraulique sont 26 m en longueur, 1.1 m en largeur et 0.5 m en profondeur, avec une pente moyenne de 0.3%. Le fluide passe par plusieurs grilles de tranquillisation puis par un convergent avant d'entrer dans la veine hydraulique. Aucun mécanisme à l'entrée du canal ne force la turbulence, ce qui permet d'étudier le développement naturel de la turbulence dans le canal. Le canal est majoritairement composé de Plexiglas mais possède une section de mesure en verre de 1.20 m débutant à 18.6m.

Le circuit hydraulique permet l'étude d'une grande variété de débit Q : de 1 L s⁻¹ à 150 L s⁻¹ avec deux modes de fonctionnement, un pour les faibles débits (1 à 20L/s), et l'autre pour les forts débits (ROUZÈS, 2015). En déterminant l'erreur relative du débit comme :

$$E_Q = \frac{Q_{\text{mesuré}} - Q_{\text{théorique}}}{Q_{\text{théorique}}}, \quad (2.1)$$

On observe une erreur moyenne ($\overline{E_Q}$) de 1.5% avec un écart type $\sigma_{E_Q} = 0.012$ pour le débit le plus défavorable de la pompe : $Q \sim 20 \text{ L s}^{-1}$ (figure 2.1a). Ce débit est en fait le débit le plus difficile à obtenir expérimentalement du fait qu'il se trouve

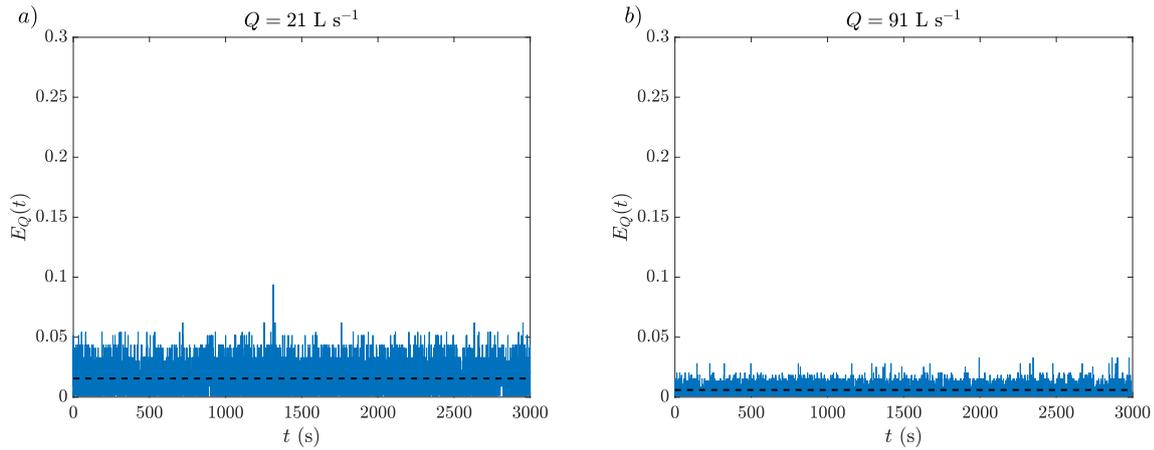


FIGURE 2.1 – Erreurs relatives commises sur le débit E_Q pour a) $Q = 21 \text{ L s}^{-1}$ et $Q = 91 \text{ L s}^{-1}$. La ligne discontinue indique la moyenne de l'erreur $\overline{E_Q}$.

entre les deux modes de fonctionnement. Loin de cette valeur de débit, l'erreur est largement plus faible comme on peut le voir sur la figure 2.1b.

2.1.2 Géométrie des fonds rugueux

Un des enjeux de cette étude est d'observer l'influence de la profondeur de canopée pour des écoulements turbulents faiblement immergés. L'utilisation de rugosités prismatiques $k \times \ell \times \ell$ (avec k la hauteur du prisme et ℓ sa largeur) semble donc un choix judicieux car cela permet d'avoir un accès optique optimal dans la canopée et ainsi d'observer le comportement de l'écoulement à l'intérieur de la canopée (FLORENS, 2010). De plus, cette géométrie permet d'obtenir des écoulements turbulents indépendamment du nombre de Reynolds considéré (FLORENS, 2010).

Dans un premier temps, il a été décidé, dans le prolongement des travaux de FLORENS, (2010) et ROUZÈS, (2015), de sélectionner une canopée de cubes ($4 \text{ cm} \times 4 \text{ cm} \times 4 \text{ cm}$) avec une densité planaire de $\lambda_p = \ell^2 / L^2 = 0.2$, où L est la longueur d'un motif de rugosité (figure 2.3a). Cette configuration permet aussi de comparer les résultats obtenus avec ceux de la communauté aérodynamicienne (MACDONALD, 2000; COCEAL et al., 2006; CHENG et al., 2007; CASTRO et al., 2017). Pour les autres fonds, tout en gardant la même densité planaire $\lambda_p = 0.2$, le rapport d'aspect k/ℓ a été augmenté avec des prismes $6 \text{ cm} \times 2 \text{ cm} \times 2 \text{ cm}$ ($k/\ell = 3$) et $12 \text{ cm} \times 2 \text{ cm} \times 2 \text{ cm}$ ($k/\ell = 6$), ce qui permet d'observer les effets de l'augmentation de la profondeur de canopée. Pour $k/\ell = 3$, cette augmentation de k/ℓ permet d'étendre les études de canopée urbaine qui ne prennent pas toujours en compte l'allongement progressif des constructions dans les villes. Et l'utilisation d'une canopée très profonde ($k/\ell = 6$) permet de s'approcher des canopées végétales qui ont des géométries très allongées ($k/\ell \gg 1$). Pour les trois cas, les prismes sont dans une configuration alignée ("square").

Pour les placer dans le canal, les prismes ont préalablement été collés sur des plaques de verre comme on peut le voir sur la figure 2.3. Les dimensions d'une plaque sont $1.05\text{m} \times 0.54\text{m} \times 5\text{mm}$. Pour tapisser le canal de rugosités, les plaques sont disposées deux par deux au fond du canal (figure 2.4). Pour estimer la longueur de plaque

rugueuse nécessaire pour avoir un écoulement turbulent pleinement développé, la formule de (CHENG et CASTRO, 2002) a été utilisée, qui s'écrit :

$$\delta \sim k_s \left(\frac{x}{k_s} \right)^{1/3}. \quad (2.2)$$

Dans la figure 2.2, l'évolution de l'épaisseur de la couche limite prédite par cette formule a été tracée pour les cubes ($k/\ell = 1$), grâce aux données de (FLORENS, 2010) utilisées pour déterminer k_s . Sur cette figure, on constate que 3.5 m de fond rugueux était suffisant pour avoir une couche limite turbulente complètement développée pour la configuration la plus immergée ($(h - k)/\ell = 3.1$). Les prismes plus allongés ont une largeur ℓ deux fois inférieure à celle des cubes. Comme la densité planaire est conservée, l'utilisation de seulement 1.75 m de plaques est nécessaire au développement de la couche limite.

Pour tenir compte de la marge d'erreur de la formule utilisée et être sûr que la couche limite turbulente est bien développée, l'utilisation de 10 m de plaques pour les cubes et de 5 m pour les deux autres configurations a donc été choisie. Afin d'avoir le meilleur accès optique, le centre du fond rugueux est placé dans une portion du canal où le verre est spécialement traité pour les mesures optiques. Le centre du fond rugueux, qui est aussi la zone de mesure, est toujours positionné en $x = 19.20$ m. La très grande majorité des prismes sont en PVC, mais dans la zone de mesure, une rangée de prismes en BK7 a été placée afin d'avoir accès à ce qui se passe au centre du canal et à l'intérieur de la canopée (figure 2.5).

2.1.3 Régimes d'écoulements

Afin d'observer l'effet des différentes profondeurs de canopée sur l'écoulement, une immersion relative modifiée notée $(h - k)/\ell$ a été introduite pour comparer les régimes entre eux. La table 2.1 répertorie les principales caractéristiques des régimes étudiés. Ici le nombre de Froude est défini comme :

$$Fr = \frac{U_b}{\sqrt{g(h - k(1 - \Phi))}}, \quad (2.3)$$

avec $U_b = Q/(B(h - k(1 - \Phi)))$ est la vitesse débitante, Φ la porosité moyenne de la canopée ($\Phi = (\text{Volume fluide})/(\text{Volume fluide} + \text{solide})$). Le nombre de Reynolds Re est défini comme :

$$Re = \frac{U_b(h - k(1 - \Phi))}{\nu}. \quad (2.4)$$

Tous les régimes présentés dans ce manuscrit sont des écoulements turbulents fluviaux et sont uniformes (la surface libre est parallèle à la pente du canal).

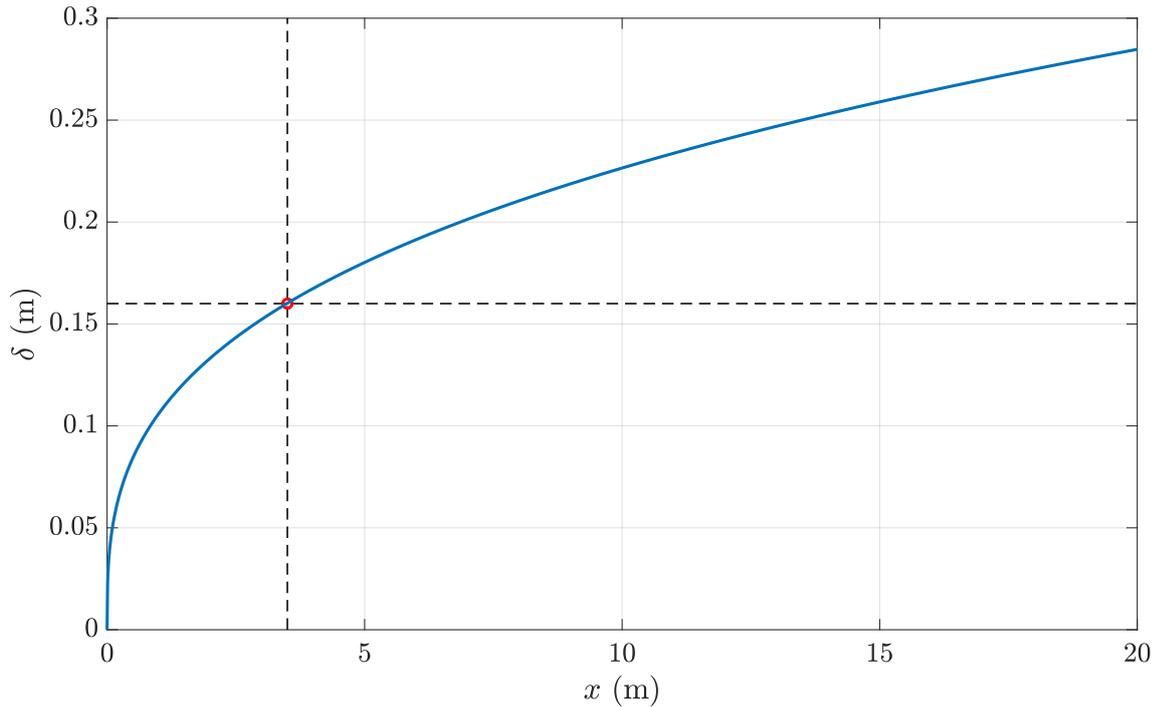


FIGURE 2.2 – Hauteur de la couche limite δ en fonction de la direction longitudinale x pour le fond rugueux constitué de cubes ($k/\ell = 1$) en utilisant la formule proposée par CHENG et CASTRO, 2002 et donnée par l'équation 2.2. La couche limite est pleinement développée lorsque δ atteint la surface libre h . Le cercle rouge indique la position de cette surface libre et la distance de développement nécessaire avec la configuration la plus immergée pour le fond rugueux de cubes ($k/\ell = 1$), à savoir $(h - k)/\ell = 3.1$

k m	ℓ m	k/ℓ -	L m	λ_p -	λ_f -	Q $\text{m}^3.\text{s}^{-1}$	h m	U_b $\text{m}.\text{s}^{-1}$	h/k -	$(h - k)/\ell$ -	Fr -	Re $\times 10^3$
0.04	0.04	1	0.090	0.20	0.20	0.0901	0.165	0.5398	4.1	3.1	0.44	86
0.04	0.04	1	0.090	0.20	0.20	0.0180	0.080	0.2273	2.0	1.0	0.28	19
0.04	0.04	1	0.090	0.20	0.20	0.0080	0.060	0.1399	1.5	0.5	0.22	10
0.04	0.04	1	0.090	0.20	0.20	0.0058	0.053	0.1172	1.3	0.3	0.18	9
0.06	0.02	3	0.045	0.20	0.60	0.0285	0.122	0.2704	2.0	3.1	0.22	27
0.06	0.02	3	0.045	0.20	0.60	0.0154	0.100	0.1591	1.7	2.0	0.17	15
0.06	0.02	3	0.045	0.20	0.60	0.0048	0.070	0.0762	1.2	0.5	0.09	5
0.12	0.02	6	0.045	0.20	1.20	0.0637	0.244	0.2632	2.0	6.2	0.16	59
0.12	0.02	6	0.045	0.20	1.20	0.0322	0.182	0.1876	1.5	3.1	0.13	29
0.12	0.02	6	0.045	0.20	1.20	0.0210	0.160	0.1404	1.3	2.0	0.10	19
0.12	0.02	6	0.045	0.20	1.20	0.0122	0.140	0.0956	1.2	1.0	0.10	15

TABLE 2.1 – Paramètres expérimentaux des différents régimes étudiés. k est la hauteur des prismes, ℓ la largeur des prismes, k/ℓ la profondeur de canopée, λ_p la densité planaire, λ_f la densité frontale, Q le débit, h la hauteur d'eau, U_b est la vitesse débitante, h/k et $(h - k)/\ell$ différentes immersions relatives modifiée, Fr le nombre de Froude et Re le nombre de Reynolds.

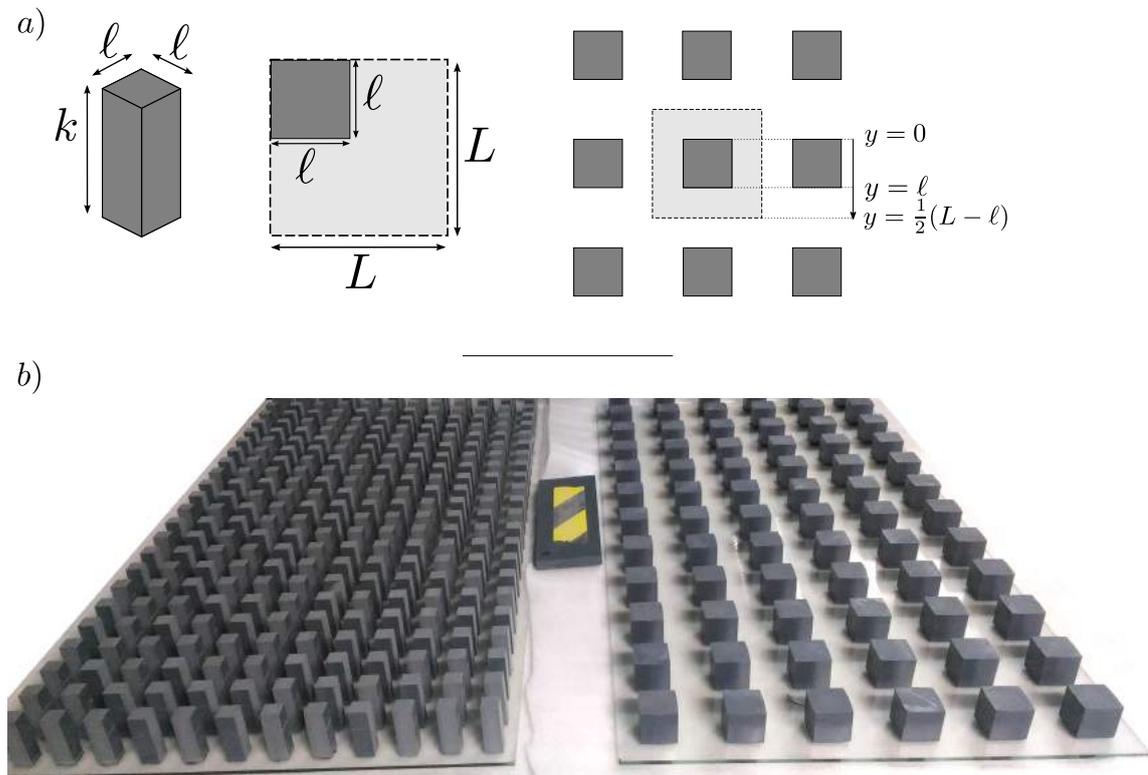


FIGURE 2.3 – *a*) Schémas d'un élément prismatique et de la configuration du fond (vue de dessus). *b*) exemple de plaques constituées de prismes utilisées lors de l'expérience. À gauche : la dimension d'un prisme est de $6 \times 2 \times 2\text{cm}^3$. À droite de $4 \times 4 \times 4\text{cm}^3$.

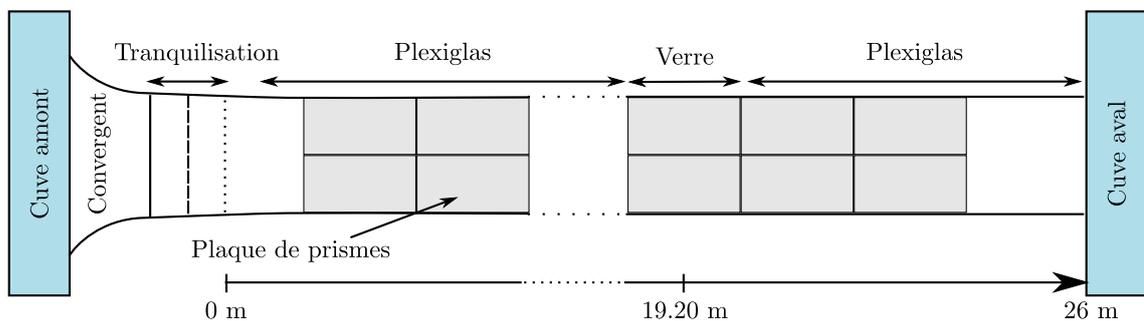


FIGURE 2.4 – Schéma de la veine hydraulique. La position de la zone de mesure, est située à 19.20 m, et coïncide avec le centre du fond rugueux. Ce schéma, inspiré de FLORENS, (2010), ne respecte pas les proportions du canal.



FIGURE 2.5 – Photographie des différents prismes utilisés

2.2 Méthode de mesure et analyse statistique

*La partie qui suit, écrite en anglais, est la reproduction d'un article soumis au journal *Experiment in Fluids*.*

Résumé

L'accès à des données expérimentales fiables à l'intérieur d'une canopée est encore de nos jours difficile. En effet, dans la canopée, l'écoulement est fortement tridimensionnel, ce qui nécessite d'utiliser les résultats obtenus avec précaution. NIKORA et al., (2007) mettent en avant la méthode de la double moyenne pour avoir une compréhension simple et globale de ces écoulements. Cependant l'utilisation de cette méthode nécessite d'avoir un jeu de données expérimental convergé temporellement et spatialement. Cet article propose, grâce à l'utilisation d'un dispositif expérimental hautement échantillonné spatialement, d'étudier les erreurs commises lorsque l'on diminue cet échantillonnage. Le but est de quantifier les biais qui ont pu être commis dans la littérature lorsque les auteurs ne disposaient que de quelques plans (PIV) ou points de mesures (LDV). L'effet de la profondeur de canopée sur la convergence des statistiques du premier et second ordre est détaillé. L'utilisation de prismes en verre BK7 et d'une optique télécentrique ont permis d'accéder directement au centre du canal et d'observer l'écoulement dans la canopée sans avoir à utiliser d'approches intrusives.

Towards fully converged turbulence statistics in three-dimensional canopy dominated flows

Loïc Chagot, Frédéric Yann Moulin, Olivier Eiff

2.2.1 Introduction

Knowledge of the behaviour and characteristics of canopy-dominated flows is important in both aquatic and eolian environmental contexts. In vegetated aquatic flows (e.g. BATTIATO et RUBOL, 2014; YANG, KERGER et NEPF, 2015; NEPF et GHISALBERTI, 2008), in shallow river flows (e.g. RICKENMANN et RECKING, 2011) or in floodplains (e.g. JÄRVELÄ, 2002), a large part of the discharge can occur within the canopy when the canopy is lowly submerged. In both aquatic and atmospheric boundary layers, the canopy controls the transfer of momentum (flow resistance) and mass, such as CO₂ in the atmospheric case (e.g. DAY et al., 2002; MORIWAKI, KANDA et NITTA, 2006; AUBINET et al., 2010) or dissolved oxygen in the aquatic case (e.g. HONDZO, 1998; O'CONNOR et HONDZO, 2008; HIGASHINO, 2018). The vertical transfer depends not only on the flow above the canopy but also on its interaction with the flow within the canopy. Modeling the transfer therefore requires a good description of the canopy flow as well. Yet, the flows inside canopies and in the layer just above, together referred to as the roughness sublayer, can be highly spatially heterogeneous and difficult to access experimentally, in particular within the canopy. Experimental investigations are generally limited in the extend of the spatial sampling which, combined with possibly weak temporal convergence to average the turbulence flow within, can lead to inaccurate and non-representative statistical estimations of the flow, in particular of the appropriate double (time-space) averages (FLORENS, EIFF et MOULIN, 2013).

Double-averaging the flow yields 1D vertical profiles which follow the double-averaged Navier-Stokes equations. The double-average methodology was first introduced by WILSON et SHAW, 1977 and RAUPACH et SHAW, 1982 to analyze natural canopies of the atmospheric boundary layer. For aquatic boundary layers it was applied and developed by SMITH et MCLEAN, 1977; NIKORA et al., 2001; NIKORA et al., 2007. The method is now widely applied for rough beds of both atmospheric-type canopies, in particular urban canopies (e.g. FINNIGAN, 2000; COCEAL et al., 2006; YAN et al., 2017)), and aquatic canopies (e.g. POKRAJAC et al., 2006; NEZU et SANJOU, 2008; MIGNOT, BARTHELEMY et HURTER, 2009; FLORENS, EIFF et MOULIN, 2013; YANG, KERGER et NEPF, 2015). NIKORA et al., 2007 provides a thorough analysis for open-channel flows including an extension to mobile beds.

For fixed or slowly moving beds, the time-space rather than the space-time average is more suitable (NIKORA et al., 2007) and is widely used. The time average corresponds to the classical Reynolds decomposition $\varphi(\mathbf{x}, t) = \overline{\varphi}(\mathbf{x}) + \varphi'(\mathbf{x}, t)$ where φ is the total signal, $\overline{\varphi}$ its time average, and φ' the temporal fluctuation. The spatial average, noted with angle brackets $\langle \rangle$, is performed on thin horizontal slices of fluid. This corresponds to intrinsic averaging, again more appropriate for fixed or slowly moving canopies. A new decomposition of the time-averaged quantity $\overline{\varphi}$ is then available, $\overline{\varphi} = \langle \overline{\varphi} \rangle + \tilde{\varphi}$, where $\tilde{\varphi}$ is the spatial fluctuation. With this new decomposition, applying the double-average operator to the incompressible Navier-Stokes equations yields the double-averaged Navier-Stokes equations. For uniform flow open-channel

flow (i.e. developed flow), the streamwise component simplifies into see (e.g. NIKORA et al., 2007) :

$$0 = \frac{1}{\phi(z)} \frac{d}{dz} \left[\phi(z) \tau_{xz}(z) \right] + \rho g \sin(\gamma) - f_x(z), \quad (2.5)$$

where $\phi(z) = S_f/S_t$ is the porosity at level z with S_f and S_t the fluid surface and the total surface (fluid and solid), respectively, $\tau_{xz}(z)$ is the total shear stress, γ is the slope of the channel, g is the gravitational acceleration and $f_x(z)$ is the total longitudinal drag stress at level z .

The total shear stress as it appears in Equation (2.5) is equal to

$$\tau_{xz}(z) = -\rho \langle u'w' \rangle(z) + \mu \frac{d\langle \bar{u} \rangle(z)}{dz} - \rho \langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle(z), \quad (2.6)$$

i.e., the sum of the spatially-averaged Reynolds shear stress $-\rho \langle u'w' \rangle(z)$, the double-averaged viscous shear stress $\mu d\langle \bar{u} \rangle(z)/dz$ and a new term arising from the spatial averaging, the dispersive stress, $-\rho \langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle(z)$.

The total longitudinal drag stress $f_x(z)$ is the sum of the form and viscous stresses, averaged horizontally, given by :

$$f_x = -1/V_f \overline{\int \int p n_x dS} + 1/V_f \overline{\int \int \mu \partial_j(u) n_j dS}. \quad (2.7)$$

Above the canopy, without obstacles, there is no drag stress ($f_x = 0$) and $\phi(z) = 1$ so that Equation (2.5) can be integrated from z up the free surface at $z = h$ (where the total shear stress τ_{xz} is equal to zero), yielding $\tau_{xz}(z) = \rho g \sin(\gamma) (h - z)$. This linear behaviour above the canopy is valid only for uniform flow conditions, and is used as an indication of uniformity in many studies (e.g. FLORENS, EIFF et MOULIN, 2013; ROUZÈS et al., 2018). However, near the top of the canopy, the dispersive stress contribution to the total shear stress increases, leading to discrepancies with the linear prediction if not accounted for. In a study of flows over a vegetation canopy, POGGI, KATUL et ALBERTSON, 2004a investigated how the spatial variability depends on the flow conditions and the vegetation density. They concluded that the dispersive stress is negligible only for dense canopies, remaining large for sparse canopies.

A two-dimensional roughness geometry composed of spanwise ribs of various shapes allows direct measurement access. Moreover, to obtain spatially-converged double-averaged statistics, spatial sampling along the longitudinal direction only is sufficient (except to verify the two-dimensionality). The measurements may be performed with probes such as Laser-Doppler Anemometry or Hot-wire Anemometry (e.g. HO et LIU, 2017) or with the planar Particle-Image Velocimetry (PIV) measurement technique (e.g. POKRAJAC et al., 2007)).

Such PIV measurements were performed in modelled forest by MOLTCHANOV, BOHBOT-RAVIV et SHAVIT, 2011 for a non-uniform flow. They observed large dispersive stresses that were also assessed by BAI, KATZ et MENEVEAU, 2015 with PIV measurements on a fractal canopy, or in the context of flows above urban canopies by FLORENS, EIFF et MOULIN, 2013 and ROUZÈS et al., 2018 (or even HARMAN et al., 2016 with LDA measurements inside a regular array of plates). FLORENS, EIFF

et MOULIN, 2013 showed many double-averaged quantities near the rough elements and in the canopy are badly estimated even with 25 vertical profiles.

In parallel, there have been numerous numerical studies see COCEAL et al., 2006 ; COCEAL, THOMAS et BELCHER, 2007 ; YAN et al., 2017 ; CASTRO et al., 2017, which confirm the high spatial dispersion inside the canopy. COCEAL, THOMAS et BELCHER, 2007 points out the sensitivity of the number of sampling points to estimate correctly spatially-averaged quantities. However, BOHRER et al., 2009 recalled the limits of numerical simulations and the necessity of accurate and spatially-converged experimental data for numerical solver validation.

Surprisingly, in many experiments investigating the flow above the canopy, the dispersive term is neglected assuming *a priori* that it is smaller than the spatially-averaged Reynolds shear stress (see NEZU et SANJOU, 2008), even in flow regimes and for canopies where this hypothesis is difficult to defend. In some cases, only a few vertical profiles or points are used to estimate spatially averaged quantities like the spatially-averaged Reynolds shear stress or even the dispersive stress (e.g. MANES, POKRAJAC et MCEWAN, 2007 ; BLACKMAN et al., 2017) . Generally, profiles of the spatially-averaged shear stress tensor are used to estimate the friction velocity, by extrapolating them linearly to the canopy top (NIKORA et al., 2001 ; POKRAJAC et al., 2006). This approach is in accordance with the linear solution to Equation (2.5) above the canopy, and is an answer to the lack of spatial convergence for the dispersive stress estimate.

For flows inside the canopy, spatially converged data are lacking, but remain necessary to investigate the flow dynamics and modelling. First, converged measurements of all the terms contributing to the total shear stress (in particular the dispersive shear stress which can dominate) allow for comparison with classical approaches using vertical profiles of the mixing length for turbulence modelling (e.g. MACDONALD, 2000). Second, if the total shear stress in Equation (2.5) is known, vertical profiles of the drag stress f_x can be determined and the validity of drag stress modelling approaches discussed (for instance, using drag coefficients as in MACDONALD, 2000).

In the present study, two typical canopies are investigated via telecentric multi-plane 2D PIV velocity measurements spanning the entire interstitial space within the canopies and the flow above. The aim is to investigate the impact of the spatial sampling on the estimation of all terms present in Equation (2.5), and therefore, on the modelling of canopy flows based upon parametrizations of the total shear stress τ_{xz} and of the drag stress f_x .

The experimental set-up and flow regimes are described in section 2. The spatial convergence dependence on spatial sampling of different double-averaged quantities is discussed in section 3. In section 4, the sensitivity to spatial convergence of the drag stress estimation is investigated. Conclusions are drawn in section 5.

2.2.2 Experimental set-up

Flow generation

The experiments were performed at the Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (IMFT) in a 26 m long, 1.10 m wide (W) and 0.50 m deep open-channel flume made out of glass with a slope of 0.3 % (ROUZÈS

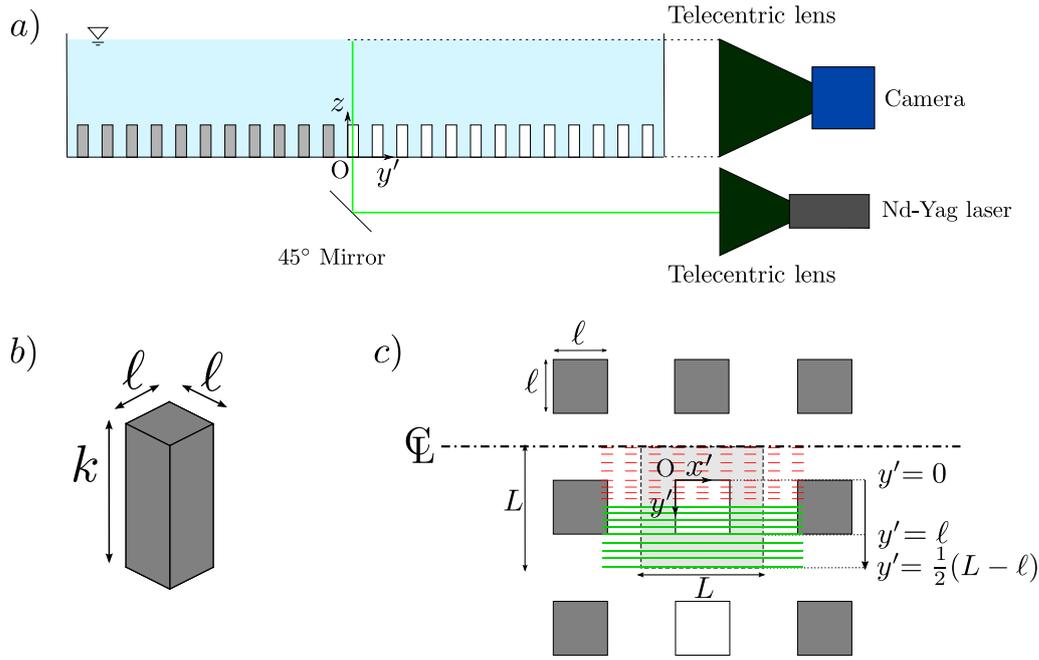


FIGURE 2.6 – (a) Sketch of the PIV facility (not to scale). (b) Sketch of the cuboids. (c) Sketech of the periodic roughness pattern, with the nine measurement planes (in green solid lines) and the eight virtual planes obtained by mirror symmetry (in red dashed lines).

et al., 2018). Within a 5 m-long entry section, the flow passes through a honeycomb and a series of mesh grids before converging at the main channel entry to help establish inlet flow homogeneity and a low background turbulence intensity. The water discharge can be regulated from 1 L/s up to 150 L/s, with an accuracy of ± 0.2 L/s. To obtain uniform flow conditions with the fixed slope, the water level was adjusted with a downstream weir. The streamwise, transverse and vertical directions are taken as the (x, y, z) coordinates, respectively, with $x = 0$ at the entry of the main channel, $y = 0$ the centre of the channel and $z = 0$ the bottom of channel.

The canopies or rough beds were constructed using cuboids with a square base ($\ell \times \ell$) and height k (Fig. 2.6b). Two beds investigated herein, the first using cubes with $\ell = 4$ cm ($k/\ell = 1$), and the second using elongated cuboids with an aspect ratio $k/\ell = 3$. Both beds were configured symmetrically with respect to the channel width, in a square configuration and with the same planar density $\lambda_p = 0.2$, where $\lambda_p = \ell^2/L^2$ with L the distance between the rough elements (see Fig. 2.6(c)). Note that the bed-porosity with cuboids is independent of z and is given by $\phi(z) = 1 - \lambda_p := \Phi$, i.e. $\Phi = 0.8$ for both beds. In order to obtain fully developed flows, the cube-bed ($k/\ell = 1$) extends 10 m over $x = [14.2 - 24.2]$ m while the elongated cuboid bed extends 5 m over $x = [16.7 - 21.7]$ m. The measurement section is located at $x = x_M = 19.2$ m.

In order to consider the varying canopy depths in the relative submergence, usually simply defined as the water-depth to element height ratio, h/k , a modified relative submergence is introduced : $(h - k)/\ell$. Here, both bed-configurations will be examined with the same level of submergence, $(h - k)/\ell = 3.1$. The flow control and regime parameters are given in Table 2.2. It can be seen that both cases are

TABLE 2.2 – Flow control and flow regime parameters. k : roughness element height; ℓ : roughness element width; k/ℓ : roughness element aspect ratio; h : water depth; $(h - k)/\ell$: modified relative submergence; L : the roughness pattern length; $\lambda_p = \ell^2/L^2$: planar density; $\lambda_f = k\ell/L^2$: frontal density; $\Phi = 1 - \lambda_p$: canopy porosity; $h_e = h - (1 - \Phi)k$: effective water depth; Q : water discharge; $U_b = Q/(h_e W)$: global bulk velocity where W is the channel width; $Fr = U_b/\sqrt{gh_e}$: global Froude number; u^* : friction velocity at $z = k$ inferred from the total shear-stress profile; u_k : double-averaged longitudinal velocity at $z = k$; and $k_s^+ = k_s u^*/\nu$: roughness Reynolds number, where k_s is computed from the log-law above the cuboids.

	k	ℓ	k/ℓ	h	$\frac{h-k}{\ell}$	L	λ_p	λ_f	Φ	h_e	Q	U_b	Fr	u_*	u_k	k_s^+
	cm	cm	-	cm	-	cm	-	-	-	cm	L/s	cm/s	-	cm/s	cm/s	-
Cube	4.0	4.0	1	16.5	3.1	9.0	0.2	0.2	0.8	15.7	90.1	54.0	0.44	5.9	30	1500
El. cuboid	6.0	2.0	3	12.2	3.1	4.5	0.2	0.6	0.8	11.0	28.5	24.0	0.22	4.6	19	2700

sub-critical ($Fr < 1$) and fully-rough turbulent flows ($k_s^+ > 70$). Bulk velocities have been computed by considering an effective depth based on the porosity of the bed while the friction law parameters have been computed based on the full double-averaged statistics, as discussed later.

Telecentric PIV measurements

To allow full optical access for Particle Image Velocimetry (PIV), in particular within in the canopy, a telecentric approach with quartz-glass (BK7) cubes and elongated cuboids was chosen. The quartz-glass cubes and cuboids were used in the measurement section in combination with a telecentric lens as well as parallel laser-sheet (see Fig. 2.6a). The parallel laser-sheet was generated with 2×200 mJ pulsed Nd-Yag connected to a 12cm wide parallel laser-sheet generator developed at IMFT following the work of FLORENS, EIFF et MOULIN, 2013. In this way, only negligibly narrow and non-diverging shadows at the glass cubes' or cuboids' edges were produced as the laser sheet passed through the glass flume bottom and the glass elements. The laser sheet thickness was adjusted to 2 mm. The flow was seeded with 10 μm hollow glass seeding particles. The PIV image pairs were taken through the glass side-wall of the flume with a 16bit CMOS camera (Lavison) with 2560×2160 pixel resolution. In order to have parallel viewing rays for the rays passing through the glass cubes or elongated cuboids, the camera was equipped with a 180 mm diameter bi-telecentric lens (Opto-Engineering TC4M 120). The telecentric approach also avoids reflections off the walls of the flume or the glass elements. Together with the parallel laser-sheet, the set-up allows measurements along the whole flow depth, from $z = 0$ to $z = h$, and this in the entire horizontal fluid space between the glass cubes and elongated cuboids. It also avoids using a viewing or laser-transmission plate on the free surface. For each measurement, 10000 image pairs were acquired at a frequency of 3 Hz (i.e. for 55.5 minutes).

The measurements were performed in nine parallel vertical planes distributed along one central periodic pattern between the center of the cuboids and the center

of the alley (see Fig. 2.6c). A local coordinate system is defined at the periodic pattern scale with the streamwise, transverse and vertical directions noted (x', y', z) , respectively, with $x' = 0$ at the upstream face of the cuboids and $y' = 0$ the inner side of the cuboids (see Fig. 2.6c). The center of the cuboids is located at $y' = \ell/2$ and the center of the alley at $y' = (L - \ell)/2$. The measurement steps are $\Delta y = \ell/8$ for $y \in [\ell/2, \ell]$ and $\Delta y = (L - \ell)/8$ for $y \in [\ell, (L - \ell)/2]$ (see Fig. 2.6c). As in FLORENS, EIFF et MOULIN, 2013 and ROUZÈS et al., 2018, the transverse periodicity of the roughness pattern allows the introduction of eight virtual planes by mirror symmetry, used for a 17-plane double-averaging process (see below).

The all-together 90000 velocity fields per flow configuration were computed with the PIV software CPIV-IMFT developed at IMFT. It is based on a FFT cross-correlation method with peak-locking reduction schemes and parallelization for processing on supercomputers. In the processing, 16×16 pixels interrogation boxes and 50% overlap were used, yielding a grid resolution of 0.5 mm. For $k/\ell = 1$ and $k/\ell = 3$, respectively, this resulted in 250 and 210 measurement levels in the vertical direction and 157 and 88 profiles in the longitudinal direction (along the one pattern length L).

2.2.3 Statistical Estimations

Time convergence

The acquisition period of 55.5 minutes is equivalent to about 11000 and 6700 bulk time units (taken as $T_b = h/U_b$) for the cube and elongated cuboid beds, respectively. Auto-correlation coefficient computations of the streamwise velocity fluctuation showed that for the highest velocity (cubes), the coefficient drops below 0.2 at the acquisition period of 0.33 sec, so that the 10000 velocity fields can be considered as independent samples for both beds. Therefore, time-convergence errors were computed on the basis of 10000 independent samples for the mean flow and second-order statistics. Table 2.3 gives the maximum errors found within the nine measurement planes for each of two beds. The errors are given with 95% confidence intervals as in FLORENS, EIFF et MOULIN, 2013 and using two different normalizations, the relative error and the error normalized by the friction velocity. Both errors are of the same order, except for the streamwise variance which is higher when normalized by the friction velocity. One notes, surprisingly at first, that in particular for the relative errors, the highest errors are found for the streamwise velocity \bar{u} , a first-order statistic, in particular for the cube canopy ($k/\ell = 1$). This maximum relative error though is located near $z = 0$ where the normalization quantity \bar{u} approaches zero. Also, the streamwise velocity variance $\overline{u'^2}$ is high throughout the canopy, particularly for the shallower canopy, the cubes.

The high levels of time convergence in each of the measurement nine vertical measurement planes combined with the small spatial resolution give access to the details of the flow topology and statistics both above and below the cuboids, as illustrated by Fig. 2.7a for the Reynolds stress. In particular, the mixing layer in the vicinity of the cuboids' top is well detailed.

The spatial distribution of the Reynolds shear stress in the horizontal direction as given by the nine measurements planes plus eight by symmetry is shown in Fig. 2.7b and c. At $z/k = 1.60$ shown in Fig. 2.7b only small spatial fluctuations are

TABLE 2.3 – Local maxima of the normalized time-convergence errors based on 95% confidence intervals. The maxima are chosen among all nine measurement planes and all vertical positions, for both cubes and elongated cuboids. The errors are normalized by the local statistical quantity or the friction velocity u^* . Values are given in %.

	k/ℓ	$\epsilon_{\bar{u}}/\bar{u}$	$\epsilon_{\bar{w}}/\bar{w}$	$\epsilon_{\bar{u}^2}/\bar{u}^2$	$\epsilon_{\bar{w}^2}/\bar{w}^2$	$\epsilon_{\bar{u}\bar{w}}/\bar{u}\bar{w}$	$\epsilon_{\bar{u}}/u_*$	$\epsilon_{\bar{w}}/u_*$	$\epsilon_{\bar{u}^2}/u_*^2$	$\epsilon_{\bar{w}^2}/u_*^2$	$\epsilon_{\bar{u}\bar{w}}/u_*^2$
Cube	1	3.4	1.0	2.8	2.8	2.8	4.1	2.5	12.4	4.5	2.7
El. cuboid	3	1.6	1.1	2.8	2.8	2.8	3.9	2.4	11.0	4.1	3.2

visible, indicating that the level is essentially above the roughness sublayer. The small variations correspond to the time convergence error discussed above. Below the canopy top at $z/k = 0.75$ (Fig. 2.7c), the strong expected variations are captured although of course with less resolution than in the $x - z$ planes.

17-plane double-averaged vertical profiles

As discussed in the introduction (section 2.2.1), the double-average methodology leads to a decomposition of the instantaneous velocity component u_i into $u_i = \langle \bar{u}_i \rangle + u'_i + \tilde{u}_i$ where u'_i and \tilde{u}_i are respectively the temporal and the spatial fluctuations. $\langle \bar{u}_i \rangle$ is defined as :

$$\langle \bar{u}_i \rangle(z) = \frac{1}{V_f} \int_{V_f} \bar{u}_i(x, y, z) dV, \quad (2.8)$$

where V_f is the volume occupied by the fluid within a very thin horizontal slice and \bar{u}_i is the time-averaged velocity. Here, the thickness Δz of the averaging volume V_f is given by the PIV measurement spatial resolution in the vertical direction.

Figure 2.8 shows the total shear-stress profile τ_{xz} as well as $\phi\tau_{xz}$, both resulting from the 17-plane double-averaging. It can be seen that τ_{xz} is not continuous through $z = k$, as observed by XIE et FUKA, 2018, with a jump of 20% corresponding to the jump of porosity $\phi(z)$. However, $\phi\tau_{xz}$ is continuous. Indeed, when the porosity $\phi(z)$ is discontinuous as for the cuboids, double-averaged quantities are not continuous across the discontinuity. Only the individual profiles of time-averaged quantities $\bar{\varphi}$ are continuous in the vertical direction. Since the volume V_f used for spatial averaging is different above and below the top of cuboids in the double-averaging process (with a jump equal to the porosity jump), for quantities $\bar{\varphi}$ equal to zero on the top of the cuboids such as u_i , $u_i'^2$, $u_i' u_j'$, performing spatial averaging just above the top of the cuboids is then equivalent to adding zero values to measurements available just below the top of the cuboids. For these cases, $\phi\langle \bar{\varphi} \rangle$ is then continuous through the porosity jump. Yet, for quantities $\bar{\varphi}$ which are not equal to zero on the top of the cuboids (for instance the time-averaged viscous shear stress $\mu d\bar{u}/dz$), even $\phi\langle \bar{\varphi} \rangle$ presents a discontinuity.

When XIE et FUKA, 2018 compared intrinsic and superficial spacial averages corresponding, respectively, to $\langle \varphi \rangle$ and $\phi\langle \varphi \rangle$ quantities, they concluded that $\phi\langle \bar{\varphi} \rangle$ exhibited 'generally' a better continuity. Their conclusion, based only on observations of vertical profiles of double-averaged quantities, is indeed expected from the double-averaging theoretical framework for time-averaged quantities equal to zero on solid surfaces only (see above).

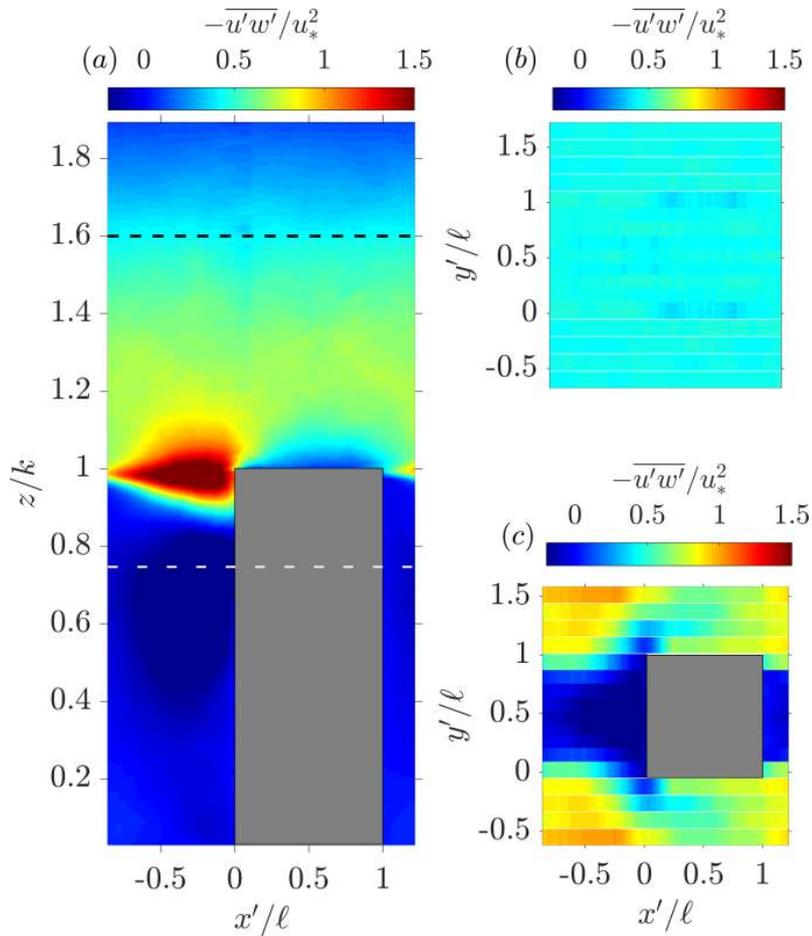


FIGURE 2.7 – Reynolds shear-stress field ($-\overline{u'w'}/u_*^2$) in (a) the vertical plane crossing the center of the elongated cuboid ($k/\ell = 3$, $y/k = 0$), (b) the horizontal plane above the cuboids at $z/k = 1.60$ and (c) the horizontal plane inside the canopy at $z/k = 0.75$. In the horizontal planes, the fields have been reconstructed using the nine PIV measurement planes and eight virtual planes generated by mirror symmetry. Dotted lines in (a) represent the horizontal planes used in (b) and (c).

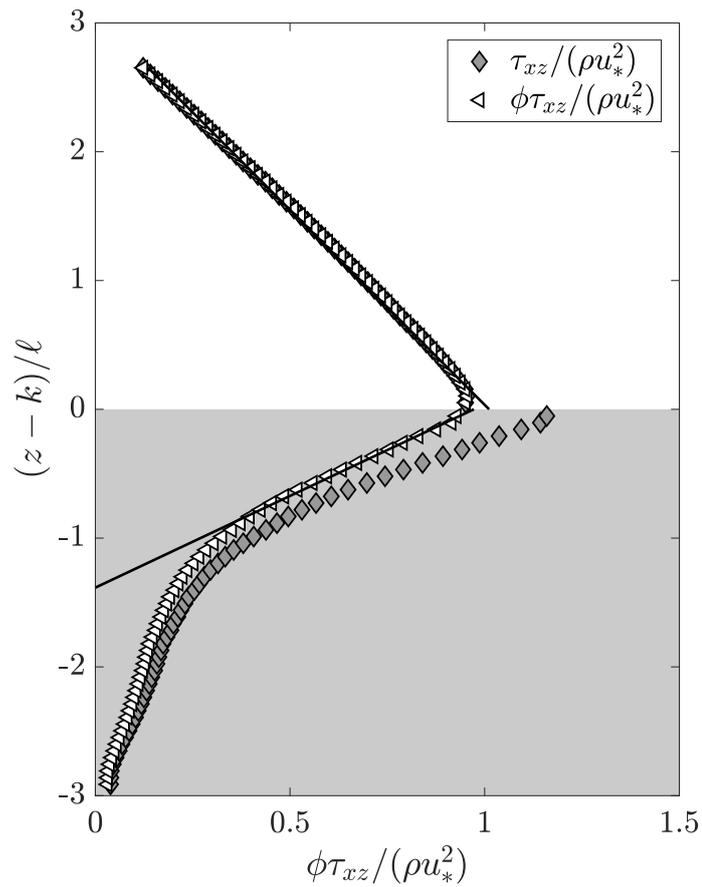


FIGURE 2.8 – Vertical profiles of τ_{xy} and $\phi\tau_{xy}$ for the flow above the rough bed with $h/k = 3$. Effect of the porosity ϕ on normalized spatially-averaged Reynolds shear stress $-\langle u'w' \rangle / u_*^2$. White and grey backgrounds represent respectively the flow region above the cuboids ($z > k$, where $\phi = 1$) and the canopy region ($z < k$, where $\phi = 0.8$). The two thin continuous lines indicate linear extrapolations of the profiles above and below $z = k$ towards $z = k$.

For the total stress shear-stress in Fig. 2.8, a jump of $\phi\tau_{xz}$ through $z = k$ is expected since the time-averaged viscous term $\mu d\bar{u}/dz$ is not equal to zero at the top of the cuboids. Yet, this jump expected for $\phi\tau_{xz}$ is not apparent in the vertical profile plotted in Fig. 2.8, where $\phi\tau_{xz}$ appears to be continuous through $z = k$. It can also be observed though that the curvature of the profile of $\phi\tau_{xz}$ when approaching $z = k$ from above is not in agreement with the linear solution to Equation (2.5) above the canopy. This curvature evidently results in a smoothing out of the expected jump. The most likely explanation for the unexpected curvature near $z = k$ is that the viscous shear-stress near the cuboid's top is not sufficiently resolved.

With the spatial resolution chosen here for the PIV technique, dictated by the necessity to perform measurements in a complete roughness pattern, it is not possible to perform measurements inside the viscous sublayer, in spite of the high-resolution camera. As a consequence, the vertical time-averaged velocity shear is underestimated. For illustration, a zoom of the Reynolds shear-stress field near the cuboids tops is shown in Fig. 2.9, along with vertical profiles of the viscous shear stress and the Reynolds shear-stress contributions above the center of the cuboids. The viscous shear stress just above the cuboid reaches only 5% of the local Reynolds shear-stress, showing that the first measurement point is already outside the viscous sublayer. With the local value of the sum of the viscous and Reynolds shear stress, a local friction velocity u_{*loc} is estimated. The vertical distance of the first point in intrinsic coordinates is then around $z^+ = u_{*loc}z/\nu = 20$, above the crossing between the Reynolds and viscous shear stresses found around $z^+ \sim 10$ for classical turbulent boundary layers above a smooth bed and from the top of the viscous sublayer defined generally as the flow region with $0 < z^+ < 5$.

There is another indication that the unexpected curvature near $z = k$ is due to an underestimation of the viscous shear stress on the top of the cuboids. By extrapolating linearly the portions of the $\phi\tau_{xz}/u_*^2$ profile above and below $z = k$ in Fig. 2.8 (see the thin continuous lines), a jump of around 5% is found at $z = k$. For comparison, it is relevant to calculate the frictional stress on a plate of zero incidence with the same surface as the cuboids top and with an incident velocity equal to the double-averaged longitudinal velocity at cuboids top $u_k = \langle \bar{u} \rangle(z = k)$. This stress reaches 3.6% of the total shear stress and is therefore in accordance with the 5% discontinuity found in the profile of $\phi\tau_{xz}/u_*^2$. The same level of accordance is found with data for cubes ($k/\ell = 1$).

Spatial convergence

In order to estimate double-averaged quantities from measurements in several parallel planes, a weighted average of each time-averaged measurement plane was performed :

$$\langle \bar{\varphi} \rangle = \frac{1}{S_f(z)} \frac{1}{nm} \sum_i^n \sum_j^m \delta_{ij} \Delta x \bar{\varphi}(x_i, y_j, z), \quad (2.9)$$

where n is the number of vertical profiles of $\bar{\varphi}$ profiles in a measurement plane and m the number of measurement planes. δ_{ij} and Δx are, respectively, the width and the length of surface areas. The values of δ_{ij} were chosen so that the weighting corresponds to a linear interpolation, in accordance with the conclusions of FLORENS, EIFF et MOULIN, 2013.

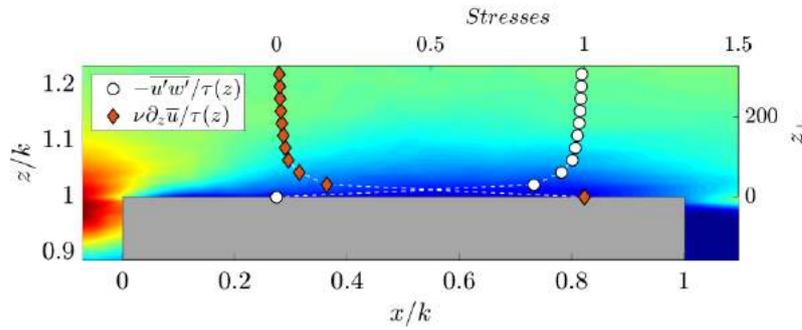


FIGURE 2.9 – Zoom of the spatially-averaged Reynolds shear stress of Fig. 2(a) between $0.9 < z/k < 1.3$. Vertical profiles at $x/k = 0.5$ of the viscous and Reynolds shear stress contributions (between 0 and 1) to the total stress on the cuboids are plotted in red diamonds and white circles, respectively. Symbols at $z = k$ are not measurements, but expected values on the solid surface.

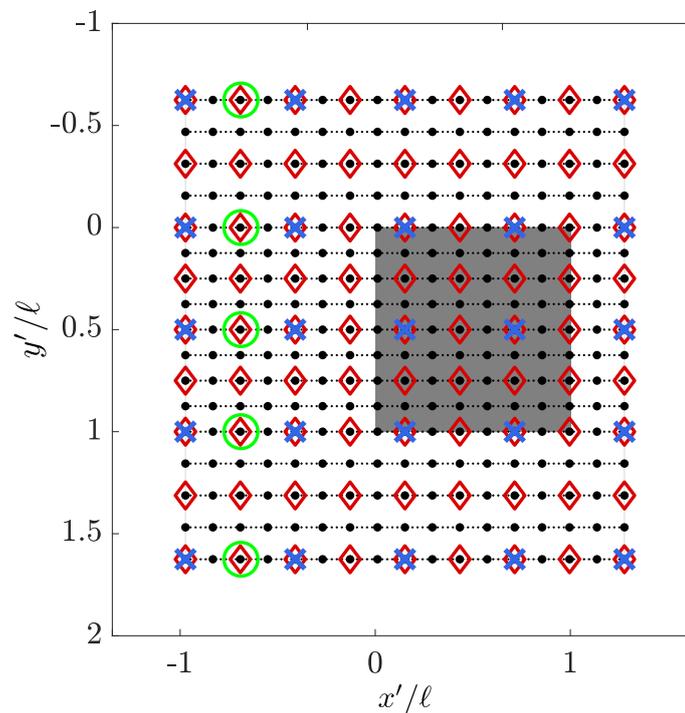


FIGURE 2.10 – Positions of the 88 vertical profiles in the 17 vertical PIV planes (small black dots) and positions of the selected vertical profiles for the 17×17 (big black dots), 9×9 (red diamonds), 5×5 (blue crosses) and 1×5 (green circles) subsamplings.

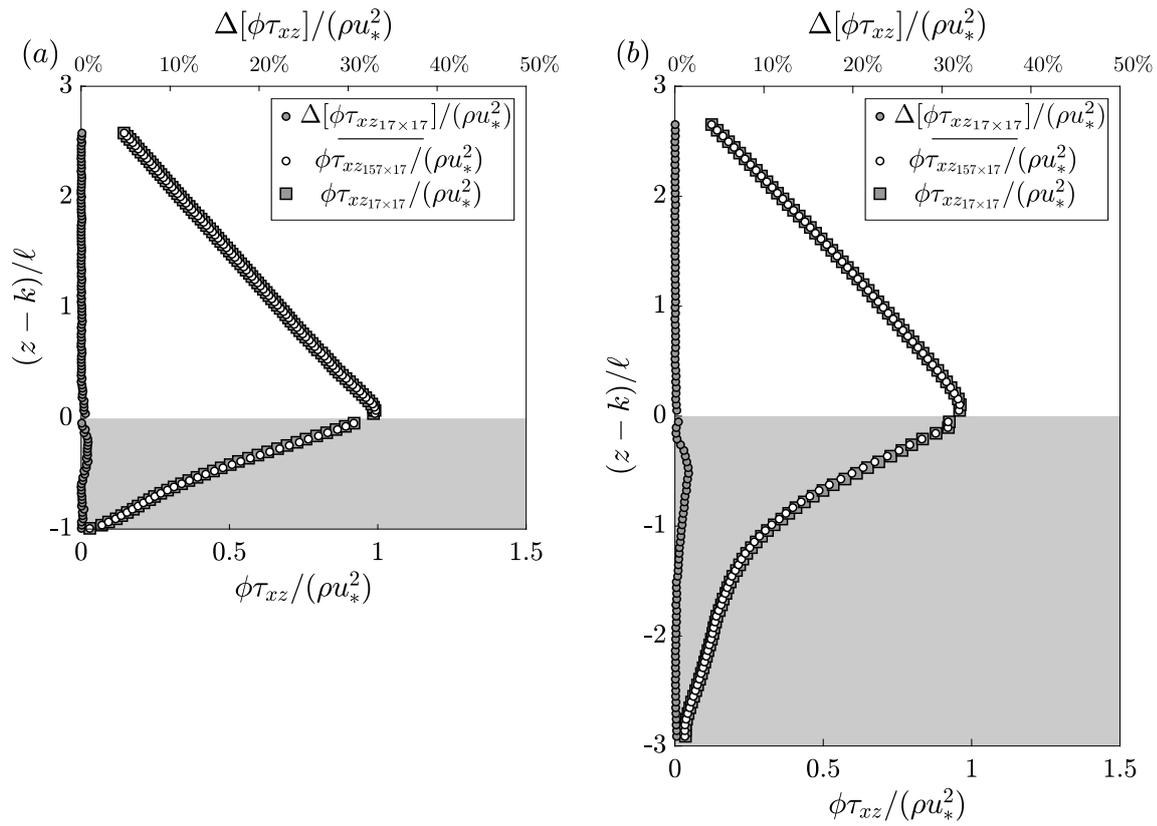


FIGURE 2.11 – Normalized total shear stresses calculated with (a) 157×17 (white circles) and 17×17 (grey squares) samplings for the $k/\ell = 1$, and (b) 88×17 and 17×17 samplings for the $k/\ell = 3$. Vertical profiles of the normalized spatial convergence error $\Delta\tau_{xz}/(\rho u_*^2)$ are also plotted close near the vertical axis (grey circles).

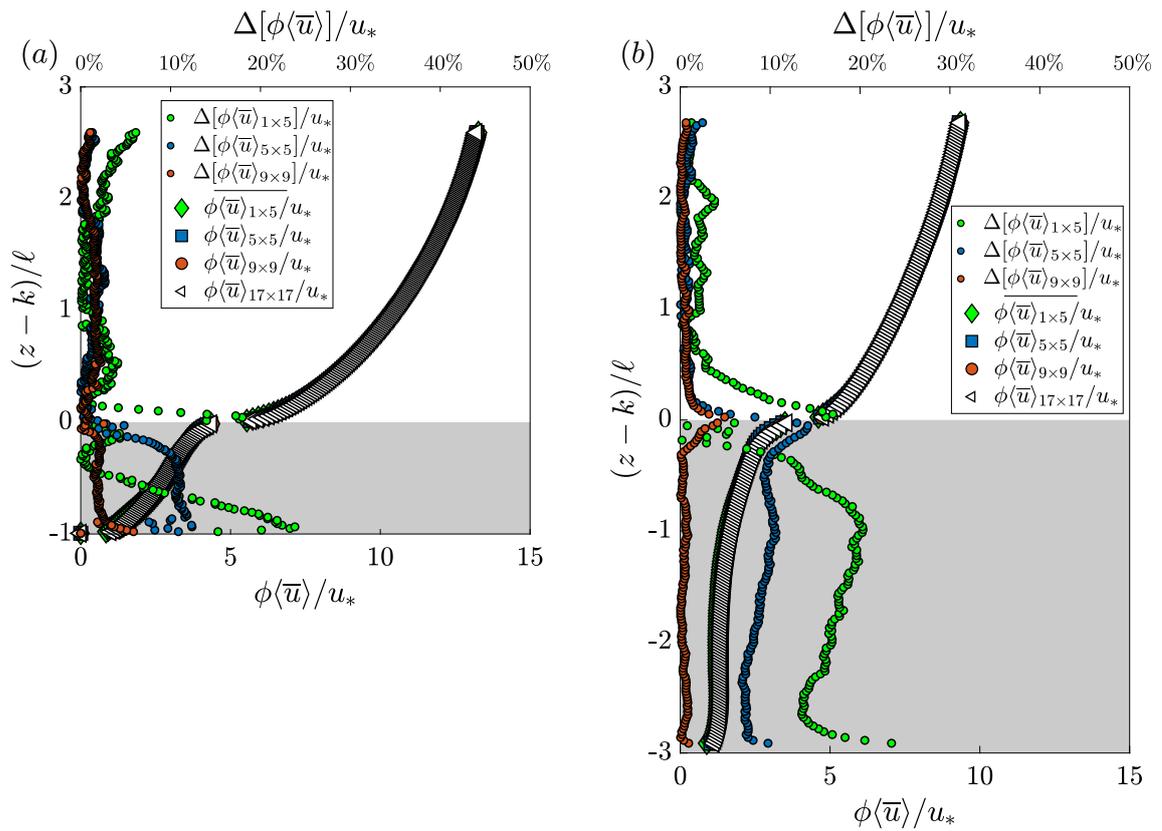


FIGURE 2.12 – Normalized double-averaged mainstream velocity $\phi\langle\bar{u}\rangle/u_*$ calculated with 17×17 (white), 9×9 (red), 5×5 (blue) and 1×5 (green) samplings for (a) $k/\ell = 1$ and (b) $k/\ell = 3$ rough beds. Vertical profiles of the normalized convergence error $\Delta[\phi\langle\bar{u}\rangle]/u_*$ are also plotted near the vertical axis.

TABLE 2.4 – Normalized spatial convergence error maxima using a 17×17 grid with a reference grid $\langle \bar{\varphi} \rangle_{ref}$ given by the full PIV grids of 157×17 and 88×17 profiles for $k/\ell = 1$ and $k/\ell = 3$, respectively. Errors are given in %.

k/ℓ	$\frac{\Delta[\phi\langle\bar{u}\rangle]}{u_*}$	$\frac{\Delta[\phi\langle\bar{w}\rangle]}{u_*}$	$\frac{\Delta[\phi\langle\bar{u}'^2\rangle]}{u_*^2}$	$\frac{\Delta[\phi\langle\bar{w}'^2\rangle]}{u_*^2}$	$\frac{\Delta[-\phi\langle\bar{u}'w'\rangle]}{u_*^2}$	$\frac{\Delta[\phi\langle\bar{u}^2\rangle]}{u_*^2}$	$\frac{\Delta[\phi\langle\bar{w}^2\rangle]}{u_*^2}$	$\frac{\Delta[-\phi\langle\bar{u}\bar{w}\rangle]}{u_*^2}$
1	1.2	1.1	2.8	1.4	1.0	1.7	< 0.1	0.1
3	1.9	2.0	3.1	3.7	1.3	2.5	< 0.1	0.1

Effect of longitudinal sampling

To evaluate whether the full longitudinal resolution of the PIV planes (157 and 88 vertical profiles in each plane for $k/\ell = 1$ and $k/\ell = 3$, respectively) is necessary, the resulting double-averages are first compared to the evenly spaced sampling grid given by the number of measured (9) and inferred (8) planes, i.e. a grid of 17×17 . The position of the vertical profiles on the sampling grids is given to scale in Fig. 2.10.

For $k/\ell = 1$ and $k/\ell = 3$, respectively, Figs. 2.11a-b show the resulting vertical profiles of the normalized total shear stress computed with the full PIV sampling (i.e. 157×17 and 88×17 vertical profiles) and the 17×17 subsampling. Clearly, there is almost no difference between the full data-set estimates and the 17×17 estimates. Also shown in Figs. 2.11a-b (top scale), is the difference between the two estimates, normalized by ρu_*^2 . It is less than 2%, the maximum being in the canopy. For all other relevant statistics, the maximum normalized differences along the vertical profiles are summarized in Table 2.4. All are below the estimated maxima of the time-convergence errors given in Table 2.3. The 17×17 sampling grid can therefore be considered as spatially converged and will be used as the reference grid henceforth.

Effect of reduced grid sampling

With the spatially converged estimates given by the grid of 17×17 , it is possible to explore lower samplings, in particular 9×9 , 5×5 and 1×5 . Such regular sampling grids are generally used for point measurement techniques like Acoustic Doppler Velocimetry or Laser Doppler Velocimetry. The positions of the vertical profiles for each of these subsamplings are also plotted to scale in Fig. 2.10. To evaluate the possible spatial convergence errors by subsampling, the relative difference will be noted :

$$\Delta\langle\bar{\varphi}\rangle = |\langle\bar{\varphi}\rangle_{n \times m} - \langle\bar{\varphi}\rangle_{ref}|, \quad (2.10)$$

where $\langle\bar{\varphi}\rangle_{ref}$ is given by the 17×17 grid.

For the two bed configurations, Figs. 2.12a-b show the profiles of the normalized double-averaged longitudinal velocity calculated with the reference grid (17×17) and the three subsampled grids (9×9 , 5×5 , 1×5) as well as the three corresponding normalized spatial convergence errors $\Delta[\phi\langle\bar{u}\rangle]/u_*$. Above the canopy ($z > k$), the normalized spatial convergence error is very low for all grids (below 7%, even for the 1×5 grid). Larger values though are found in the canopy region ($z < k$),

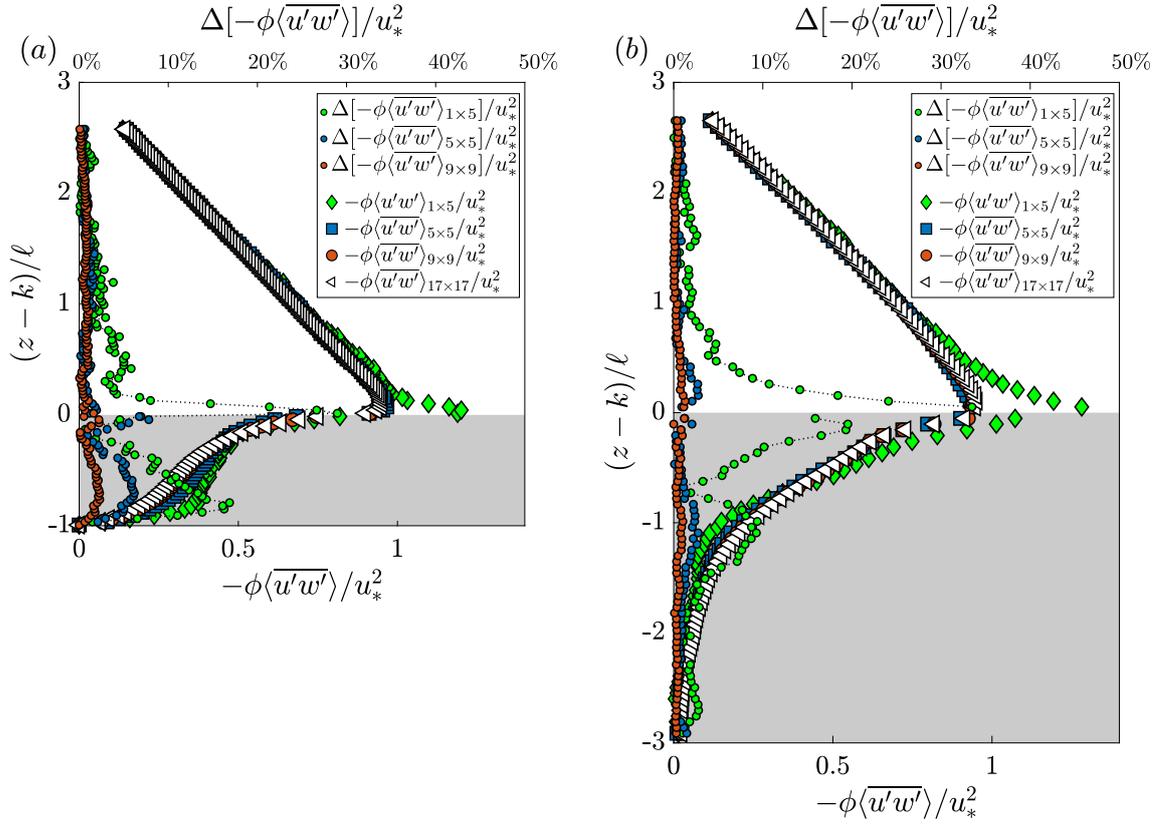


FIGURE 2.13 – Normalized spatially-averaged Reynolds shear stress calculated with 17×17 (white), 9×9 (red), 5×5 (blue) and 1×5 (green) samplings for (a) $k/\ell = 1$ and (b) $k/\ell = 3$ rough beds. Vertical profiles of the normalized convergence error $\Delta[-\phi\langle u'w' \rangle]/u_*^2$ are also plotted near the vertical axis, with $\langle \rangle_{17, \times 17}$ as reference for convergence error calculation.

TABLE 2.5 – Normalized spatial convergence error maxima with different subsampling grids. $\langle \bar{\varphi} \rangle_{ref}$ is given by the 17×17 grid. Errors are given in %.

k/ℓ	$m \times n$	$\frac{\Delta[\phi(\bar{u})]}{u_*}$	$\frac{\Delta[\phi(\overline{u'^2})]}{u_*^2}$	$\frac{\Delta[\phi(\overline{w'^2})]}{u_*^2}$	$\frac{\Delta[-\phi\langle u'w' \rangle]}{u_*^2}$	$\frac{\Delta[\phi(\bar{u}^2)]}{u_*^2}$	$\frac{\Delta[\phi(\bar{w}^2)]}{u_*^2}$	$\frac{\Delta[-\phi\langle \bar{u}\bar{w} \rangle]}{u_*^2}$
1	9×9	5.9	4.0	4.4	2.3	10.3	0.1	0.7
	5×5	12.4	23.6	10.5	7.8	83.1	1.8	3.9
	1×5	23.8	93.0	31.6	29.0	68.0	3.3	9.7
3	9×9	4.9	9.8	5.7	1.3	6.1	7.6	4.5
	5×5	14.2	7.3	6.4	2.7	29.1	7.7	13.0
	1×5	23.5	22.5	23.2	33.5	43.1	7.9	12.2

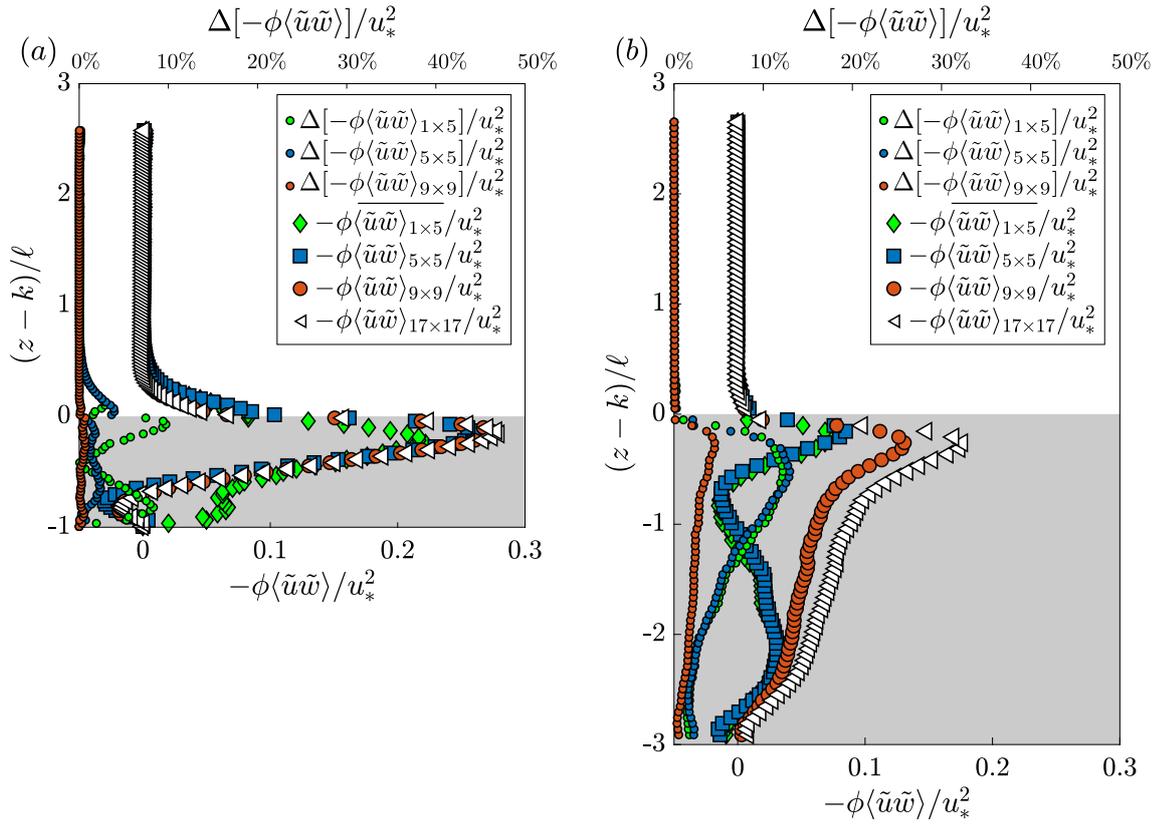


FIGURE 2.14 – Normalized dispersive shear stress calculated with 17×17 (white), 9×9 (red), 5×5 (blue) and 1×5 (green) samplings for (a) $k/\ell = 1$ and (b) $k/\ell = 3$ rough beds. Vertical profiles of the normalized convergence error $\Delta[-\phi\langle\tilde{u}\tilde{w}\rangle]/u_*^2$ are also plotted near the vertical axis, with $\langle \rangle_{17 \times 17}$ as reference for convergence error calculation.

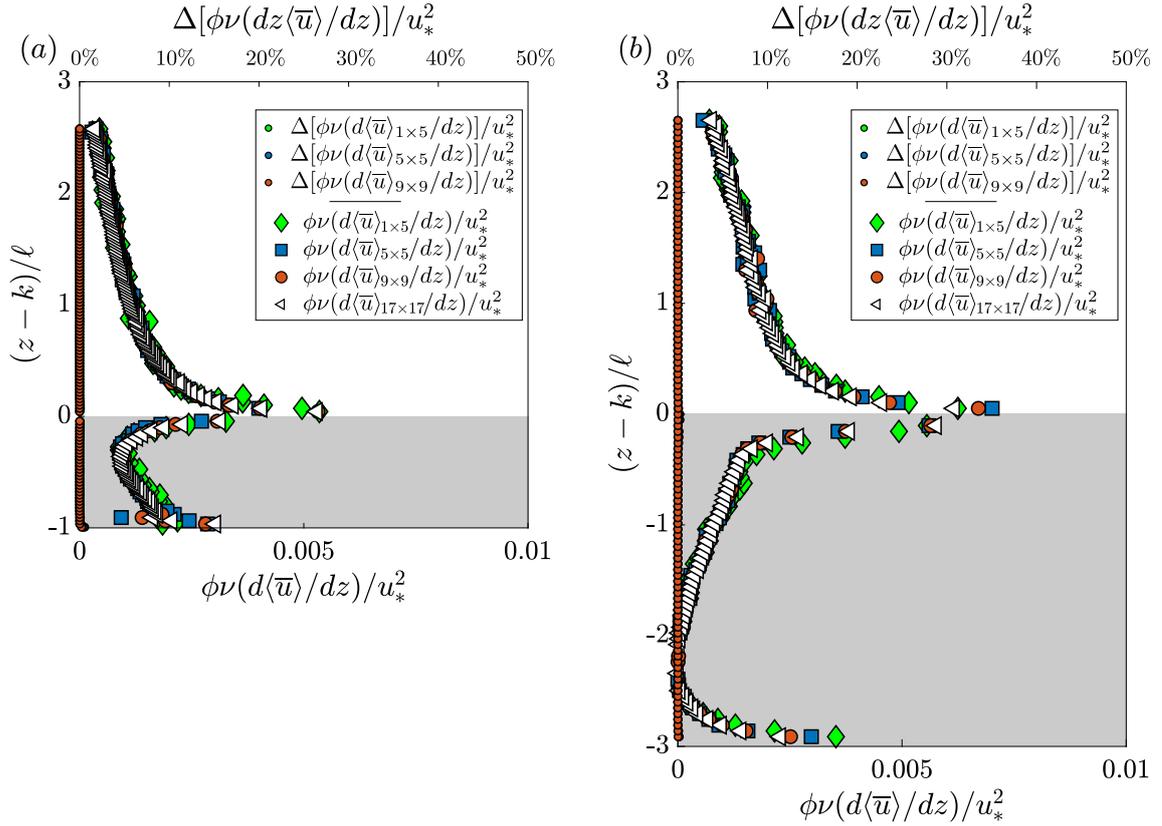


FIGURE 2.15 – Normalized double-averaged viscous shear stress calculated with 17×17 (white), 9×9 (red), 5×5 (blue) and 1×5 (green) samplings for (a) $k/\ell = 1$ and (b) $k/\ell = 3$ rough beds. Vertical profiles of the normalized convergence error $\Delta[\phi\nu(d\langle\bar{u}\rangle/dz)]/u_*^2$ are also plotted near the vertical axis, with $\langle \rangle_{17 \times 17}$ as reference for convergence error calculation.

with up to 30% for the 1×5 grid. For the elongated cuboids ($k/\ell = 3$), the error is almost constant below about $(z - k)/\ell = -1$, a possible signature of wake behavior. For $0 > (z - k)/\ell > -1$, the behavior is quantitatively and qualitatively similar for both elongated cuboids and cubes.

The same comparisons were performed separately for the three terms that appear in the definition of the total shear stress τ_{xz} in Equation 2.5. Vertical profiles are plotted along with the corresponding normalized spatial convergence errors for the spatially-averaged Reynolds shear stress $-\rho\langle u'w' \rangle$ in Figs. 2.13a-b, for the dispersive shear stress $-\rho\langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle$ in Figs. 2.14a-b, and for the double-averaged viscous shear stress $\phi\mu d\langle \bar{u} \rangle/dz$ in Figs. 2.15a-b.

For both roughness heights, the normalized spatial convergence error on the spatially-averaged Reynolds shear stress plotted in Figs. 2.13a-b is negligible above the canopy for the 5×5 and 9×9 grid samplings. However, inside the canopy of cubes (Fig. 2.13a), this error reaches a maximum of $\Delta[-\phi\langle u'w' \rangle]/u_*^2 = 7.8\%$ just below the canopy top with a 5×5 grid. This local maximum drops to 2.7% for elongated cuboids (Fig. 2.13b) with the same grid. This grid dependence is similar to the dependence found for the double-averaged longitudinal velocity where the 5×5 grid yields reliable vertical profiles. However, unlike for the longitudinal velocity, the 1×5 estimate (i.e. five profiles in the lateral alley where there is direct optical access from the side) yields quite unrealistic estimates for the Reynolds stress, with a peak near the top of the cuboids leading to an overestimation of 29.0% for the cubes and 33.5% for the elongated cuboids.

The impact of the spatial sampling is also dramatic for the estimate of the dispersive shear stress $-\rho\langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle$ plotted in Figs. 2.14a-b. Even a 9×9 average (requiring 5 measurement planes here) presents a normalized spatial convergence error maximum as high as 4.5% for the elongated cuboids. As one might expect, the lowest sampling estimate with only one vertical profile by plane and 3 measurement planes (1×5 estimate) leads also to very unreliable vertical profiles of the dispersive shear stress, but the maximum errors (about 10% and 12% for $k/l=1$ and 3, respectively) is less than for the spatially-averaged Reynolds shear stress (about 30% for both heights). Generally, the dispersive stress is more sensitive to the sampling with cubes than with elongated cuboids above the canopy and vice-versa below. The dispersive stress as seen clearly with the 17×17 grid is higher for cubes than cuboids whether above or below the canopy.

Finally, the double-averaged viscous shear stress $\phi\mu d\langle \bar{u} \rangle/dz$ plotted in Figs. 2.15a-b presents almost no dependence with the spatial sampling. It is not particularly a surprise, since it corresponds to a vertical derivative of the double-averaged longitudinal velocity for which all tested grids lead to quite similar and reliable estimates. As discussed above, the fact that the quantity $\phi\mu d\langle \bar{u} \rangle/dz$ does not present a jump at the top of the cuboids is unexpected from the theory, since this quantity is non-zero on the top of the cuboids and should cause a discontinuity when double-averaged. The absence of a clear jump is due to a lack of spatial resolution of the PIV set-up used, where large measurements fields were chosen for double-averaging. Since in the present study only the horizontal sampling is discussed, there is no reason to observe a change, the vertical resolution being kept constant.

In Table 2.5, the maxima along the vertical profiles of the non-dimensionalized

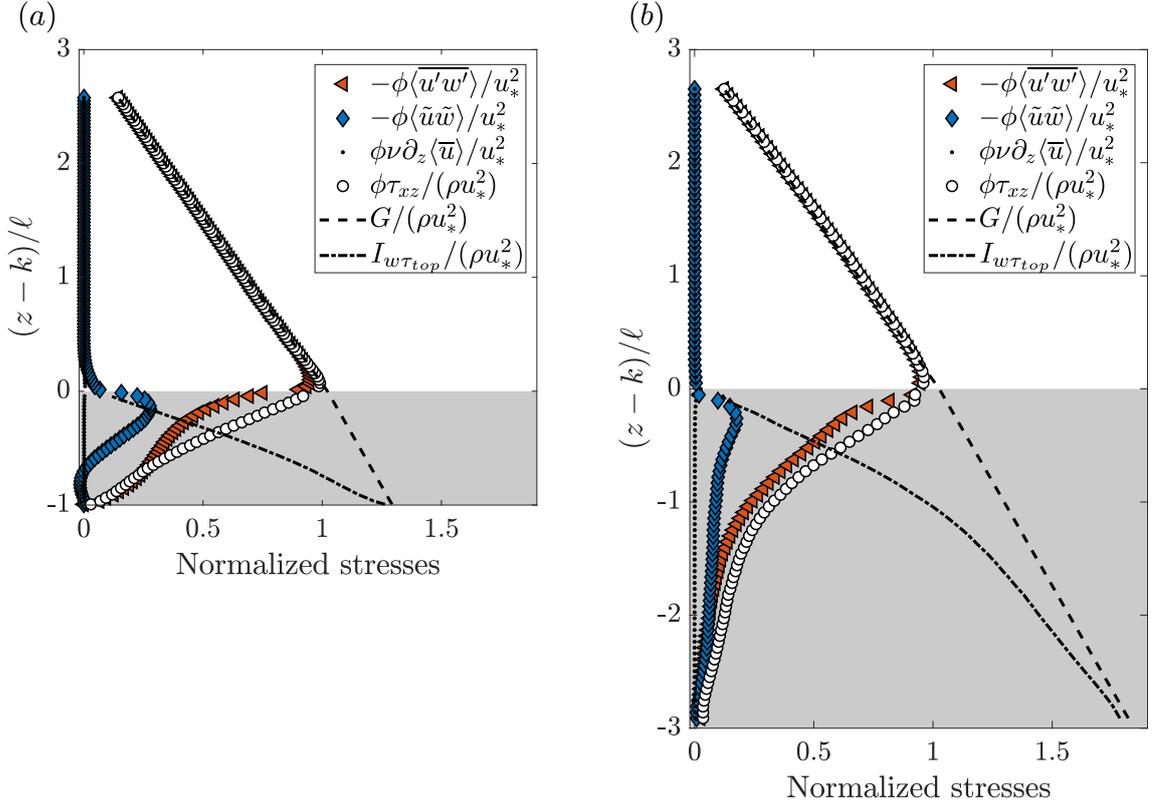


FIGURE 2.16 – Profiles of the normalized total shear stress $\phi\tau_{xz}/u_*^2$ and contributing terms for (a) $k/\ell = 1$ and (b) $k/\ell = 3$, along with the profiles of the vertically integrated drag stress I . The dot-dashed line is the curve $G = \rho g \sin(\gamma) [h - k + \phi(k - z)]$. The difference between this curve and the profile of $\phi\tau_{xz}$ yields I . Data based on 17×17 grids.

spatial convergence errors are given for the profiles presented as well as for other relevant quantities, in particular the double-averaged velocity variances $\langle u'^2 \rangle$ and $\langle w'^2 \rangle$ and the spatial fluctuation variances $\langle \tilde{u}^2 \rangle$ and $\langle \tilde{w}^2 \rangle$.

In the above error analysis, the velocity at the top of the cuboids, noted u_k , could have been used for normalization instead of the friction velocity u_* since it is closer to the velocity scale inside the canopy (see Table 2.2 for conversion if necessary). In particular, the large values found for the spatial convergence error of the longitudinal velocity with 1×5 spatial sampling, 23.8% and 23.5% for the cubes and elongated cuboids, respectively (see Table 2.5) reduce to 4.7% and 5.7% when u_k is used for normalization. In other words, even the lowest sampling estimate (1×5 estimate) requiring 3 actual vertical profiles (at the positions considered at least) yields reliable vertical profiles of the double-averaged longitudinal velocity at least.

2.2.4 Vertical integrated drag stress distribution

In this section, the total shear stress τ_{xz} obtained by double-averaging the flow within the canopy is used to determine the vertical distribution of the integrated drag stress. Then, the effect of reducing the sampling will be examined.

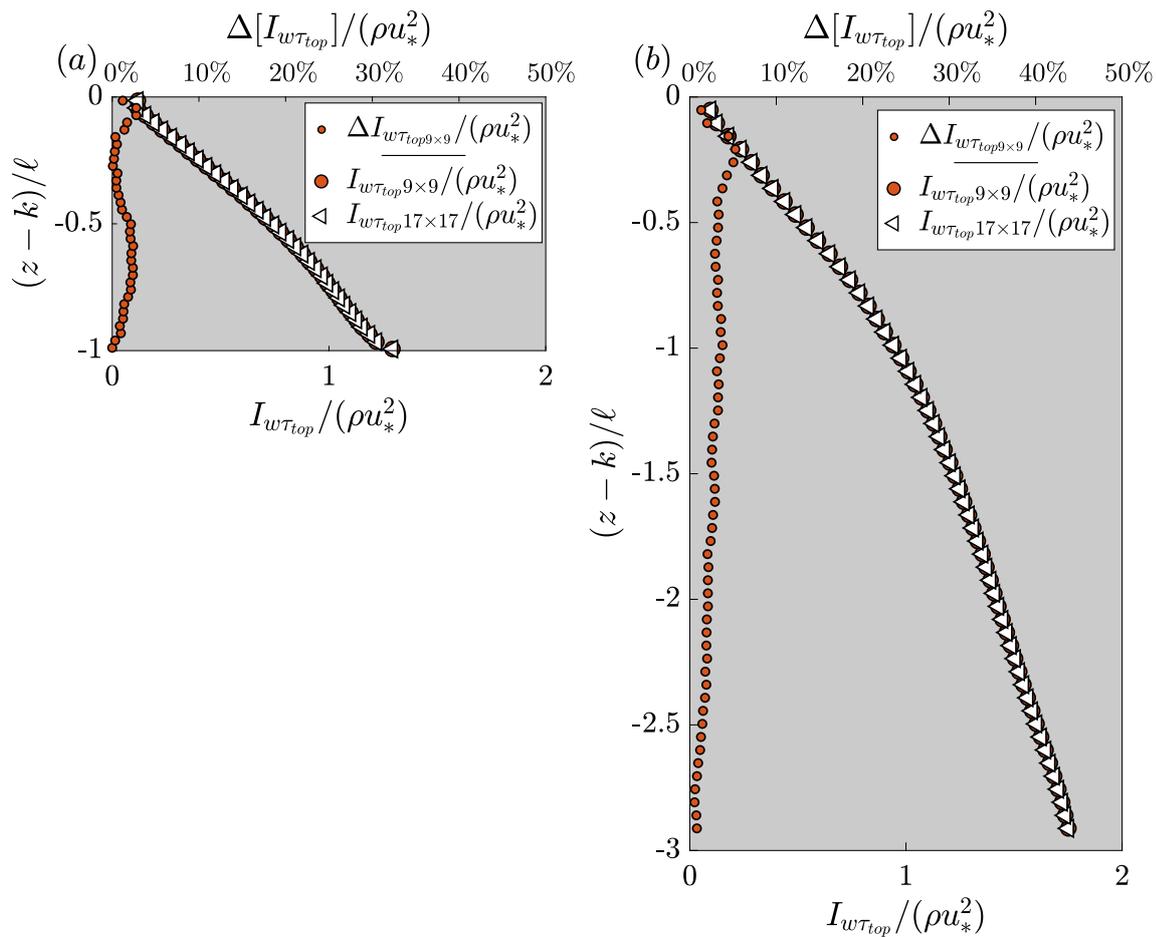


FIGURE 2.17 – Normalized integrated drag stress with 17×17 (white), 9×9 (red) grids for (a) $k/\ell = 1$ and (b) $k/\ell = 3$. The normalized convergence error $\Delta[I_{w\tau_{top}}]/(\rho u_*^2)$ with respect to the 17×17 grid (reference) is also given.

Above the canopy for $z \geq k$, as discussed in the introduction, there is no drag ($f_x = 0$) and $\phi = 1$ so that integration of Equation (2.5) yields a total shear stress reading :

$$0 = -\tau_{xz} + \rho g \sin(\gamma) (h - z). \quad (2.11)$$

Within the canopy, following the work of POKRAJAC et al., 2006, it is possible to integrate Equation (2.5) from $z < k$ to $z = k^-$ just below the cuboids' top, taking into account now the total longitudinal drag force per unit area or stress, f_x . The boundary condition at the canopy top is taken as $\phi\tau_{xz}(k^-) = \tau_{xz}(k^+) - \tau_{top}$ with $\tau_{xz}(k^+)$ evaluated by Equation 2.11. τ_{top} is the viscous shear stress acting on the top face of the cubes and cuboids, responsible for the small jump in total shear stress $\phi\tau_{xz}$ as the top interface is crossed (see section 2.2.3). Hence, for $z < k$, the momentum balance becomes

$$0 = -\phi\tau_{xz} - \tau_{top} + \rho g \sin(\gamma) [h - k + \phi(k - z)] - \int_z^k \phi f_x dz. \quad (2.12)$$

Defining the gravitational forcing term as

$$G = \rho g \sin(\gamma) [h - k + \phi(k - z)] \quad (2.13)$$

and the vertically integrated drag stress as

$$I(z) = \int_z^k \phi f_x dz, \quad (2.14)$$

Equation 2.12 can be written in simplified form as

$$I(z) + \tau_{top} = G(z) - \phi\tau_{xz}(z), \quad z < k. \quad (2.15)$$

In other words, at altitude z below the canopy top, the difference between the gravitational forcing $G(z)$ and total shear stress $\phi\tau_{xz}(z)$, yields the integrated drag stress $I(z)$ plus, if applicable, the viscous shear stress at the top of the canopy elements' surfaces τ_{top} .

Above the canopy, as seen in Equation 2.11, the gravitational profile $\rho g \sin(\gamma) (h - z)$ collapses with the profile of the total shear stress $\phi\tau_{xz}(z)$. Within the canopy, the gravitational term $G(z)$ includes the porosity ϕ and therefore changes its slope with respect to above the canopy. The profile of $I_{w\tau_{top}}(z) = I(z) + \tau_{top}$ inside the canopy can hence be determined from Equation 2.15 with the measured total stress $\tau_{xz}(z)$.

The balance given by Equation 2.15 within the canopy is given in Figures 2.16a-b for the cubes and elongated cuboids, respectively. The total shear stress τ_{xz} was obtained with a 17×17 grid. The integrated drag stress plus stress at the top at $z = 0$ (equal to $(z - k)/\ell = -1, -3$ for $k/\ell = 1, 3$, respectively) gives the total drag or total bed resistance exerted by the canopy elements and the flat bed underneath. The latter, $\phi\tau_{xz}(z = 0)$, can also be observed in Figures 2.16a-b by $G - I_{w\tau_{top}}$ at $z = 0$.

In order to highlight the contributions to $\phi\tau_{xz}$, the profiles of the spatially averaged Reynolds shear stress, the dispersive shear stress and the viscous shear stress to the total shear stress have been plotted as well in Figures 2.16a-b. It can be seen that although the Reynolds shear stress $-\phi\langle u'w' \rangle$ is the dominant term, the contribution

of the dispersive shear stress $-\phi\langle\tilde{u}\tilde{w}\rangle$ is significant, in particular just below the top of the canopy. For $k/\ell = 1$, $-\phi\langle\tilde{u}\tilde{w}\rangle$ attains a maximum of 30% of the total shear stress at $(z - k)/\ell = -0.3$ while for $k/\ell = 3$ 30% is found at $(z - k)/\ell = -1.4$. For $k/\ell = 3$, the contribution of the dispersive term is relatively low in the upper part of the canopy, but takes over in the deep canopy ($-3 < (z - k)/\ell < -2$). Clearly, any lack of spatial convergence for this quantity will affect the total shear stress $\phi\tau_{xz}$ profiles, and therefore, profiles of the vertically integrated drag stress $I_{w\tau_{top}}(z)$. Furthermore, since the drag stress f_x can be obtained by vertical differentiation of the I profile, its estimate is even more sensitive to the level of spatial convergence.

Figure 2.17a-b shows the normalized integrated drag stress profiles $I_{w\tau_{top}}/(\rho u_*^2)$ for $k/\ell = 1$ and $k/\ell = 3$, respectively, for the 17×17 reference and the 9×9 reduced grid. The normalized spatial convergence error is also given. It can be noted that the 17×17 reference grid gives estimates of $I_{w\tau_{top}}$ with a maximum of 1% difference by comparison with the full data estimate. For both roughnesses, the normalized error is less than 5%. For $k/\ell = 3$ Fig. 2.17b shows that a 9×9 grid leads to an error of 5% just below the canopy top, decreasing to 3% around $(z - k)/\ell \sim -0.6$. Just below the canopy top, this error is smaller for the rough bed with cubes ($k/\ell = 1$), with a maximum of 3%. Therefore, for both configuration, measurements with a regular sampling of 9×9 are sufficient to access to the drag force profile.

2.2.5 Conclusion

Parametrization of flows within the canopy of rough bed is of great interest and has very practical applications. In many river flows, including floods with flows over flood plains, very low submergence flow regimes are observed, where roughness elements (gravels, plants) are large relative to the flow depth, with an important contribution of the flow inside the canopy. In flows above urban canopies in the context of the atmospheric boundary layer, the description of flow structure above and between the buildings is crucial to predict mass transfers between cities and the atmosphere (see FERNANDO et al., 2010).

Generally, the description of the flow is done in the framework of the double-averaging methodology, where quantities are timely and spatially averaged in the horizontal directions. Yet, in many experiments, a limited set of data are available in the horizontal directions, so that we have investigated here the dependence of estimated double-averaged quantities with the spatial sampling.

In a recent paper, XIE et FUKA, 2018 were discussing the advantage of using what they called a 'comprehensive' spatial average (CFA) instead of a 'intrinsic' spatial average (ISA). They concluded that CFA was better because it yield generally more continuous profiles. Here, we discussed and showed why CFA, corresponding to $\phi\langle\overline{\varphi}\rangle$ quantities, was more relevant than ISA, corresponding to $\langle\overline{\varphi}\rangle$ quantities. Indeed, in the framework of DANS equations, we expect continuity of CFA quantities through porosity discontinuities, but only for quantities equal to zero on solid surfaces.

Surprisingly, profiles of the double-averaged longitudinal velocity $\langle\overline{u}\rangle$ are very well estimated even with a very low sampling of only five vertical profiles in a transverse direction along the roughness pattern (corresponding to only 3 measurement profiles by symmetry). This result is excellent news for many studies who made use

of such low sampling experimental set-up to estimate and investigate vertical profiles of velocity inside and above the canopy.

However, for all other quantities, and in particular those involved in the calculation of the total shear stress τ_{xz} , low sampling experimental set-up clearly yields very bad estimates of the double-averaged quantities. The more demanding term is the dispersive shear stress $-\rho\langle\tilde{u}\tilde{w}\rangle$, for which a regular sampling of at least 9×9 size is recommended. With lower samplings, spatial convergence errors become too large and lead to erroneous profiles of the total shear stress around the canopy top and inside the canopy. Modelling of the flow in the canopy becomes then unrealistic.

In many studies, vertical profiles of the spatially Reynolds shear stress present a curvature near the canopy top, explained by an increasing contribution of the dispersive shear stress there. In general, a good estimate of the dispersive shear stress is not available due to low spatial sampling. In the present study, we show that even for rough beds with large contributions of the dispersive shear stress, a spatial sampling dense enough allows to recover the expected linear behaviour of the total shear stress above the canopy. Only a very small discrepancy persists, because of a lack of vertical resolution of the measurement technique which limits our ability to go describe the viscous sublayer on the top of the canopy. Indeed, the quality of experimental data in terms of flow description near a rough bed and inside it can be easily tested by looking at vertical profiles of the total shear stress when approaching the canopy top : if a sudden drop is observed, with strong curvature, it means that the spatial sampling is not dense enough to estimate correctly the dispersive shear stress. These data should then be used with caution.

In particular, more recently the use of one-dimensional multilayer models in mesoscale models are being developed. The Note addresses the risk of using intrinsic spatial averaging (ISA) in the processing of building-resolved computation data to supply parametrization of the canopy flows in such models. For vertical profiles of the total shear stress τ_{xz} which is defined as the sum of the three contributions discussed here, the dependence with the spatial sampling is essentially driven by the dispersive shear stress, for which the normalized spatial convergence error is the largest of the three terms. On Fig. 2.14, it is worth noting that the contribution of the dispersive stress to the total shear stress τ_{xz} above the canopy is far larger for the cubes ($k/\ell = 1$) than for the elongated cuboids ($k/\ell = 3$). So that a bad estimate of this term has weak influence on the linear behaviour expected for profiles of τ_{xz} above the canopy. It also supports the assumption that the dispersive stress is negligible for vegetation-like canopies, at least as long as only the flow region above the canopy is concerned. Below the canopy top, even canopies of elongated cuboids ($k/\ell = 3$) have a large contribution of the the dispersive shear stress to the total shear stress, requiring a spatial sampling dense enough : based upon our study, we recommend a regular sampling of 9×9 minimum for a symmetric roughness pattern.

Acknowledgements

This work was funded by the French National Research Agency (Flowres project, grant No. ANR-14-CE03-0010) and was performed using HPC resources from CALMIP (project P16012).

Chapitre 3

Structure verticale 1D

L'utilisation de la double moyenne permet d'accéder à la structure verticale 1D des écoulements de canopée. L'accès à cette structure permet de vérifier le partitionnement, généralement admis, en couches distinctes pour des canopées allongées fortement immergées. La diminution de l'immersion ou de la profondeur de canopée entraîne une modification de ce partitionnement. Par exemple, la couche de mélange disparaît rapidement avec la diminution de la surface libre. Mais certaines zones, comme la zone logarithmique, persistent même pour de forts confinements par la surface libre ou par le fond, se décalant et interagissant avec la sous-couche de rugosité. Les grandeurs du second ordre sont aussi très sensibles aux changements de profondeur de canopée et/ou d'immersion. La diminution de l'immersion entraîne, par exemple, une diminution des tensions dispersives et de Reynolds dans la canopée. Pour des canopées allongées très faiblement immergées, cette diminution peut conduire au cas extrême où le tenseur total devient même négatif dans la canopée.

3.1 Introduction

Comme discuté dans l'introduction, la structure d'un écoulement au-dessus d'une canopée peut se diviser en deux zones : la couche externe et la couche interne. La couche interne est composée de la sous-couche de rugosité ainsi que de la région logarithmique alors que la couche externe peut se définir par une loi déficitaire s'éloignant du profil logarithmique dû à l'entraînement de la surface libre. Cependant, l'évolution de l'organisation de cette structure lorsque l'écoulement est confiné (par abaissement de la surface libre et/ou diminution de la profondeur de canopée) reste encore peu connue. KATUL et al., (2002) émettent l'hypothèse que pour de très faibles tirants d'eau, typiquement $h/k < 5$, la couche de mélange générée par le différentiel de vitesse entre l'écoulement dans la canopée et celui au-dessus domine la totalité de l'écoulement. Cependant, ROUZÈS et al., (2018) ont montré la persistance de la loi logarithmique jusqu'à de très faibles submersions de $h/k = 1.5$. Si l'on s'intéresse aux canopées profondes sans tenir compte de l'effet de la surface libre, de nombreuses études observent un comportement de sillage de l'écoulement moyen (NEPF, 1999 ; GHISALBERTI et NEPF, 2006 ; NEZU et SANJOU, 2008). Cependant, et comme mentionné dans la section 1, pour des canopées peu profondes, avec l'hypothèse d'une longueur de mélange et d'un coefficient de traînée constants, MACDONALD, (2000) établit l'équation 1.21. De plus, MACDONALD, (2000) valide cette approche avec des canopées constituées de cubes de différentes densités. Cependant, cette étude est basée sur l'utilisation de seulement 5 profils de vitesse à

l'arrière d'un alignement de cubes, ce qui entraîne une faible convergence spatiale, et rend donc cette validation fragile. Plus récemment, dans ses travaux de thèse, FLORENS, (2010) montre, en utilisant de la PIV sur une canopée de cube, que l'équation 1.21 ne donne qu'une compréhension approximative de l'écoulement moyen dans la canopée. Elle souligne de plus que l'équilibre entre la traînée de forme et le cisaillement turbulent utilisé dans le modèle de MACDONALD, (2000) est probablement une hypothèse trop forte. Néanmoins, ce profil de canopée exponentiel est toujours largement utilisé (BRITTER et HANNA, 2003; LEE et PARK, 2008; YANG et al., 2016) pour décrire des canopées urbaines. La représentation de la structure de ces écoulements reste donc aujourd'hui encore une question ouverte.

Dans ce chapitre, la structure 1D verticale discutée a été obtenue par la méthode de la double moyenne présentée au chapitre 2. Un exemple des champs simplement moyennés en temps pour différentes configuration est disponible en annexe (annexe A).

3.2 Sous-couche rugueuse

3.2.1 Dispersion spatiale

La sous-couche de rugosité présente une grande inhomogénéité spatiale qui résulte de la présence même des obstacles. MANES, POKRAJAC et MCEWAN, (2007) définissent la hauteur de cette sous-couche de rugosité z_{RS} comme l'altitude à laquelle les grandeurs turbulentes moyennes ne présentent plus de variation spatiale. Pour les écoulements turbulents à surface libre, POKRAJAC et al., (2007) et MANES, POKRAJAC et MCEWAN, (2007) tentent d'utiliser la variabilité spatiale de la vitesse moyenne \bar{u} afin d'estimer la hauteur z_{RS} . Pour cela, ils emploient la composante longitudinale de l'écart-type du tenseur dispersif $\sqrt{\langle \tilde{u}^2 \rangle}$. La hauteur de sous-couche de rugosité $z = z_{RS}$ est alors définie lorsque $\sqrt{\langle \tilde{u}^2 \rangle} = 5\% \langle \bar{u} \rangle$. Leurs résultats démontrent une dépendance de la sous-couche de rugosité avec l'immersion relative h/k dans l'intervalle $[1.8k, 2.4k]$. Cependant, la technique utilisée par POKRAJAC et al., (2007) et MANES, POKRAJAC et MCEWAN, (2007) conduit à ce que la variation spatiale tende vers l'erreur de convergence temporelle ϵ , et non vers 0, dans la couche externe. FLORENS, EIFF et MOULIN, (2013) résolvent ce problème en proposant une meilleure estimation de la dispersion spatiale définie comme $D_s(\langle \bar{u} \rangle) = \sqrt{\langle \tilde{u}^2 \rangle} - (1/2)\epsilon_{\bar{u}}$, où $\epsilon_{\bar{u}}$ est l'erreur de convergence temporelle avec un intervalle de confiance de 95%. Avec cette définition, FLORENS, EIFF et MOULIN, (2013) trouvent une hauteur plus faible que celle estimée par les études précédentes, typiquement $z_{RS} \sim 1.2k$, pour une canopée constituée de cubes périodiquement répartis et une immersion relative $h/k = 6.7$. Cette méthode peut être étendue à des grandeurs turbulentes θ autres que la vitesse longitudinale et se généralise sous la forme :

$$D_s(\bar{\theta}) = \sqrt{\langle \tilde{\theta}^2 \rangle} - \frac{1}{2}\epsilon_{\bar{\theta}}, \quad (3.1)$$

où l'erreur $\epsilon_{\bar{\theta}}$ est estimée à 95%.

D'après BENDAT et PIERSOL, (2000), l'erreur de convergence temporelle pour des grandeurs statistiques du premier ordre se définit comme :

$$\epsilon_{\bar{\theta}}^{\pm} = \frac{\sqrt{\theta'^2} t_{\eta/2}}{\sqrt{N}}. \quad (3.2)$$

On peut noter que dans notre cas, $N = 10000$ et qu'avec une erreur souhaitée de $\eta = 5\%$, le coefficient de Student vaut : $t_{\eta/2} \sim 2$ (1.96 exactement).

Pour les grandeurs statistiques d'ordre 2, l'erreur est définie comme :

$$\epsilon_{\bar{\theta}}^+ = \frac{(N-1)\overline{\theta'^2}}{\chi_{N-1;\eta/2}^2}; \quad \epsilon_{\bar{\theta}}^- = \frac{(N-1)\overline{\theta'^2}}{\chi_{N-1;-\eta/2}^2}. \quad (3.3)$$

N'ayant alors pas de définition pour les corrélations croisées FLORENS, (2010), s'appuyant sur l'ouvrage de BENDAT et PIERSOL, (2000), propose les relations suivantes :

$$\epsilon_{\overline{u'_i u'_j}}^+ = \frac{(N-1)\overline{u'_i u'_j}}{\chi_{N-1;\eta/2}^2}; \quad \epsilon_{\overline{u'_i u'_j}}^- = \frac{(N-1)\overline{u'_i u'_j}}{\chi_{N-1;-\eta/2}^2}. \quad (3.4)$$

Avec ces estimations de dispersion spatiale D_s où la convergence temporelle ϵ a été retranchée à la dispersion totale, FLORENS, EIFF et MOULIN, (2013) montrent que l'estimation de la hauteur de sous-couche de rugosité dépend de la grandeur turbulente utilisée lors du calcul de la dispersion spatiale D_s . Dans cette étude, les auteurs trouvent différentes valeurs de hauteur de sous-couche de rugosité dans l'intervalle $z_{RS}/k \in [1.10, 1.25]$ pour un même écoulement ($h/k = 6.7$). Dans cette thèse, la dispersion spatiale basée sur la vitesse longitudinale \bar{u} est principalement utilisée pour estimer la hauteur de sous-couche de rugosité z_{RS} avec le critère :

$$2D_s(\bar{u})(z = z_{RS}) = 5\% \langle \bar{u} \rangle \quad (3.5)$$

La figure 3.1 présente la dispersion spatiale pour une immersion relative modifiée $(h-k)/\ell = 3.1$ pour les trois profondeurs de canopée : $k/\ell = 1, 3$ et 6 . On observe que loin de l'obstacle, en prenant en compte la dispersion artificielle, la dispersion spatiale D_s est nulle. D_s commence à s'accroître à proximité du sommet de la canopée $(h-k)/\ell$ pour enfin devenir maximale à l'intérieur de cette dernière. Pour des profondeurs de canopée de $k/\ell = 3$ et 6 , les quantités $2D_s(\bar{u})/\langle \bar{u} \rangle$ ont un comportement similaire dans la canopée (i.e. $(z-k)/\ell \leq 0$). Pour $-1 \leq (z-k)/\ell \leq 0$, la dispersion spatiale croît avec la profondeur pour rapidement atteindre une valeur quasi constante jusqu'au fond du canal. On peut tout de même noter que la dispersion spatiale est plus forte pour $k/\ell = 6$ que $k/\ell = 3$. Pour les cubes ($k/\ell = 1$), la dispersion spatiale ne fait que croître avec la profondeur et atteint son maximum près de la paroi. Ainsi, la diminution de la profondeur de canopée k/ℓ a pour effet d'augmenter l'inhomogénéité spatiale au sein de la canopée, du fait des possibles interactions entre le sommet de la canopée et le fond du canal.

L'effet de l'immersion sur la dispersion spatiale $D_s(\bar{u})$ est illustré en figure 3.2. Sur la figure 3.2a, on peut voir que pour une canopée peu profonde, bien que l'immersion relative modifiée $(h-k)/\ell$ devienne vraiment très faible, la grandeur $2D_s(\bar{u})/\langle \bar{u} \rangle$ conserve globalement le même comportement dans la canopée.

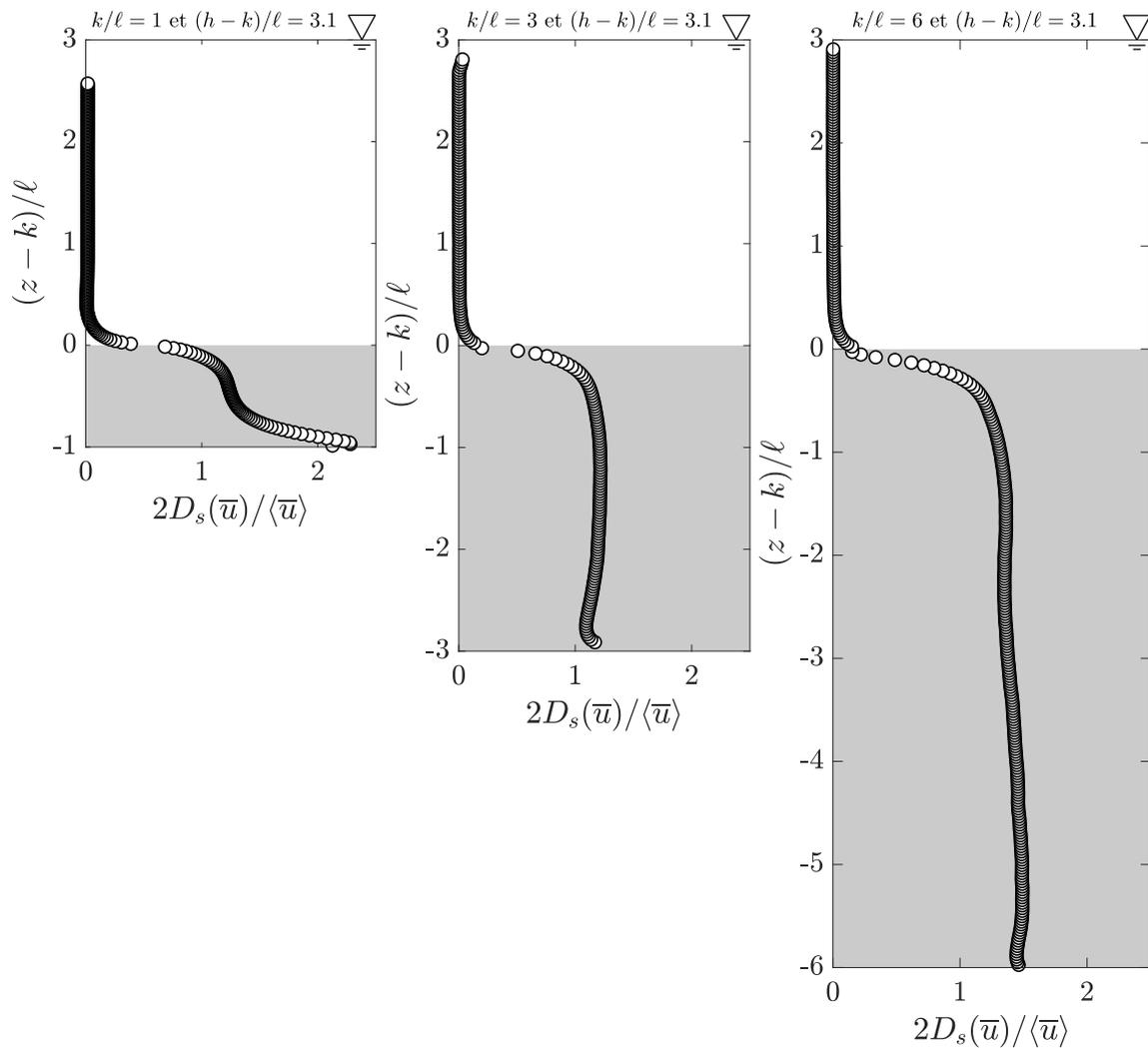


FIGURE 3.1 – Profils de dispersion spatiale adimensionnée $2D_s(\bar{u})/\langle\bar{u}\rangle$ pour une immersion relative modifiée $(h-k)/\ell = 3.1$ avec des profondeurs de canopée : a) $k/\ell = 1$, b) $k/\ell = 3$ et c) $k/\ell = 6$. Pour faciliter la visualisation, un zoom proche du sommet des prismes a été ajouté.

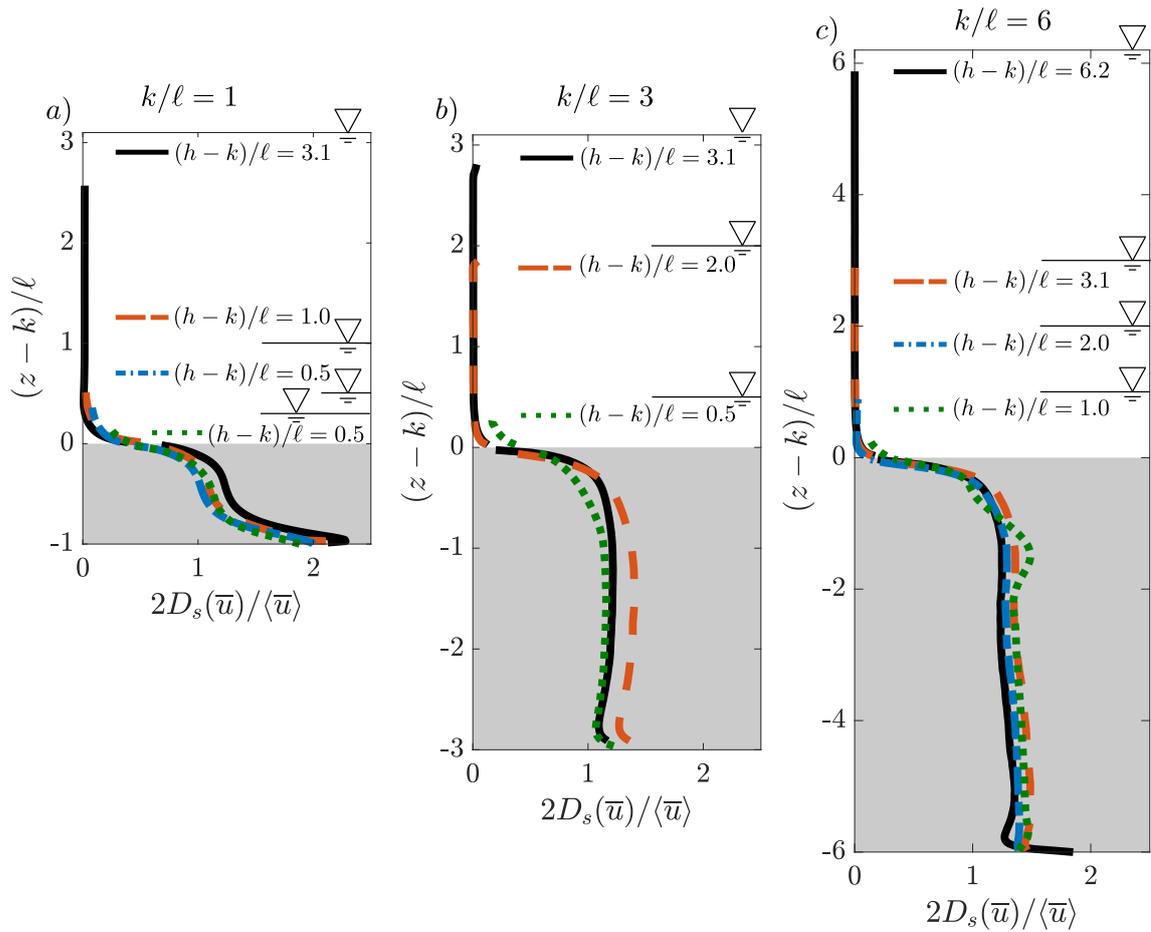


FIGURE 3.2 – Profils de dispersion spatiale adimensionnée $2D_s(\bar{u})/\langle\bar{u}\rangle$ pour des profondeurs de canopée : a) $k/\ell = 1$, b) $k/\ell = 3$ et c) $k/\ell = 6$ pour différentes immersions relatives modifiées $(h-k)/\ell$.

Pour des canopées plus allongées ($k/\ell = 3$ et 6), les figures 3.2b-c montrent que la dispersion spatiale garde un comportement global similaire quelle que soit l'immersion. Pour la configuration $k/\ell = 6$ et $(h - k)/\ell = 1$, on observe une déformation de la grandeur $2D_s(\bar{u})/\langle\bar{u}\rangle$ visible par un pic en $(z - k)/\ell = -1$. La diminution de l'immersion à l'intérieur de la canopée semble amplifier l'inhomogénéité spatiale de l'écoulement juste en dessous du sommet des prismes. Ce phénomène n'a été observé que pour une canopée allongée ($k/\ell = 6$).

3.2.2 Estimation de la hauteur de sous-couche de rugosité

La figure 3.3 illustre, pour toutes les configurations, l'estimation de z_{RS} , mesurée à partir du critère de l'équation 3.5 (table 3.1).

Pour les très faibles immersions, du fait de problèmes de réflexion sur la surface libre, certains points proches de la surface libre n'ont pas pu être mesurés. Pour estimer si le critère de l'équation 3.5 est atteint ou non, une extrapolation en loi de puissance a été utilisée à partir des 10 premiers points au-dessus des rugosités. Pour vérifier la pertinence de cette méthode, elle a été au préalable validée avec les cas n'ayant pas ce problème (figure 3.3a-b-e-f-h-i-j). Les résultats montrent qu'elle donne une très bonne estimation de $2D_s(\bar{u})/\langle\bar{u}\rangle$ (avec un critère $R^2 \sim 0.98$).

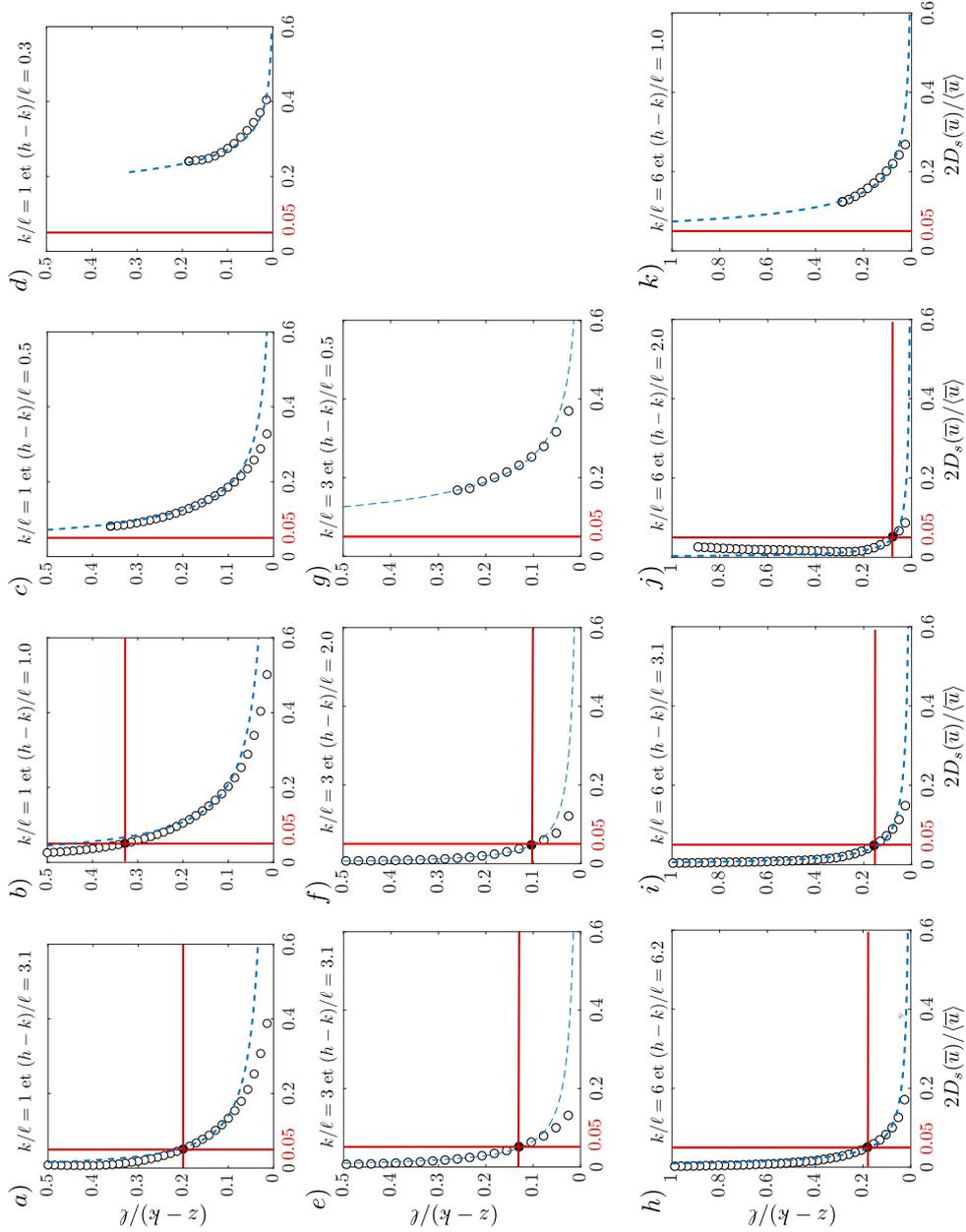


FIGURE 3.3 – Profils de dispersion spatial adimensionnée $2D_s(\bar{u})/\langle \bar{u} \rangle$ (pour $(h-k)/\ell \in [0, 1]$) pour des profondeurs de canopée et immersions. L'intersection des lignes rouges correspond à la hauteur de sous-couche de rugosité z_{RS} suivant le critère de l'équation 3.5.

k/ℓ	$(h-k)/\ell$	z_{RS}/h	$z_{RS_{4\%}}/h$	$z_{RS_{6\%}}/h$
-	-	-	-	-
1	3.1	0.30	0.31	0.30
1	1.0	0.66	0.68	0.65
1	0.5	1	1	1
1	0.3	1	1	1
3	3.1	0.52	0.53	0.51
3	2.0	0.62	0.63	0.62
3	0.5	1	1	1
6	6.2	0.51	0.51	0.51
6	3.1	0.68	0.69	0.68
6	2.0	0.76	0.76	0.76
6	1.0	1	1	1

TABLE 3.1 – Hauteur de rugosité z_{RS} pour les différentes configurations. Les valeurs $z_{RS_{4\%}}/h$ et $z_{RS_{6\%}}/h$ permettent d’avoir une idée de l’incertitude commise sur z_{RS} .

Afin d’avoir une idée de l’incertitude sur la hauteur z_{RS} , on utilise les hauteurs $z_{RS_{4\%}}$ et $z_{RS_{6\%}}$ obtenues avec les équations $2D_s(\bar{u})/\langle\bar{u}\rangle = 4\%$ et 6% . Toutes ces valeurs sont répertoriées dans la table 3.2.

Deux comportements bien distincts apparaissent dans l’évolution de la hauteur de sous-couche de rugosité z_{RS} avec l’immersion relative modifiée $(h-k)/\ell$ (tracée dans la figure 3.4).

Pour les très faibles immersions $(h-k)/\ell$, la sous-couche de rugosités z_{RS} se développe donc jusqu’à la surface libre. Cette tendance tend à indiquer que, pour ces configurations, les effets tridimensionnels générés par les rugosités dominent l’intégralité de l’écoulement. Cette évolution de la hauteur de sous-couche de rugosité z_{RS} dépend aussi de la profondeur de canopée k/ℓ . En effet, on observe que z_{RS} atteint la surface libre pour une immersion de $(h-k)/\ell = 0.5$ et une canopée peu profonde ($k/\ell = 1$), alors qu’il faut une immersion de $(h-k)/\ell = 1$ pour une canopée allongée ($k/\ell = 6$). Ces résultats sont en accord avec les données de ROUZÈS et al., (2018), où l’on retrouve une hauteur de sous-couche de rugosité z_{RS} égale à la hauteur d’eau h pour une canopée de cubes soumis à une immersion relative modifiée $(h-k)/\ell = 0.5$.

Pour les écoulements fortement immergés, z_{rs} ne dépend plus du tirant d’eau et semble directement relié aux paramètres géométriques de la canopée au travers de la relation : $z_{rs} \sim 0.15\ell + k$. Les données de FLORENS, EIFF et MOULIN, (2013) tendent à confirmer ce comportement pour une immersion relative $h/k = 6.7$ au-dessus d’une canopée de cubes alignés. Les données obtenues permettent d’observer ce comportement pour $(h-k)/\ell \in [3.1; 5.7]$ pour une canopée de cubes ($k/\ell = 1$) et $(h-k)/\ell \in [2.0; 6.2]$ pour une canopée allongée ($k/\ell = 6$).

Cette dépendance géométrique de z_{RS} a été observée seulement pour des canopées de prismes alignés et peut alors différer si on change la configuration ou la forme des éléments rugueux. En utilisant les mesures effectuées par ROUZÈS et al., (2018), on constate que pour une même immersion relative modifiée $(h-k)/\ell$ et une canopée avec un rapport d’aspect identique ($k/\ell = 1$), on ne retrouve pas exactement

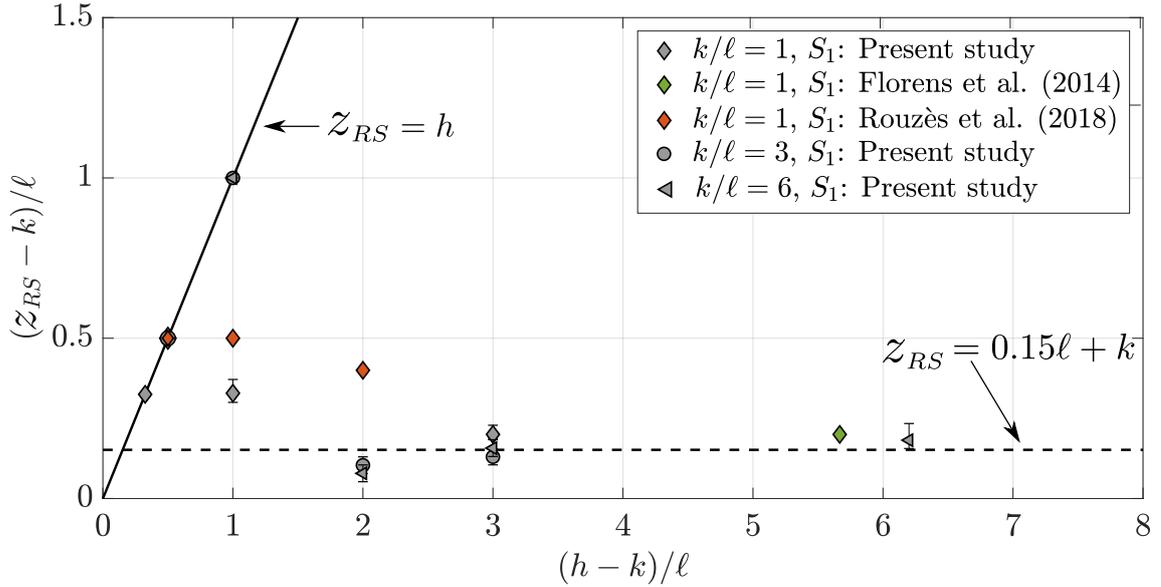


FIGURE 3.4 – Évolution de la hauteur de sous-couche de rugosité z_{RS} en fonction de l'immersion relative modifiée $(h - k)/\ell$.

la même hauteur de sous-couche de rugosité z_{RS} .

3.3 Structure du profil de vitesse longitudinale $\langle \bar{u} \rangle$

3.3.1 Paramètres de la loi logarithmique (u_*, d, k_s)

La modélisation logarithmique de la vitesse des écoulements sur fonds rugueux a été introduite dans la section 1 au travers de l'équation 1.12 qui nécessite la connaissance du triplet de paramètres (u_*, k_s, d) . Mais les méthodes permettant d'arriver à l'estimation de ce triplet pour des macro-rugosités diffèrent selon les communautés. Par exemple, la vitesse de frottement u_* peut être calculée soit par une estimation directe (maximum du tenseur total ou tenseur total en $z = k$), soit par une estimation indirecte laissant u_* comme un paramètre libre (CHENG et al., 2007). Dans le cadre de ce travail, la vitesse de frottement u_* a été estimée en utilisant la définition de FLORENS, EIFF et MOULIN, (2013) et ROUZÈS et al., (2018) $u_* = \sqrt{\tau_{xz}/\rho}|_k$. De plus, et de la même manière que dans ces derniers travaux, les paramètres d et k_s ont été laissés libres.

La figure 3.5 présente le profil doublement moyenné de vitesse longitudinale $\langle \bar{u} \rangle$ pour des canopées de plus en plus profondes ($k/\ell = 1, 3$ et 6), pour une même immersion relative modifiée $(h - k)/\ell = 3.1$. On remarque que l'augmentation du rapport d'aspect k/ℓ tend à augmenter la zone où la vitesse peut être modélisée par une loi logarithmique (où z_m et z_M sont respectivement le début et la fin de cette région). De plus, la diminution du paramètre de Coles Π avec l'augmentation de la profondeur de canopée k/ℓ souligne le fait que la forme du profil tend de plus en plus vers une loi logarithmique quasi parfaite pour les canopées allongées. La table 3.2 regroupe tous les paramètres de la loi logarithmique pour chaque configuration.

La figure 3.6 décrit l'effet de l'immersion pour différentes profondeurs de canopées ($k/\ell = 1, 3$ et 6). Pour toutes les canopées, on observe que la diminution du

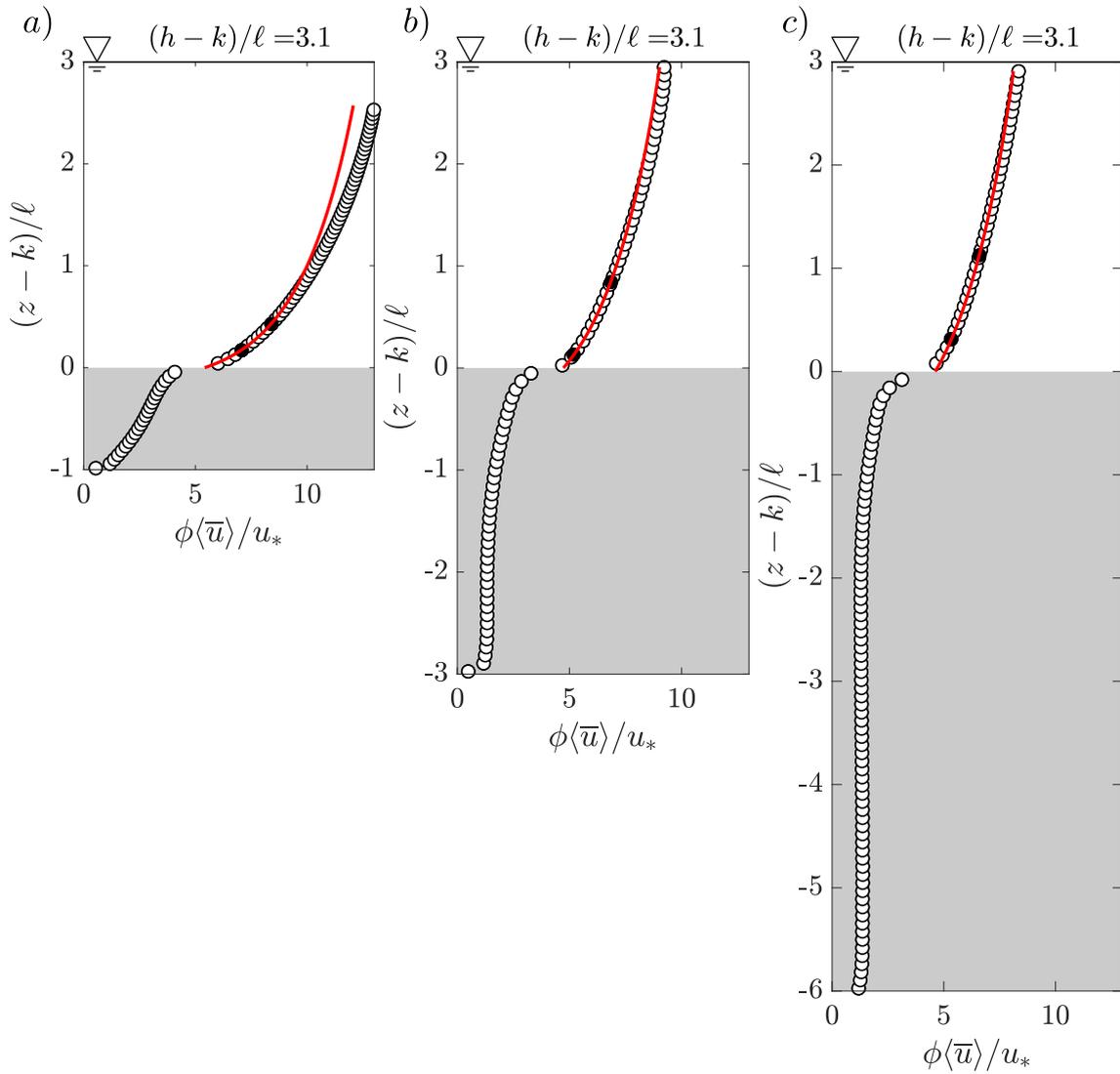


FIGURE 3.5 – Profils de vitesse longitudinale doublement moyennée $\langle\bar{u}\rangle/u_*$ pour différents rapports d’aspect de canopée ($k/\ell = 1, 3$ et 6) et pour une immersion relative modifiée $(h-k)/\ell = 3.1$. Les courbes rouges correspondent au profil logarithmique parfait basé sur l’équation 1.12, les points noirs correspondent aux bornes de validité de la loi logarithmique (basé sur les travaux de FLORENS, (2010) et FLORENS, EIFF et MOULIN, (2013)). Pour faciliter la visualisation seul un point sur deux est affiché.

k/ℓ	$(h-k)/\ell$	u_* m s ⁻¹	d/ℓ	k_s^+	Π	z_m^*	z_M^*	z_{RS}^*
-	-		-	-	-	-	-	-
1	3.1	0.059	0.82	1512	0.205	0.55	0.96	0.60
1	1.0	0.032	0.85	364	0.098	0.67	1.37	1.67
1	0.5	0.021	0.84	97	0.012	1.51	3.37	5.70
1	0.3	0.016	0.81	48	0.000	2.57	-	6.55
3	3.1	0.043	2.39	2678	0.057	0.26	0.51	0.26
3	2.0	0.033	2.46	1009	0.023	0.44	0.85	0.42
3	0.5	0.012	2.71	71	0.000	1.10	-	2.74
6	6.2	0.060	4.83	10254	0.168	0.16	0.27	0.15
6	3.1	0.047	5.09	4150	0.031	0.27	0.46	0.24
6	2.0	0.035	5.38	1478	0.000	0.36	-	0.32
6	1.0	0.017	5.39	92	0.000	2.5	-	6.10

TABLE 3.2 – Paramètres liés aux profils de vitesse longitudinale doublement moyennés $\langle \bar{u} \rangle$ pour différents rapports d’aspect de canopée k/ℓ et différentes immersions relatives modifiées $(h-k)/\ell$. u_* est la vitesse de frottement estimée en utilisant le tenseur total ($u_* = \sqrt{\tau_{xz}/\rho|k}$). d/ℓ et $k_s^+ = k_s u_*/\nu$ sont les paramètres adimensionnés de la loi logarithmique dont les bornes de validité (z_m et z_M) sont données sous leur forme adimensionnelle $z_m^* = (z_m - d)/k_s$ et $z_M^* = (z_M - d)/k_s$. Pour finir, $z_{RS}^* = (z_{RS} - d)/k_s$ est la sous-couche de rugosité adimensionnée.

tirant d’eau à pour effet de rapprocher le profil réel de vitesse de la modélisation logarithmique. Cet effet se voit aussi sur le paramètre de Coles Π qui diminue avec l’immersion relative modifiée $(h-k)/\ell$ (table 3.2). Pour les régimes très faiblement immergés, certains points proches de la surface libre ne sont pas accessibles (figure 3.6 (c)-(d)-(g)-(h)). Cependant pour ces configurations, la loi logarithmique est toujours valable jusqu’au dernier point de mesure disponible. La borne supérieure de validité de la loi logarithmique z_M n’a donc pas pu être déterminée. Ce profil de vitesse $\langle \bar{u} \rangle$ a été alors extrapolé jusqu’à la surface libre dans la figure 3.6.

De manière similaire aux écoulements turbulents sur paroi lisse, on peut réécrire la loi logarithmique sous forme de variables internes sous la forme :

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(z^*) + C_r, \quad (3.6)$$

avec $u^+ = u/u_*$ et $z^* = (z-d)/k_s$. Avec cette réécriture, les limites de la loi logarithmique peuvent être écrites sous la forme : $z_m^* = (z_m - d)/k_s$ et $z_M^* = (z_M - d)/k_s$.

La figure 3.7 présente l’évolution de z_M^* et z_m^* , pour différentes profondeurs de canopée, en fonction de l’immersion relative. Nos données sont confrontées aux travaux de FLORENS, EIFF et MOULIN, (2013) et ROUZÈS et al., (2018) qui utilisent une canopée de cubes ($k/\ell = 1$) en configuration alignée (S_1). Aussi bien pour la borne supérieure z_M^* (figure 3.7a) que pour la borne inférieure z_m^* (figure 3.7b), une corrélation avec l’immersion relative modifiée $(h-k)/\ell$ peut être observée. On peut ainsi déduire empiriquement que, pour une canopée de prismes alignés, la couche

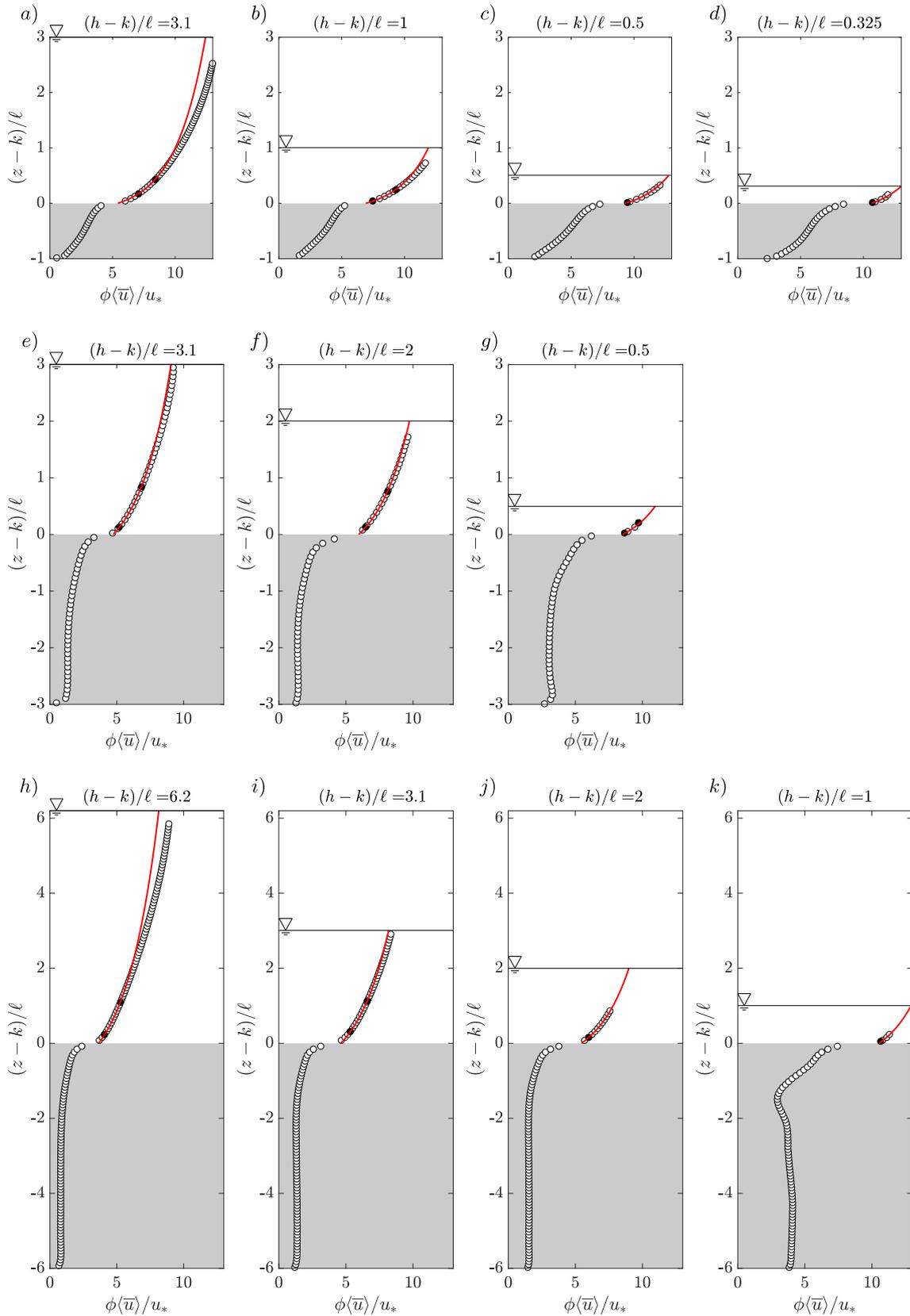


FIGURE 3.6 – Profils de vitesse longitudinale doublement moyennée $\langle \bar{u} \rangle / u_*$ pour différentes immersions $(h - k) / \ell$ et profondeur de canopée ($k / \ell = 1, 3$ et 6). Les courbes rouges correspondent au profil logarithmique de l'équation 1.12. Les points noirs correspondent aux bornes de validité de la loi logarithmique. Pour faciliter la visualisation seul un point sur deux est affiché.

logarithmique se situe dans la région :

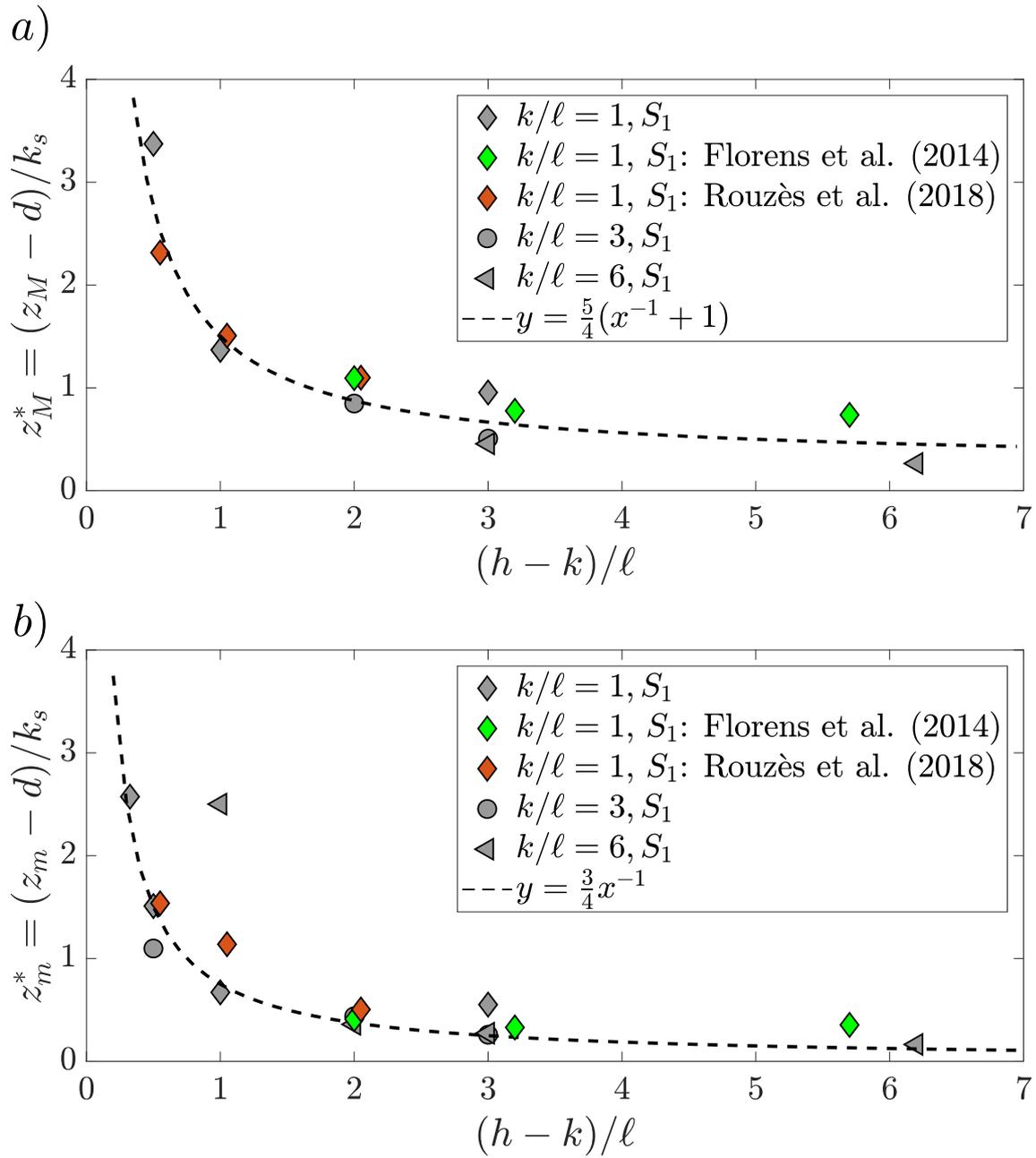
$$\frac{3}{4} \left(\frac{h-k}{\ell} \right)^{-1} < z^* < \frac{1}{4} \left[5 \left(\frac{h-k}{\ell} \right)^{-1} + 1 \right]. \quad (3.7)$$

Cependant, on remarque que le régime $(h-k)/\ell = 1.0$ et $k/\ell = 1$ ne suit pas cette tendance. Sur la figure 3.6(k), on observe que la diminution de l'immersion a un effet atypique sur le profil de vitesse. La déformation de ce profil de vitesse montre que l'effet de la profondeur de canopée joue aussi un rôle important sur la paramétrisation de la loi logarithmique.

Dans une approche classique, pour une canopée allongée fortement immergée, la couche interne de l'écoulement est constituée de la région logarithmique ainsi que de la sous-couche de rugosité. Les travaux de FLORENS, EIFF et MOULIN, (2013) et ROUZÈS et al., (2018) montrent que cette vision, défendue entre autre par JIMÉNEZ, (2004), n'est plus valide pour des canopées peu profondes ($k/\ell = 1$) et faiblement immergées ($h/k \leq 6.7$). Pour éclaircir le comportement de ces régions, la figure 3.7 compare le positionnement du début de la zone logarithmique adimensionnée z_m^* par rapport à la hauteur de sous-couche de rugosité adimensionnée ($z_{RS}^* = (z_{RS} - d)/k_s$) pour chaque configuration. Pour une canopée peu profonde ($k/\ell = 1$), les résultats obtenus sont en accord avec les observations de FLORENS, EIFF et MOULIN, (2013) et ROUZÈS et al., (2018). En effet, quelle que soit l'immersion, la région logarithmique démarre à l'intérieur de la sous-couche de rugosité ($z_{RS}^* - z_m^* > 0$). On remarque tout de même que l'augmentation de l'immersion tend à séparer la loi logarithmique de la sous-couche de rugosité. Pour les fortes immersions ($(h-k)/\ell > 10$), on peut donc s'attendre à une séparation des couches. Pour des canopées plus allongées ($k/\ell = 3$ et 6), deux comportements sont observés, montrant ainsi l'influence de la profondeur de canopée sur la structure de l'écoulement. Dans le cas d'immersions relatives modifiées $(h-z)/\ell \geq 2$, la quantité $(z_{RS}^* - z_m^*)$ est quasi nulle, ce qui indique que la fin de la sous-couche de rugosité correspond au début de la région logarithmique, ce qui se rapproche ainsi de la vision de JIMÉNEZ, (2004). Cependant, pour les écoulements très faiblement immergés ($(h-z)/\ell \leq 2$), on observe la naissance de la loi logarithmique au sein de la sous-couche de rugosité ($z_{RS}^* - z_m^* > 0$). Dans ce cas, la vision de JIMÉNEZ, (2004) n'est plus valide car la couche logarithmique persiste malgré le confinement extrême par la surface libre.

3.3.2 Rugosité hydraulique k_s et hauteur de déplacement d

La figure 3.9 présente différentes visualisations de l'évolution de k_s en fonction de l'immersion. Afin d'augmenter notre gamme d'immersion, des résultats d'études de canopées prismatiques prises dans la littérature ont été ajoutés aux résultats de cette étude. Des données provenant notamment du domaine de l'aérodynamique (CHENG et al., 2007; REYNOLDS et CASTRO, 2008; BLACKMAN et al., 2017) décrivant le cas de très fortes immersions ont été utilisées. Dans ce cas, la hauteur h a été remplacée par la hauteur de la couche limite turbulente δ . Des configurations de canopée différentes, comme par exemple des configurations alignées (S'_1) (CHENG et al., 2007) ou encore en quinconces (S_2) (FLORENS, EIFF et MOULIN, 2013), ont aussi été prises en compte pour augmenter la diversité de notre étude.

FIGURE 3.7 – Évolution des variables internes : a) z_M^* et b) z_m^* .

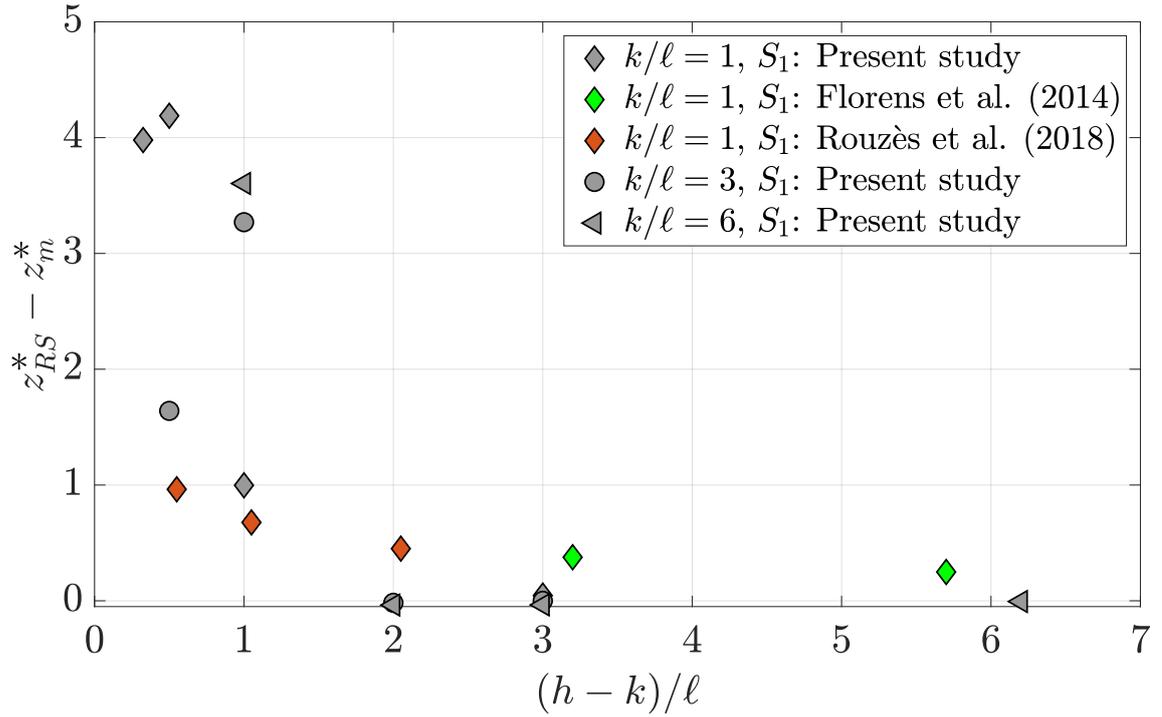


FIGURE 3.8 – Évolution de la quantité $(z_{RS}^* - z_m^*)$ en fonction de l'immersion relative modifiée $(h-k)/\ell$.

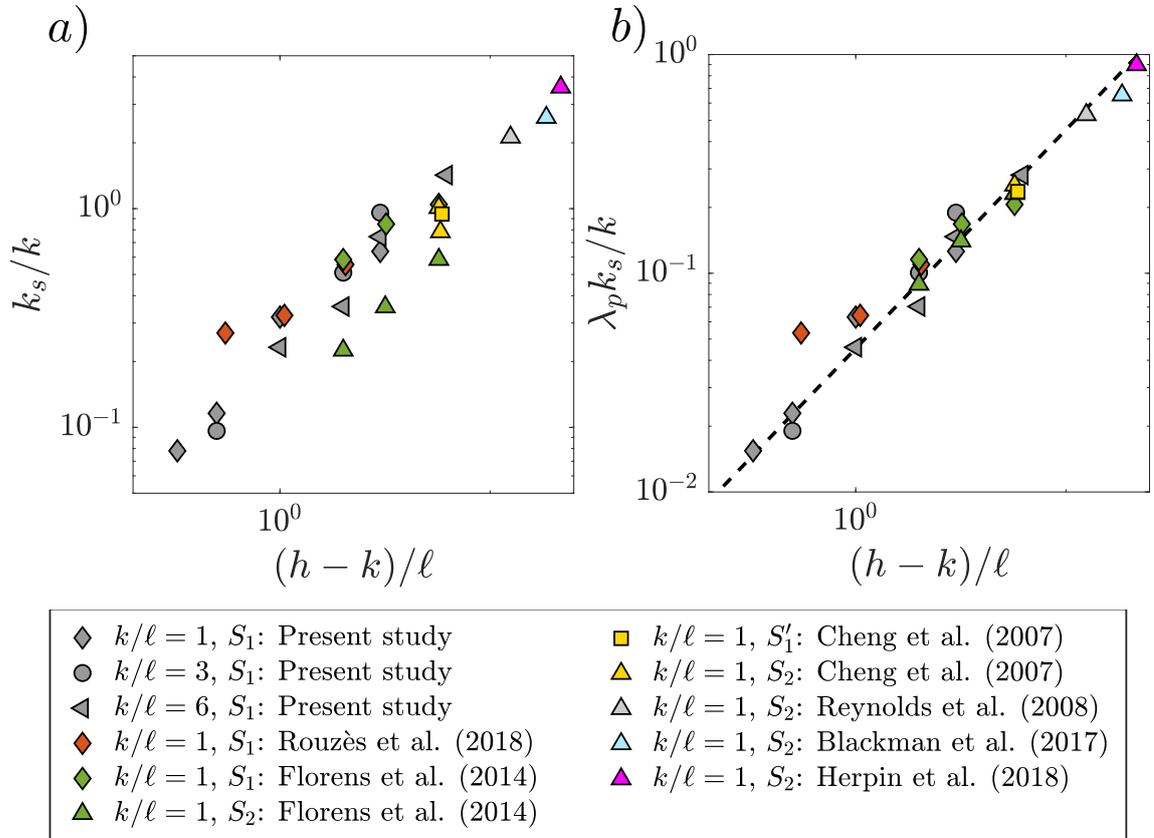


FIGURE 3.9 – Différentes représentations de l'évolution de la rugosité hydraulique normalisée k_s en fonction des immersions relatives a) $(h-k)/\ell$ ou b) h/k . Le trait discontinu correspond à l'équation 3.8.

La figure 3.9a montre une augmentation globale de k_s avec l'immersion $(h - k)/\ell$. Mais cette augmentation semble aussi dépendre d'autres paramètres comme la profondeur de canopée (k/ℓ) ou la disposition des prismes. La figure 3.9b montre que, pour des canopées de prismes, un comportement universel émerge si on prend en compte la densité planaire de la canopée $\lambda_p = \ell^2/L^2$. En effet, on observe une évolution linéaire de $\lambda_p k_s/k$ avec l'immersion relative modifiée $(h - k)/\ell$, permettant d'écrire :

$$\frac{k_s}{k} = \frac{0.04}{\lambda_p} \frac{(h - k)}{\ell}, \quad (3.8)$$

Ce comportement de k_s est observable pour une très large gamme d'immersion $(h - k)/\ell \in [0.3, 25]$. Il montre un effet direct de la surface libre sur la loi logarithmique pour des régimes qui sont habituellement supposés indépendants de la hauteur de la couche limite (typiquement $(h - k)/\ell \geq 10$). Seules les études utilisant des estimations de k_s et d similaires aux nôtres ont été utilisées. Les lois empiriques établies par GRIMMOND et OKE, (1999) et BRITTER et HANNA, (2003), se basant sur des définitions différentes, n'ont donc pas été prises en compte dans cette étude.

Les figures 3.10a-b montrent que, contrairement à k_s , la hauteur de déplacement d diminue globalement lorsque l'immersion $(h - k)/\ell$ augmente. Cependant, la détermination d'une loi unique de la hauteur de déplacement d semble plus compliquée que pour k_s (figure 3.10). On peut tout de même noter que si on enlève les données S_2 de (FLORENS, EIFF et MOULIN, 2013) et les deux points de (CHENG et al., 2007), $\lambda_p(d/k)$ semble ne pas varier avec $(h - k)/\ell$ ($\lambda_p(d/k) \sim 0.16$). Mais pour le moment, aucune raison valable ne permet d'écarter ces points.

3.3.3 Couche de mélange

De nombreuses études montrent l'existence d'une couche de mélange générée par le différentiel de vitesse entre l'écoulement libre, au-dessus de la canopée, et celui évoluant à l'intérieur de cette dernière (NEPF, 1999; NEZU et SANJOU, 2008). Comme vu dans l'introduction (chapitre 1), ce type d'écoulement est caractérisé par un point d'inflexion du profil de vitesse. Ce point d'inflexion est visible sur les profils de vitesses mesurés au sommet de la canopée ($(z - k)/\ell \sim 0$) (figures 3.5, 3.6). KATUL et al., (2002) proposent de décrire le profil de vitesse de cette couche de mélange sous la forme classique d'une tangente hyperbolique :

$$\frac{\langle \bar{u} \rangle}{u_k} = 1 + \tanh\left(\frac{z - k}{L_s}\right), \quad (3.9)$$

où L_s est la taille caractéristique des tourbillons de Kelvin-Helmholtz.

Les auteurs supposent que la taille caractéristique L_s dépend de la taille des obstacles, et donc que $L_s = \gamma k$. Le paramètre γ peut être estimé en ajustant un profil tangente hyperbolique autour du point d'inflexion situé en $(z - k)/\ell = 0$ sur les profils de vitesse longitudinale $\langle \bar{u} \rangle$. Afin de déterminer l'intervalle de validité, la couche de mélange a été choisie de manière à ce que la valeur de γ choisie donne une erreur relative entre les profils théorique et expérimental de vitesse de 5% sur le plus grand intervalle possible. On note Δz_{mix} l'épaisseur de la couche de mélange définie comme :

$$\Delta z_{mix} = z_{mix2} - z_{mix1}, \quad (3.10)$$

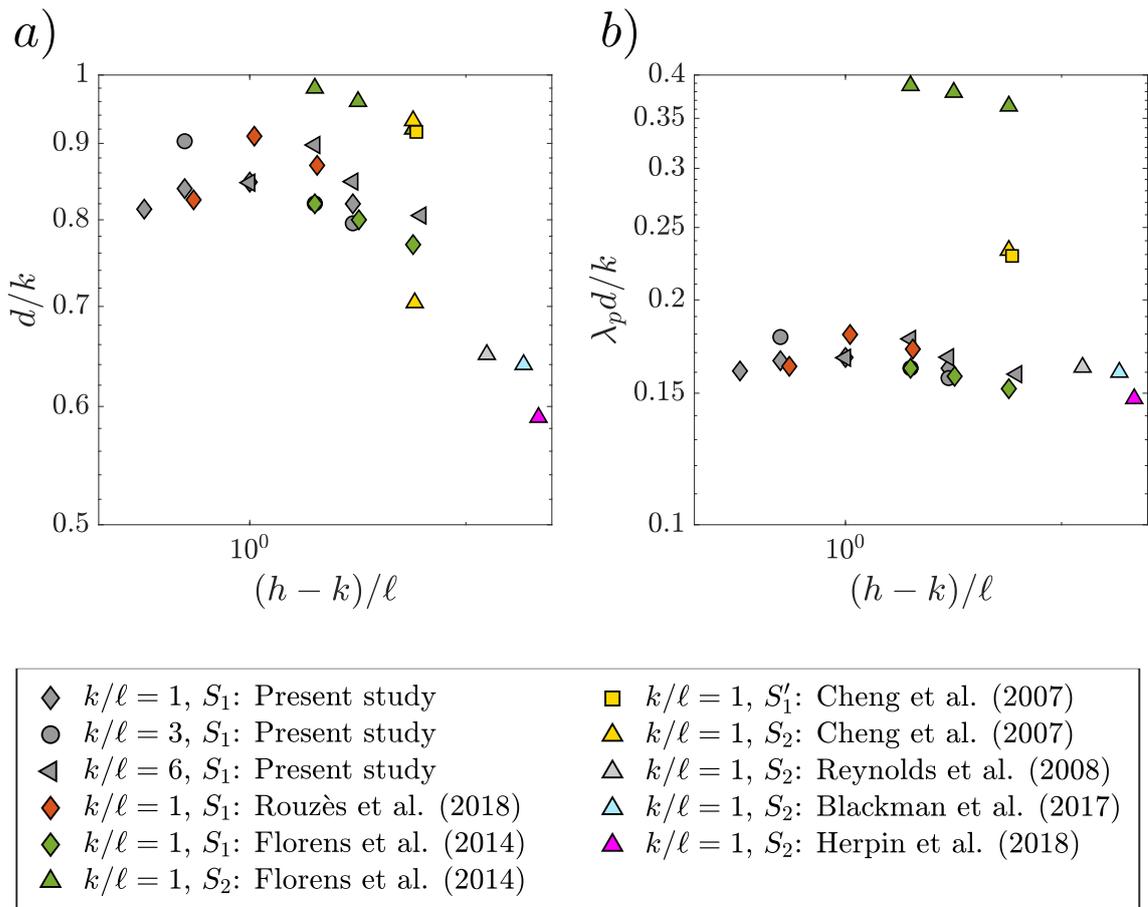


FIGURE 3.10 – Différentes représentations de l'évolution de la hauteur de déplacement d en fonction de l'immersion relative modifiée $(h - k)/\ell$.

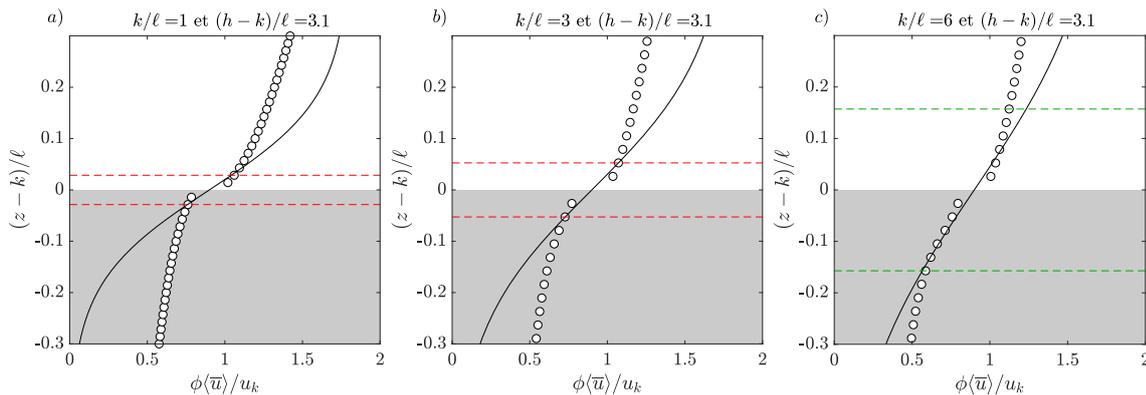


FIGURE 3.11 – Zoom sur le profil de vitesse pour trois profondeurs de canopée avec une immersion relative modifiée $(h - k)/\ell = 3.1$. La ligne noire représente la modélisation de l'équation 3.9. Les lignes discontinues représentent les limites de la couche de mélange z_{mix1} et z_{mix2} .

où z_{mix1} et z_{mix2} sont respectivement les bornes inférieure et supérieure de la couche de mélange.

La figure 3.11 confronte le modèle de couche de mélange de l'équation 3.9 au profil de vitesse doublement moyenné $\langle \bar{u} \rangle$ pour différentes profondeurs de canopée et une immersion relative modifiée constante $(h - k)/\ell = 3.1$. Les figures 3.11a-b montre que pour des profondeurs de canopée $k/\ell = 1$ et 3, le modèle en tangente hyperbolique s'applique seulement sur 4 points. Cette faible zone de validité du modèle met en cause la pertinence d'une hypothèse de couche de mélange classique dans ces configurations. Cependant, pour une canopée allongée $k/\ell = 6$ (figure 3.11c) la zone de validité du modèle en tangente hyperbolique est plus importante (12 points) et semble retranscrire correctement la transition entre l'écoulement de canopée (i.e $(h - k)/\ell < 0$) et l'écoulement libre (i.e $(h - k)/\ell > 0$).

La figure 3.12 montre l'effet de l'immersion sur cette modélisation pour les trois profondeurs de canopée. Encore une fois, pour les profondeurs de canopée $k/\ell = 1$ et 3, quelle que soit l'immersion, le modèle en tangente hyperbolique ne semble pas correctement décrire la transition entre l'écoulement de canopée (i.e $(h - k)/\ell < 0$) et l'écoulement libre (i.e $(h - k)/\ell > 0$) (figures 3.12a-b-c-d-e-f-g).

Pour une canopée profonde ($k/\ell = 6$), le profil tangente hyperbolique ne semble être une modélisation correcte de l'écoulement que pour des immersions $(h - k)/\ell \geq 3.1$ (figures 3.12h-i). De plus, pour ces deux configurations, la fin de validité de la couche de mélange concorde avec la hauteur de sous-couche de rugosité, i.e. $z_{mix2} \approx z_{RS}$ (tables 3.2 et 3.3). Ce résultat ($z_{RS} \approx z_{mix2}$) montre que pour ces écoulements ($k/\ell = 6$ et $(h - k)/\ell \geq 3.1$), la couche de mélange représente le mécanisme central de la sous-couche de rugosité. Cependant, pour des immersions plus faible ($(h - k)/\ell = 2.0$ et 1.0, figures 3.12j-k), le comportement en tangente hyperbolique de la vitesse disparaît et la hauteur de sous-couche de rugosité n'est donc plus corrélée à z_{mix2} . La disparition du profil tangente hyperbolique, pour les faibles immersions, indique que la diminution du tirant d'eau a pour effet de complexifier les mécanismes mis en jeu dans ces écoulements de canopées.

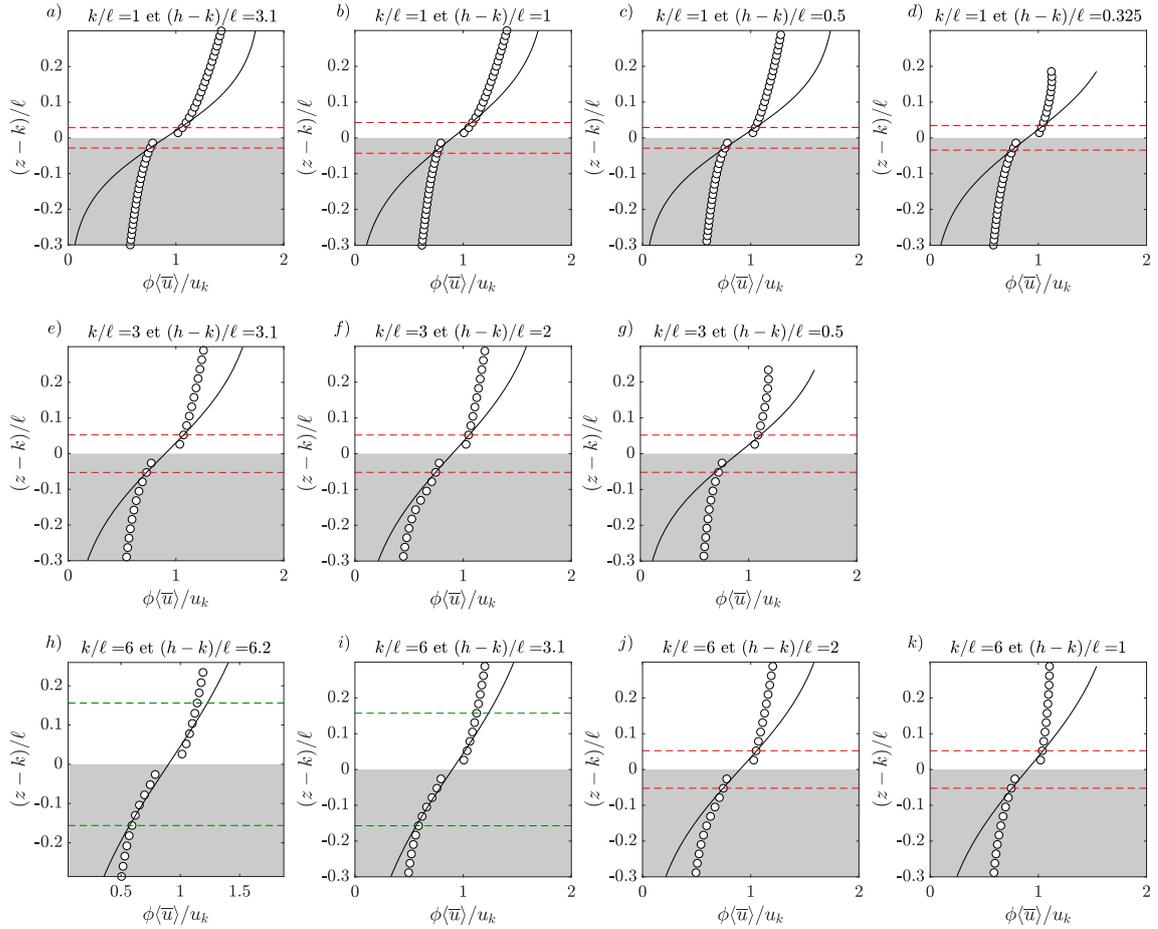


FIGURE 3.12 – Zoom sur le profil de vitesse pour trois profondeurs de canopée et différentes immersions relatives. La ligne noire représente la modélisation par une tangente hyperbolique donnée par l'équation 3.9. Les lignes discontinues représentent les bornes de validité de cette modélisation par une couche de mélange, notées z_{mix1} et z_{mix2} dans le texte.

La modélisation de l'écoulement par l'équation 3.9 semble donc seulement s'appliquer aux canopées profondes fortement immergées. L'hypothèse de KATUL et al., (2002) d'un profil de couche de mélange qui dominerait l'écoulement pour des lits rugueux faiblement immergés semble donc à exclure et ceci, particulièrement pour des rugosités de faibles rapports d'aspect ($k/l \leq 3$).

La table 3.3 regroupe les paramètres trouvés pour la modélisation par une tangente hyperbolique (équation 3.9) pour les différentes configurations étudiées.

k/ℓ	$(h-k)/\ell$	N_p	γ	z_{mix1}/ℓ	z_{mix2}/ℓ	$\Delta z_{mix}/\ell$
-	-	-	-	-	-	-
1	3.1	4	0.18	-	-	-
1	1.0	4	0.22	-	-	-
1	0.5	4	0.18	-	-	-
1	0.3	4	0.21	-	-	-
3	3.1	4	0.09	-	-	-
3	2.0	4	0.10	-	-	-
3	0.5	4	0.07	-	-	-
6	6.2	12	0.07	5.80	6.16	0.3
6	3.1	12	0.07	5.80	6.16	0.3
6	2.0	4	0.05	-	-	-
6	1.0	4	0.05	-	-	-

TABLE 3.3 – Paramètres de la modélisation tangente hyperbolique par l'équation 3.9. N_p représente le nombre de points pour lequel cette modélisation donne une erreur relative entre les profils théorique et expérimental de vitesse de 5% sur le plus grand intervalle possible. γ est le paramètre d'ajustement de l'équation 3.9 et Δz_{mix} est l'épaisseur de la couche de mélange dont les bornes inférieure et supérieure sont z_{mix1} et z_{mix2} . À noter que pour la plupart des configurations z_{mix1} et z_{mix2} ne peuvent pas être estimées correctement par manque de points et ne sont donc pas reportées dans ce tableau.

3.3.4 Zone de Sillage

Si on revient à la figure 3.5 on peut voir, pour une immersion relative modifiée $(h-k)/\ell = 3.1$, l'apparition d'une zone de vitesse $\langle \bar{u} \rangle$ constante dans la canopée avec l'augmentation de la profondeur de canopée k/ℓ . Cette zone de vitesse constante, étudiée entre autres par NEPF, (1999) et GHISALBERTI et NEPF, (2006), est caractéristique d'une zone de sillage. Du fait de son faible rapport d'aspect, cette zone n'est pas présente dans le cas d'une canopée peu profonde ($k/\ell = 1$).

La figure 3.13 présente le profil de vitesse longitudinale doublement moyennée pour des profondeurs de canopée $k/\ell = 3$ et 6 et différentes immersions. Globalement, la diminution de l'immersion tend à augmenter la région où la vitesse est constante. On définit la hauteur de sillage h_S comme la hauteur où la vitesse $\langle \bar{u} \rangle$ dévie de plus de 5% de la vitesse constante, notée u_S . La figure 3.14(a) montre que la hauteur de sillage h_S semble dans un premier temps augmenter linéairement avec la diminution de la hauteur d'eau h .

On peut noter que pour la configuration $k/\ell = 6$ et $(h-k)/\ell = 1$ la très faible immersion a pour effet de déformer totalement le profil de vitesse doublement moyennée dans la canopée et ainsi réduire le sillage. Pour ce régime très particuliers, on a même une vitesse inférieure à u_S juste en dessous du sommet des rugosités (voir figure 3.14b). Il y a donc un second effet qui apparaît pour les très faibles immersions et qui tend à détruire le sillage. Ce phénomène n'étant pas visible pour la configuration $k/\ell = 3$ et $(h-k)/\ell = 0.5$, on peut supposer que cet effet dépend aussi fortement de la profondeur de canopée k/ℓ . Pour finir, la figure 3.14b suggère une corrélation entre la vitesse de sillage u_S , adimensionnée par la vitesse de frottement

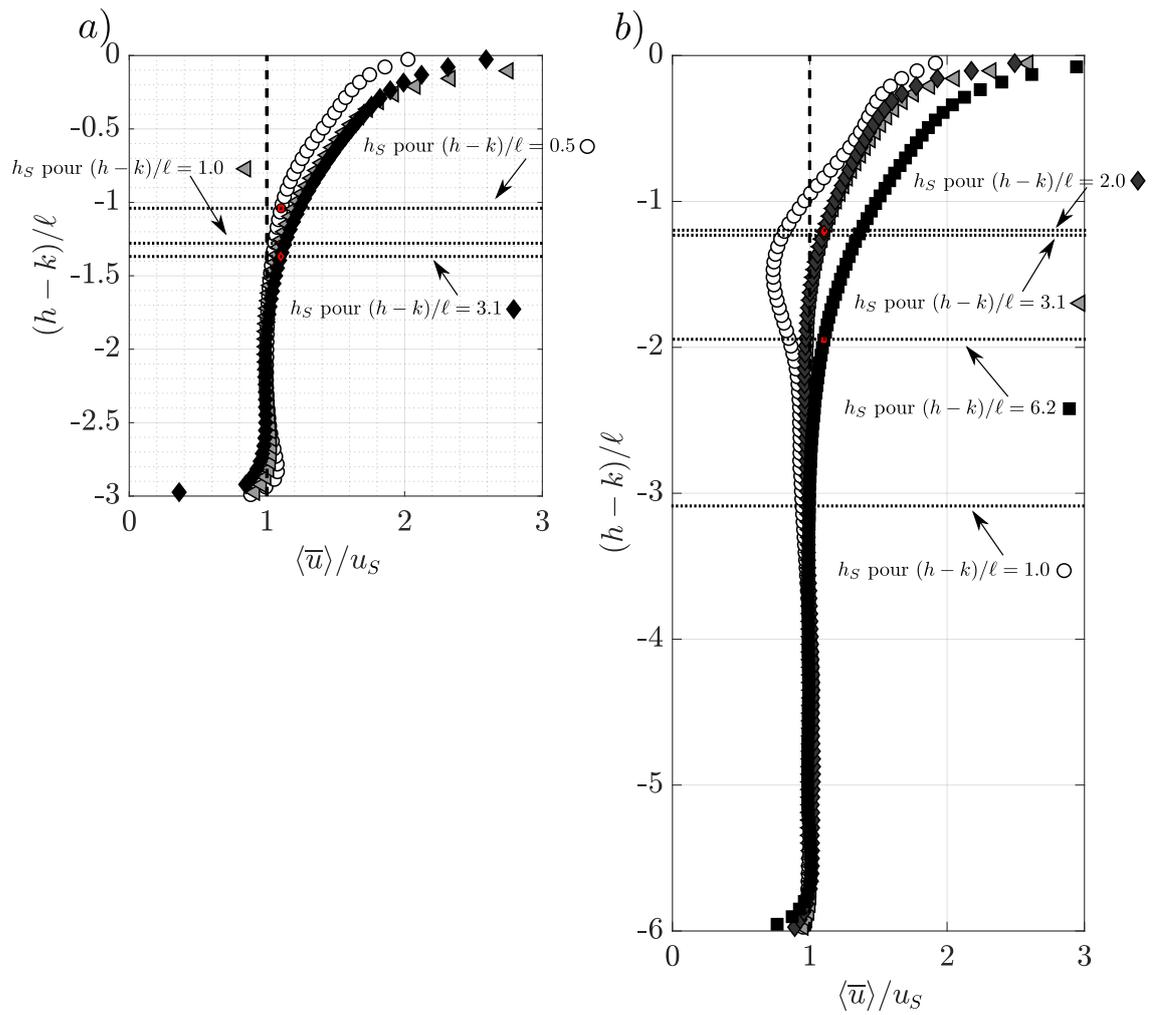


FIGURE 3.13 – Profils de vitesse doublement moyennée dans la canopée pour une profondeur de canopée : a) $k/\ell = 3$ et b) $k/\ell = 6$.

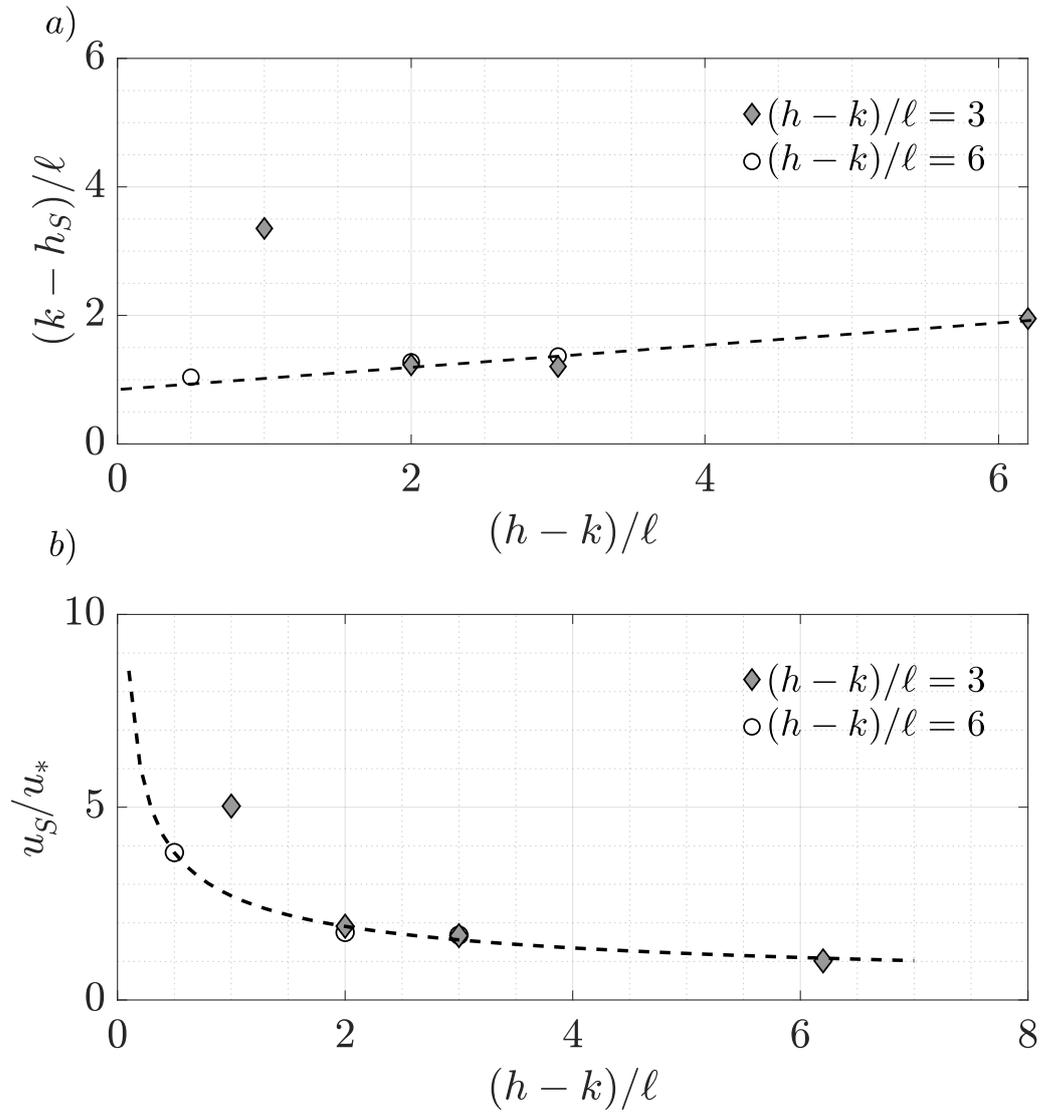


FIGURE 3.14 – a) Évolution de la hauteur de sillage h_S en fonction de l’immersion relative modifiée $(h-k)/\ell$ pour des rapports d’aspect $k/\ell = 3$ et 6. b) Évolution de u_S/u_* en fonction de l’immersion relative modifiée $(h-k)/\ell$.

k/ℓ	$(h-k)/\ell$	h_S/ℓ	u_S/u_*
-	-	-	-
3	3.1	1.63	1.68
3	2.0	1.72	1.75
3	0.5	1.96	3.80
6	6.2	4.05	1.01
6	3.1	4.79	1.67
6	2.0	4.77	1.91
6	1.0	2.65	5.02

TABLE 3.4 – Paramètres liés au sillage. h_S représente la hauteur du sillage et u_S la vitesse constante du sillage.

u_* , et l'immersion relative.

Les grandeurs liées au sillage utilisées dans cette étude sont synthétisées dans la table 3.4.

3.4 Quantités du second ordre

3.4.1 Structure des écart-types de vitesses

Pour des écoulements en canaux non confinés, les auteurs de NEZU et NAKAGAWA, (1993) utilisent un modèle semi-empirique pour les écart-types de vitesse en se basant sur un modèle de turbulence $k - \epsilon$:

$$\frac{\sqrt{\langle u'^2 \rangle}}{u_*} = 2.30 \exp\left(-\frac{z-d}{h-d}\right); \quad \frac{\sqrt{\langle w'^2 \rangle}}{u_*} = 1.27 \exp\left(-\frac{z-d}{h-d}\right). \quad (3.11)$$

La figure 3.15 décrit les profils d'écart-type de vitesse doublement moyennée $\sqrt{\phi \langle u'^2 \rangle}$ et $\sqrt{\phi \langle w'^2 \rangle}$ pour trois profondeurs de canopée ($k/\ell = 1, 3$ et 6) et une immersion relative modifiée constante $(h-k)/\ell = 3.1$. Cette figure montre un très bon accord avec la prédiction de NEZU et NAKAGAWA, (1993) pour une canopée peu profonde $k/\ell = 1$ pour l'écart-type de vitesse longitudinale. Cependant l'allongement de la canopée a pour effet d'éloigner de plus en plus les courbes expérimentales de la prédiction de NEZU et NAKAGAWA, (1993). On notera que la prédiction de NEZU et NAKAGAWA, (1993) pour l'écart-type de la vitesse verticale $\sqrt{\phi \langle w'^2 \rangle}$ ne concorde pas avec les données expérimentales puisque ces dernières ont une décroissance concave et non convexe (exponentielle) comme le prédisent les équations 3.11.

Pour une même immersion relative modifiée $(h-k)/\ell$, au-dessus de la canopée (i.e. $(z-k)/\ell > 0$), plus la profondeur de canopée est grande et plus l'intensité turbulente est importante. Cette différence très marquée entre la canopée peu profonde ($k/\ell = 1$) et la canopée très allongée ($k/\ell = 6$) l'est beaucoup moins entre les canopées $k/\ell = 3$ et $k/\ell = 6$. Ce qui laisse penser que, pour une même immersion, l'intensité turbulente au-dessus de la canopée va rapidement atteindre un comportement qui sera indépendant de la profondeur de canopée k/ℓ . À contrario, dans la canopée (i.e. $(z-k)/\ell < 0$), l'intensité turbulente $\sqrt{\phi \langle u'^2 \rangle}$ augmente avec la diminution de la profondeur. Cette diminution, bien marquée pour chaque profondeur de canopée, indique que $\sqrt{\phi \langle u'^2 \rangle}$ dépend fortement de k/ℓ pour une même immersion relative. Cette tendance ne se retrouve pas pour le terme $\sqrt{\phi \langle w'^2 \rangle}$ qui semble évoluer indépendamment de la profondeur de canopée k/ℓ pour une même immersion relative.

La figure 3.16 montre l'effet de l'immersion sur trois canopées différentes ($k/\ell = 1, 3$ et 6). Pour une canopée peu profonde $k/\ell = 1$, au dessus de la canopée (i.e. $(h-k)/\ell > 0$), cette augmentation éloigne la mesure expérimentale de $\sqrt{\phi \langle u'^2 \rangle}$ de la théorie de NEZU et NAKAGAWA, (1993) (figure 3.16a). Sur la figure 3.16e on remarque que, pour une canopée profonde ($k/\ell = 6$), et une forte immersion relative modifiée ($(h-k)/\ell = 6.2$), la grandeur $\sqrt{\phi \langle u'^2 \rangle}$ se rapproche de la description de NEZU et NAKAGAWA, (1993). Donc, la modélisation de NEZU et NAKAGAWA, (1993) (équation 3.11) semble seulement valide pour des canopées fortement immergées. Mais la diminution de la surface libre tend à augmenter l'intensité turbulente $\sqrt{\phi \langle u'^2 \rangle}$, ce qui engendre une sous-estimation par le modèle de NEZU et NAKAGAWA, (1993) (équation 3.11) pour les faibles immersions.

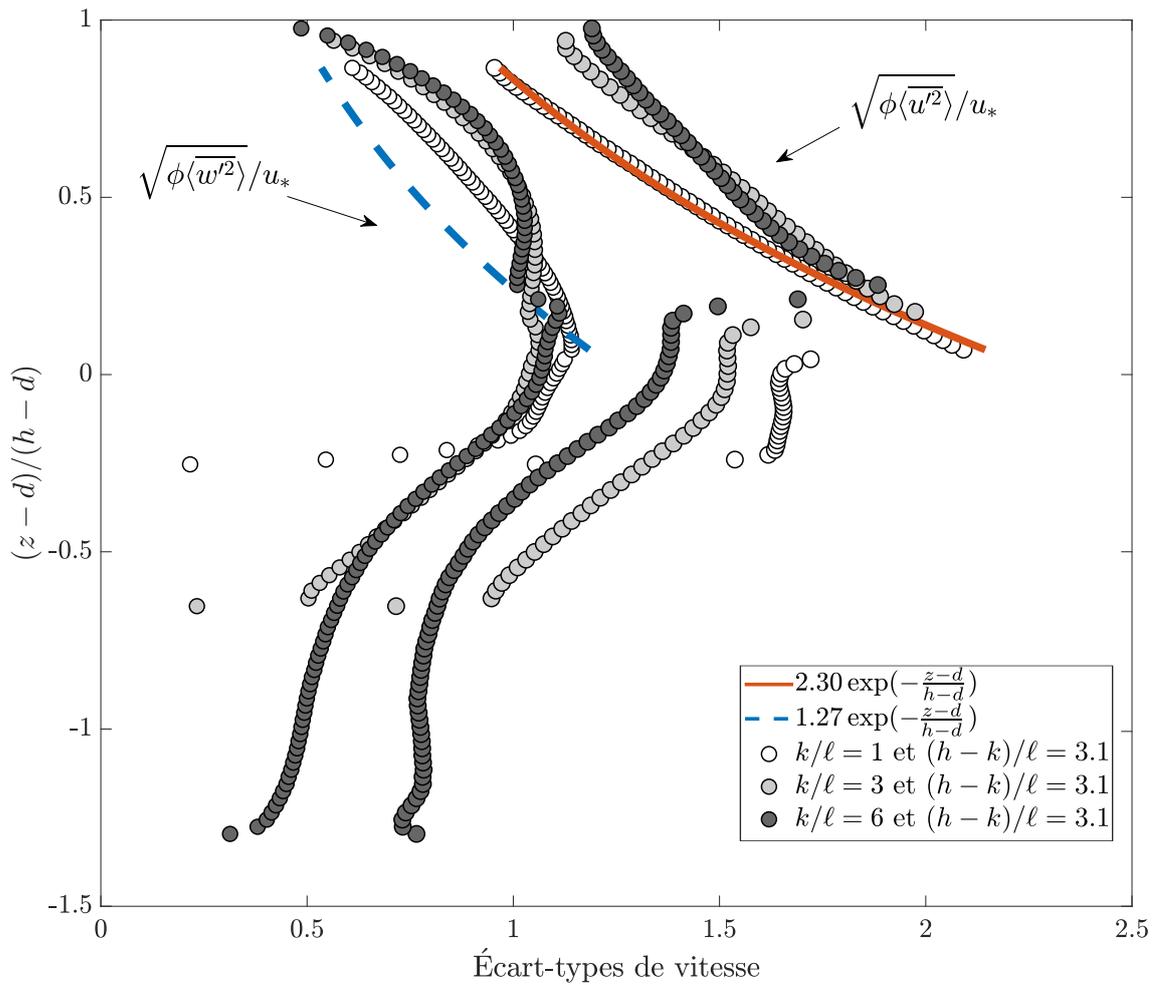


FIGURE 3.15 – Profils des écart-types doublement moyennés pour une même immersion relative modifiée $(h-k)/l = 3.1$ avec des différentes profondeurs de canopée. Pour faciliter la visualisation seul un point sur deux est représenté.

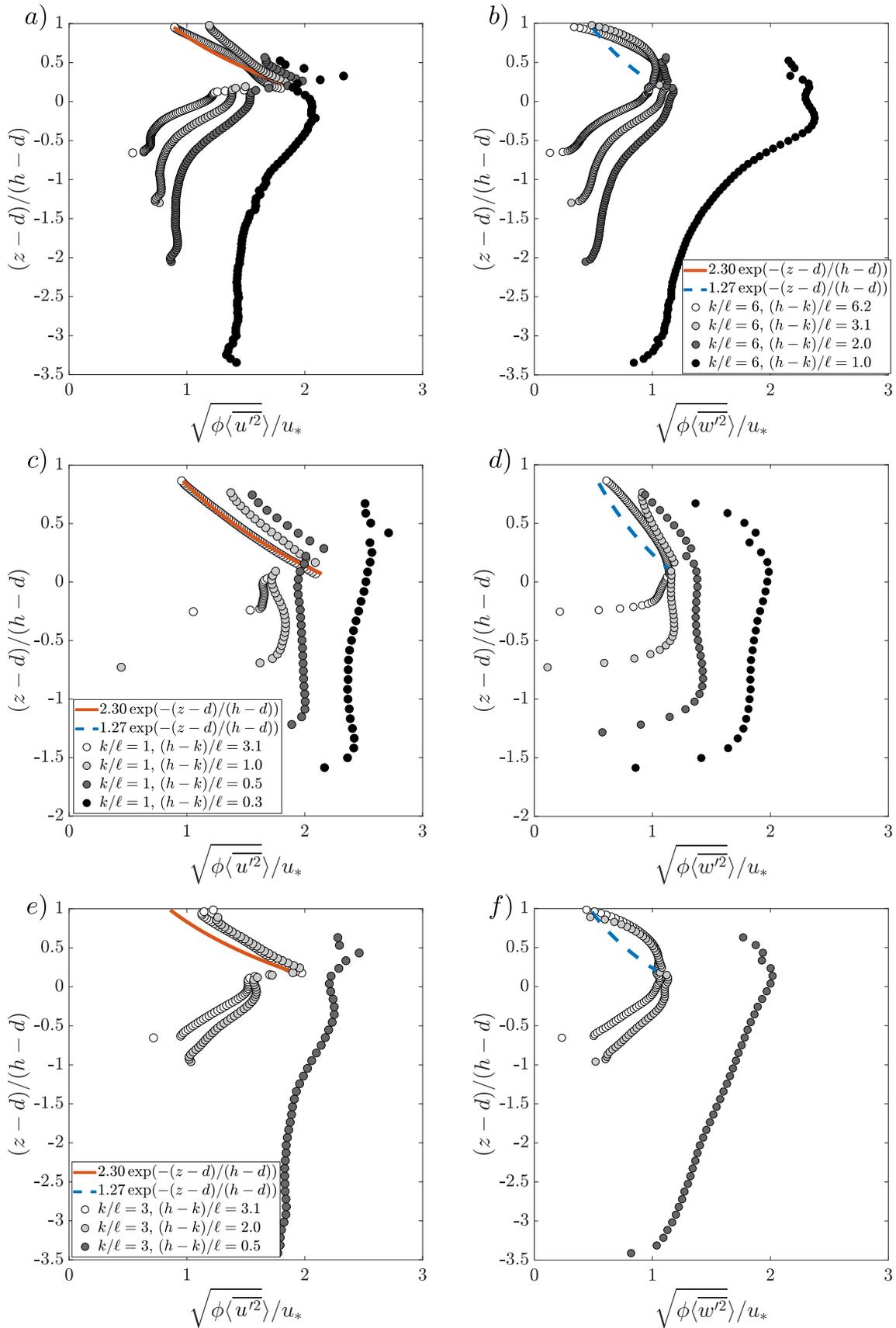


FIGURE 3.16 – Profils des écart-types doublement moyennés pour différentes immersions relatives et profondeurs de canopées. Pour faciliter la visualisation seul un point sur deux est affiché.

3.4.2 Structure des tenseurs doublement moyennés

La figure 3.17 présente l'effet de la profondeur de canopée sur le tenseur total τ_{xz} , ainsi que sur les grandeurs qui le composent, pour une immersion relative modifiée $(h - k)/\ell = 3.1$. On remarque rapidement que la contribution du terme visqueux $\nu\partial_z\langle\bar{u}\rangle$ est négligeable devant les autres quantités pour toutes les configurations. Au-dessus de la canopée (i. e. $(h - k)/\ell > 0$), on retrouve dans les trois configurations $k/\ell = 1, 3$ et 6 , le comportement linéaire de $\phi\tau_{xz}$ attendu théoriquement pour un écoulement stationnaire uniforme bidimensionnel. Dans cette région, le tenseur de Reynolds $-\rho\phi\langle\overline{u'w'}\rangle$ contribue majoritairement au tenseur total. On peut toutefois noter que dans le cas de la canopée peu profonde $k/\ell = 1$, très proche du sommet des prismes le tenseur dispersif $-\rho\phi\langle\tilde{u}\tilde{w}\rangle$ n'est plus négligeable, contrairement aux cas allongés ($k/\ell = 3$ et 6). Cette contribution de $-\rho\phi\langle\tilde{u}\tilde{w}\rangle$ permet de prolonger le profil linéaire de τ_{xz} jusqu'à $z = k$. Cela met en avant la présence d'écoulements tridimensionnels juste au-dessus des cubes, beaucoup moins prononcés lorsqu'on allonge la canopée. Ceci est en accord avec la discussion précédente concernant la hauteur de sous-couche de rugosité z_{RS} .

À l'intérieur de la canopée (i.e. $(h - k)/\ell < 0$), l'impact de la profondeur de canopée sur la structure du tenseur total $\phi\tau_{xz}$ est beaucoup plus marqué. Pour une canopée peu profonde ($k/\ell = 1$) (figure 3.17a), le tenseur de Reynolds $-\rho\phi\langle\overline{u'w'}\rangle$ décroît du sommet de la canopée où il est maximum jusqu'à une valeur quasi-nulle au fond du canal et contribue majoritairement au tenseur total τ_{xz} . On peut noter la présence d'un important pic de tenseur dispersif $-\rho\phi\langle\tilde{u}\tilde{w}\rangle$ juste sous le sommet de la canopée, qui rend la décroissance de τ_{xz} moins abrupte.

Bien que légèrement moins marqué, ce pic est toujours présent pour des canopées plus profondes (figures 3.17b-c). De plus, l'augmentation de la profondeur de canopée augmente la contribution du tenseur dispersif $-\rho\phi\langle\tilde{u}\tilde{w}\rangle$ au tenseur total $\phi\tau_{xz}$ à l'intérieur de la canopée (i.e. $(z - k)/\ell < 0$). Par exemple, pour une profondeur de canopée $k/\ell = 3$, la grandeur $-\rho\phi\langle\tilde{u}\tilde{w}\rangle$ est du même ordre de grandeur que $-\rho\phi\langle\overline{u'w'}\rangle$ pour $(z - k)/\ell \in [-3, -2.5]$. Si l'on augmente de nouveau la profondeur de canopée ($k/\ell = 6$), le tenseur dispersif devient la contribution majoritaire du tenseur total $\phi\tau_{xz}$ pour la majeure partie de la canopée ($(z - k)/\ell \in [-6, -1.5]$). Ainsi, pour une canopée peu profonde ($k/\ell = 1$), la forte contrainte du fond du canal augmente la contribution relative des fluctuations turbulentes. Dans ce cas, le tenseur de Reynolds seul permet de décrire grossièrement le comportement du tenseur total. Mais pour des canopées allongées ($k/\ell = 6$), la contribution principale pour $(z - k)/\ell < 0$ vient des fluctuations spatiales. Dans ce cas, bien que le tenseur de Reynolds décrive correctement l'écoulement au-dessus de la canopée (i.e. $(z - k)/\ell > 0$), il n'est plus suffisant pour décrire le tenseur total au sein de la canopée.

L'effet de l'immersion est illustré au travers de la figure 3.18. Pour une canopée peu profonde ($k/\ell = 1$), au-dessus de la canopée (i.e. $(z - k)/\ell > 0$) le tenseur de Reynolds reste la plus grande contribution au tenseur total. Cependant, la diminution de l'immersion tend à faire augmenter la contribution du terme dispersif proche du sommet de la canopée (figure 3.18d). Dans la canopée (i.e. $(z - k)/\ell < 0$), la diminution de l'immersion a aussi tendance à augmenter la contribution du terme dispersif $-\rho\phi\langle\tilde{u}\tilde{w}\rangle$. De plus, les faibles immersions voient le tenseur dispersif devenir négatif pour $(z - k)/\ell > -0.5$ (figures 3.18b-c-d). Pour sa part, le tenseur de Reynolds voit son influence diminuée dans la canopée et son comportement forme

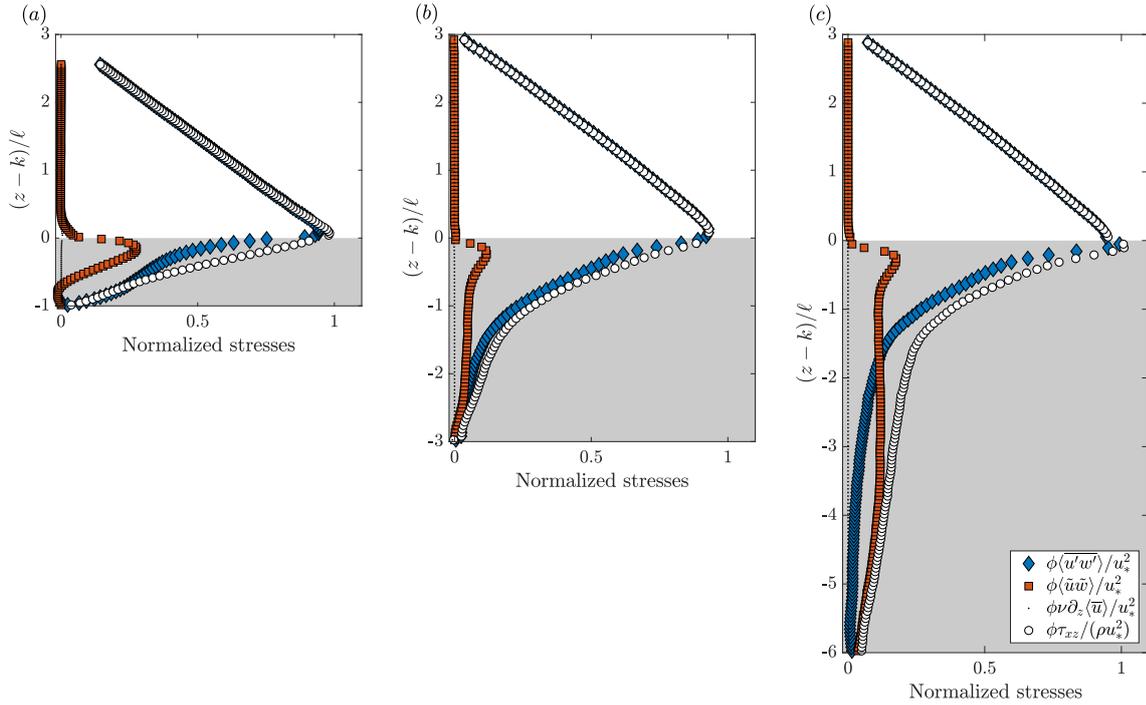


FIGURE 3.17 – Profils des contributions au tenseur total doublement moyenné τ_{xz} pour une submergence relative $(h - k)/\ell = 3.1$ avec des profondeurs de canopée : a) $k/\ell = 1$, b) $k/\ell = 3$ et c) $k/\ell = 6$. Pour faciliter la visualisation, seul un point sur deux est représenté.

de plus en plus un "S". Donc pour une canopée peu profonde faiblement immergée, la connaissance du tenseur de Reynolds ne suffit plus à décrire le comportement du tenseur total même grossièrement. Pour des canopées plus profondes ($k/\ell = 3$ et 6), les figures 3.18e-f-h-i-j montrent l'impact de l'immersion pour $2 < (h - k)/\ell < 6.2$. Dans cette gamme d'immersion, la réduction du tirant d'eau à pour effet de faire tendre de plus en plus rapidement vers zéro le terme turbulent $-\rho\phi\langle\overline{u'w'}\rangle$. Le tenseur dispersif semble moins impacté par la diminution de l'immersion.

Pour des immersions $(h - k)/\ell < 2$ (figures 3.17g-k et figure 3.19), on observe une distribution totalement différente des contraintes. Au-dessus de la canopée (i.e. $(z - k)/\ell > 0$), le terme dispersif $-\rho\phi\langle\tilde{u}\tilde{w}\rangle$ est négatif et vient contrebalancer le tenseur de Reynolds, pour générer le comportement linéaire du tenseur total. À l'intérieur de la canopée (i.e. $(z - k)/\ell < 0$), les termes $-\rho\phi\langle\overline{u'w'}\rangle$ et $-\rho\phi\langle\tilde{u}\tilde{w}\rangle$ deviennent rapidement négatifs ($(z - k)/\ell \sim -0.5$). Ce fort effet de l'immersion sur la structure de l'écoulement rappelle le cas de la canopée constituée de cubes où le tenseur dispersif devient aussi fortement négatif pour de faibles immersions (figures 3.17b-c-d). Cet effet, exacerbé par un tenseur de Reynolds lui aussi négatif, engendre un tenseur total $\phi\tau_{xz}$ négatif au sein de la canopée.

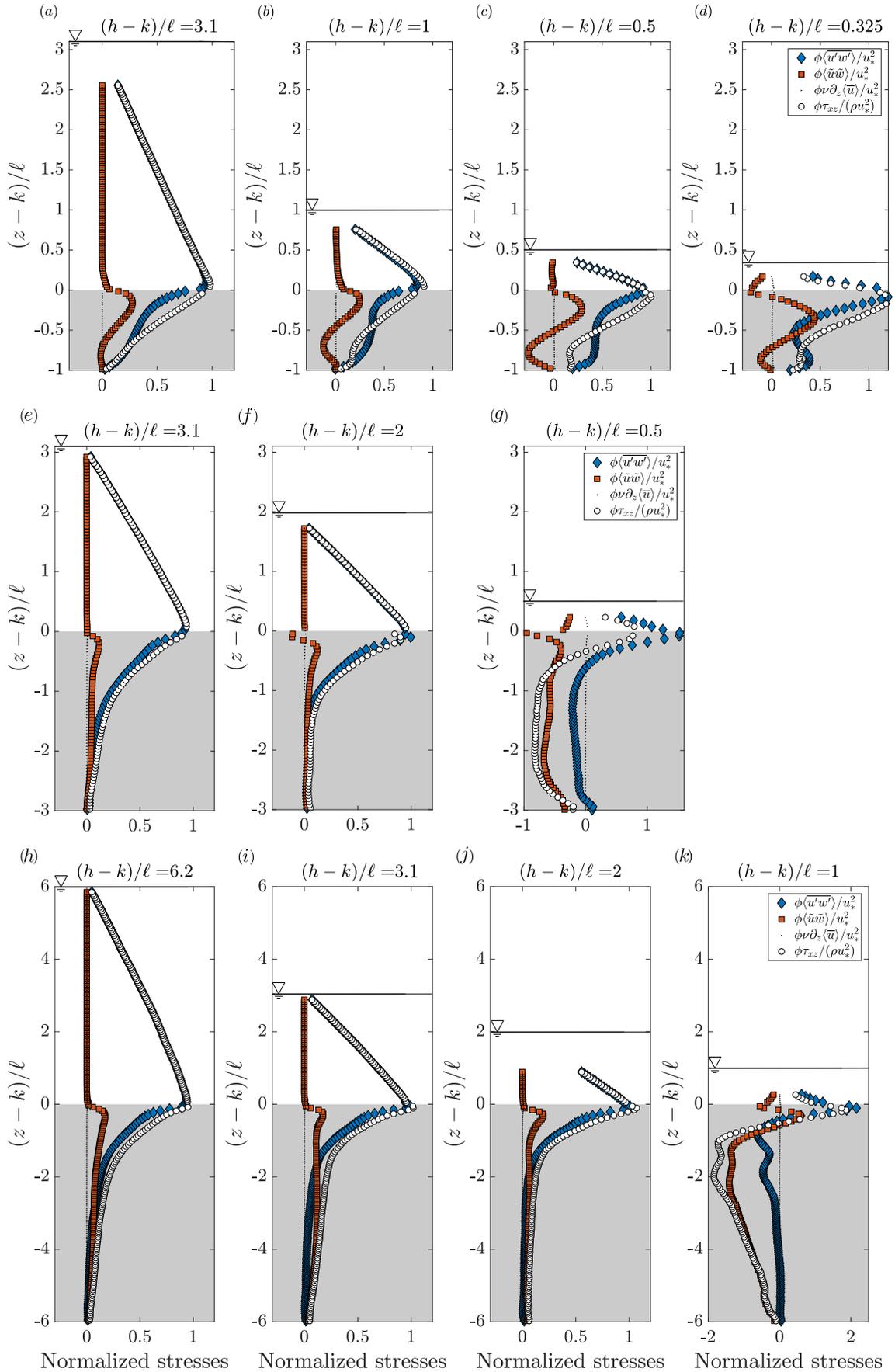


FIGURE 3.18 – Profils des contributions au tenseur total doublement moyenné τ_{xz} pour des profondeurs de canopée $k/\ell = 1$ (a-b-c-d) et $k/\ell = 6$ (e-f-g-h) pour différentes immersions relatives modifiées $(h-k)/\ell$. Pour faciliter la visualisation seul un point sur deux est représenté.

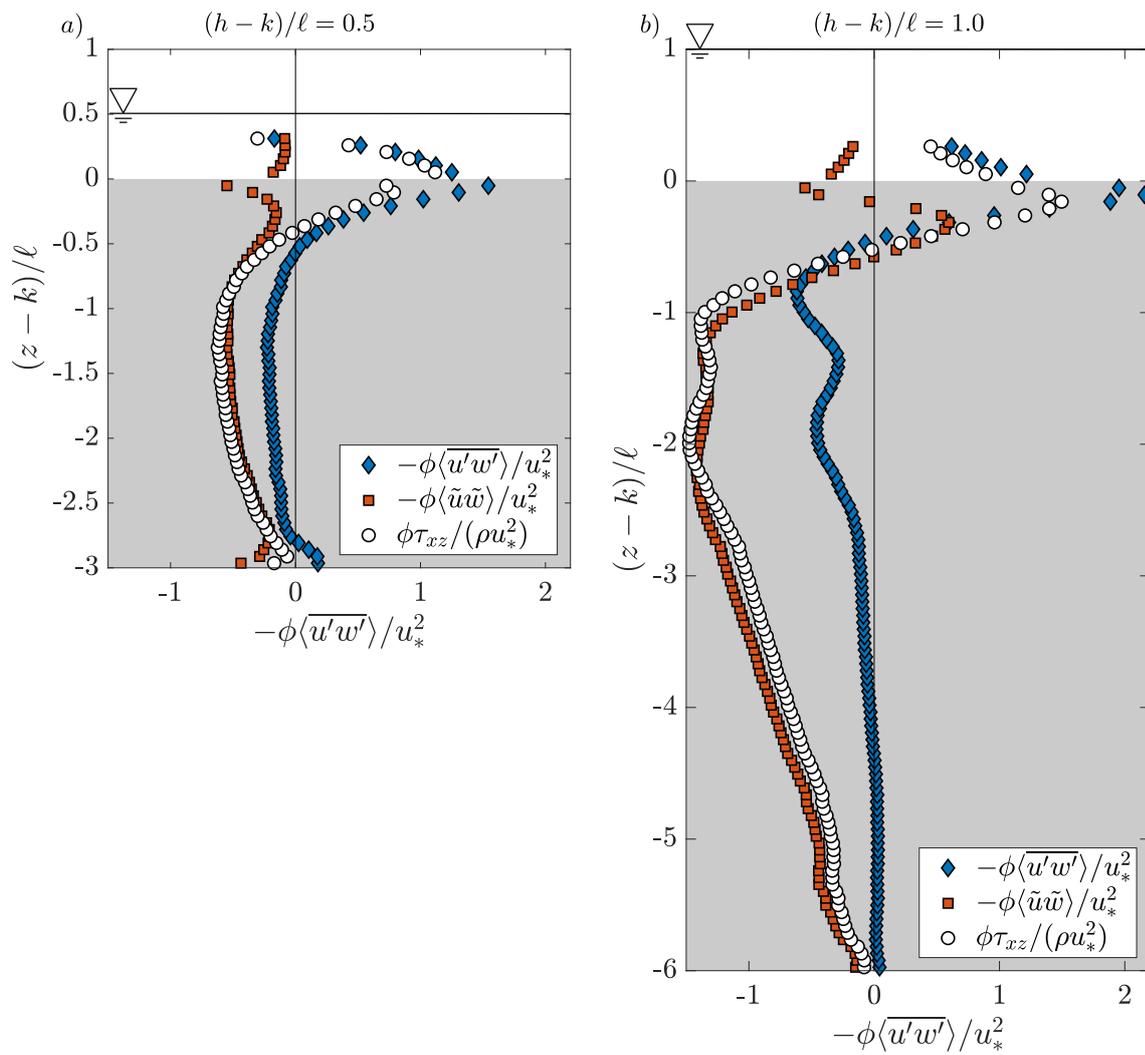


FIGURE 3.19 – Profils des contributions au tenseur total doublement moyenné τ_{xz} pour un confinement extrême avec des profondeurs de canopée : a) $k/\ell = 3$, b) $k/\ell = 6$.

3.5 Conclusion :

Dans cette section, la décomposition des grandeurs de l'écoulement par la méthode de la double moyenne a permis une compréhension globale et simple de l'écoulement. De plus, cette méthode nous a aussi permis de confronter les configurations de très faible immersion aux modèles classiques d'écoulement de canopée.

Pour une canopée allongée ($k/\ell = 6$) avec une immersion relative modifiée $(h - k)/\ell \geq 3.1$, on retrouve la description classique du profil de vitesse moyen d'un écoulement de canopée. L'écoulement est structuré en couches bien distinctes : sillage, couche de mélange, loi logarithmique et loi externe. Cependant, la diminution de l'immersion entraîne un changement radical de cette structure. Par exemple, pour une canopée allongée ($k/\ell = 6$) avec une immersion relative modifiée $(h - k)/\ell < 3.1$, on note une disparition de la couche de mélange classiquement modélisée par une tangente hyperbolique. Par ailleurs, pour ces configurations, la loi logarithmique démarre dans la sous-couche de rugosité, en contradiction avec l'approche de JIMÉNEZ, (2004).

Une diminution de profondeur de canopée ($k/\ell = 3$ et 1) a aussi pour effet de supprimer certains aspects classique des écoulements de canopée allongée. Par exemple, pour des profondeurs de canopée $k/\ell = 3$ et 1 , quelle que soit l'immersion, on ne retrouve plus un comportement de couche de mélange à la transition entre l'écoulement au-dessus et l'écoulement de canopée. Pour une canopée peu profonde ($k/\ell = 1$), on observe aussi un démarrage de la loi logarithmique dans la sous-couche de rugosité comme l'ont déjà noté FLORENS, EIFF et MOULIN, (2013).

On retrouve également bien la persistance de la couche logarithmique. Celle-ci résiste à la fois à la diminution de l'immersion, mais aussi à la variation de la profondeur de canopée k/ℓ . Pour une canopée de prismes, on trouve un comportement universel de la rugosité hydraulique k_s donné par l'équation 3.8. On observe aussi une forte corrélation entre l'épaisseur de cette couche logarithmique et l'immersion relative modifiée $((h - k)/\ell)$. Pour le régime $(h - k)/\ell = 1.0$ et $k/\ell = 6$, on observe un profil exotique de la vitesse doublement moyennée qui souligne un effet combiné de l'immersion et de la profondeur de canopée sur la structure de l'écoulement.

L'effet de l'immersion et de la profondeur de canopée se ressent aussi sur les quantités du second ordre. Par exemple, la modélisation de l'intensité turbulente longitudinale de NEZU et NAKAGAWA, (1993), qui s'applique pour un écoulement immergé sur un lit rugueux, n'est plus applicable pour de faibles immersions. En effet, pour une canopée peu profonde ($k/\ell = 1$), la diminution de l'immersion tend à augmenter l'intensité turbulente dans tout l'écoulement rendant le modèle de NEZU et NAKAGAWA, (1993) invalide. On note également que l'intensité turbulente augmente avec la profondeur de canopée k/ℓ .

Cette étude souligne aussi que la diminution de l'immersion peut aussi avoir des effets plus surprenants, puisque dans la canopée (i.e. $(z - k)/\ell < 0$), cette diminution modifie les contributions des tenseurs dispersif et de Reynolds qui sont les deux composantes majoritaires du tenseur total. Pour de très faibles immersions, on observe que le tenseur dispersif devient la contribution majoritaire du tenseur total dans la canopée. Ce résultat souligne que la prise en compte du terme dispersif devient alors capitale pour la bonne compréhension de l'écoulement interne à la canopée.

Étonnement, pour des canopées de rapport d'aspect $k/\ell = 3$ et 6 , une très faible immersion (respectivement $(h - k)/\ell = 0.5$ et 1) engendre, dans la canopée (i.e. $(z - k)/\ell < 0$), une contribution négative du tenseur dispersif et de celui Reynolds. Une analyse plan par plan de l'écoulement permettrait d'apporter des éléments de réponse sur ce comportement en donnant accès à la topologie de l'écoulement. Un travail préliminaire d'analyse locale de l'écoulement a été effectué durant cette thèse et est présenté dans l'annexe [A](#). On peut noter que $-\phi\langle\overline{u'w'}\rangle < 0$ implique une augmentation des corrélations entre u' w' positives, c'est pourquoi il a été choisi de réaliser une étude conditionnelle par quadrant dans le chapitre suivant.

Chapitre 4

Analyse conditionnelle des écoulements de canopée

Ce chapitre porte sur l'analyse en quadrant du tenseur de Reynolds. Cette méthode permet une analyse plus fine de la turbulence et montre l'impact de chaque quadrant Q_i sur l'écoulement. Pour des canopées fortement immergées, l'écoulement est principalement constitué d'éjections (Q_2) et de balayages (Q_4). Cependant, nous avons mis en évidence l'impact de l'immersion et de la profondeur de canopée sur la contribution et le taux d'apparition de chaque quadrant. Dans le cas de canopées allongées ($k/\ell = 6$), la diminution de l'immersion engendre une augmentation du quadrant Q_3 et peut conduire à l'apparition d'une partie négative du tenseur de Reynolds dans la canopée. Une analyse de l'effet du seuil H_ souligne que la diminution de la profondeur augmente la contribution des éjections (Q_2) et des balayages (Q_4) extrêmes. De son côté, la diminution de l'immersion a pour effet d'augmenter la contribution des éjections (Q_2) et des Q_3 extrêmes. Ainsi, la diminution de l'immersion ou de la profondeur de la canopée a donc un fort impact sur l'intensité et la nature des événements générés dans les écoulements de canopée.*

4.1 Introduction

Utilisée pour la première fois par WALLACE, ECKELMANN et BRODKEY, (1972) pour analyser les mesures dans un écoulement turbulent d'huile dans un canal (CORINO et BRODKEY, 1969), l'analyse par quadrant du tenseur de Reynolds consiste à analyser le comportement d'un écoulement turbulent en fonction du signe des fluctuations. Les quadrants sont définis comme : $Q_1 : u' > 0$ et $w' > 0$, $Q_2 : u' < 0$ et $w' > 0$, $Q_3 : u' < 0$ et $w' < 0$, $Q_4 : u' > 0$ et $w' < 0$.

KLINE et al., (1967) ont montré que pour une couche limite turbulente, il existe de violentes éjections de fluide de basse vitesse proche de la paroi vers les couches supérieures. Ces structures qui apparaissent brusquement dans l'écoulement (aussi appelées "bursts" en anglais) contribuent fortement au tenseur de Reynolds au sein de la couche limite turbulente. Dans leur étude, CORINO et BRODKEY, (1969) indiquent qu'une éjection est immédiatement suivie d'un balayage. De manière opposée aux éjections, les balayages sont des structures descendantes de fluide rapide allant vers une zone de fluide plus lente en proche paroi. L'étude de WALLACE, ECKELMANN et BRODKEY, (1972) a mis en évidence le lien existant entre les éjections et balayages d'une part, et les quadrants Q_2 et Q_4 , d'autre part, donnant ainsi leur nom usuel aux quadrants Q_2 et Q_4 .

NAKAGAWA et NEZU, (1977) utilisent l'analyse conditionnelle dans le cadre d'un écoulement de canal hydraulique sur fonds lisse et rugueux. Ils retrouvent le lien entre l'apparition de bursts et la production d'énergie turbulente, comme l'avait indiqué KIM, KLINE et REYNOLDS, (1971) quelques années plus tôt pour une paroi lisse. De plus, les auteurs montrent que de façon similaire au cas lisse, un écoulement sur un fond rugueux est majoritairement constitué de contributions Q_2 et Q_4 , indépendamment de la rugosité du fond, confirmant ainsi les observations faites plus tôt par GRASS, (1971). Néanmoins, ils notent une augmentation de l'intensité des balayages (Q_4) par rapport aux éjections (Q_2) lorsque la rugosité du fond augmente.

Dans le prolongement des travaux de NAKAGAWA et NEZU, (1977), RAUPACH, (1981) a étudié un écoulement aérodynamique sur différentes canopées constituées de cylindres. Ces travaux montrent qu'au-dessus des obstacles, les éjections contribuent plus fortement au tenseur de Reynolds que les balayages. Cependant, cette tendance devient moins marquée lorsque l'on se rapproche du sommet des cylindres et s'inverse dans la canopée. De façon similaire, dans leur étude d'un écoulement hydraulique sur un lit de gravier, MIGNOT, HURTHER et BARTHÉLEMY, (2009) observent que la contribution des éjections domine au-dessus des graviers. De plus, cette contribution croît lorsque l'on s'approche de la surface libre. Cependant, contrairement à ce qu'affirment CORINO et BRODKEY, (1969), MIGNOT, HURTHER et BARTHÉLEMY, (2009) notent une fréquence de balayages (Q_4) plus importante que celle des éjections au-dessus d'un lit de gravier. Ce résultat indique d'une part que la création d'un balayage (Q_4) peut être décorrélée de celle d'une éjection (Q_2), et d'autre part que même si les éjections (Q_2) au-dessus du gravier sont moins nombreuses elles sont plus intenses que les balayages (Q_4). À noter qu'ils trouvent un comportement inverse sous la crête des plus hauts graviers.

Pour des écoulements très faiblement immergés, nous avons observé dans le chapitre précédent (section 3) que le tenseur de Reynolds pouvait devenir négatif dans la canopée. Afin de comprendre le comportement inhabituel, l'analyse conditionnelle a été utilisée afin d'observer l'effet de l'immersion, et de la profondeur de canopée, sur la contribution de chaque quadrant au tenseur de Reynolds.

4.2 Double moyenne conditionnelle

4.2.1 Méthode

Compte tenu de la forte variabilité spatiale des quantités moyennes dans la canopée, il est nécessaire d'utiliser la méthode de la double moyenne pour réaliser l'analyse par quadrant, comme cela est proposé par MIGNOT, HURTHER et BARTHÉLEMY, (2009). Le tenseur de Reynolds doublement moyenné pour chaque quadrant est défini comme étant :

$$\langle \overline{u'w'} \rangle_{Q_i}(z, H_*) = \left\langle \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \gamma_*(z, n) D(\gamma_*) \right\rangle, \quad (4.1)$$

où N est le nombre de champs instantanés disponibles (ici $N = 10000$) et H_* un seuil permettant de détecter les événements extrêmes de l'écoulement. La grandeur

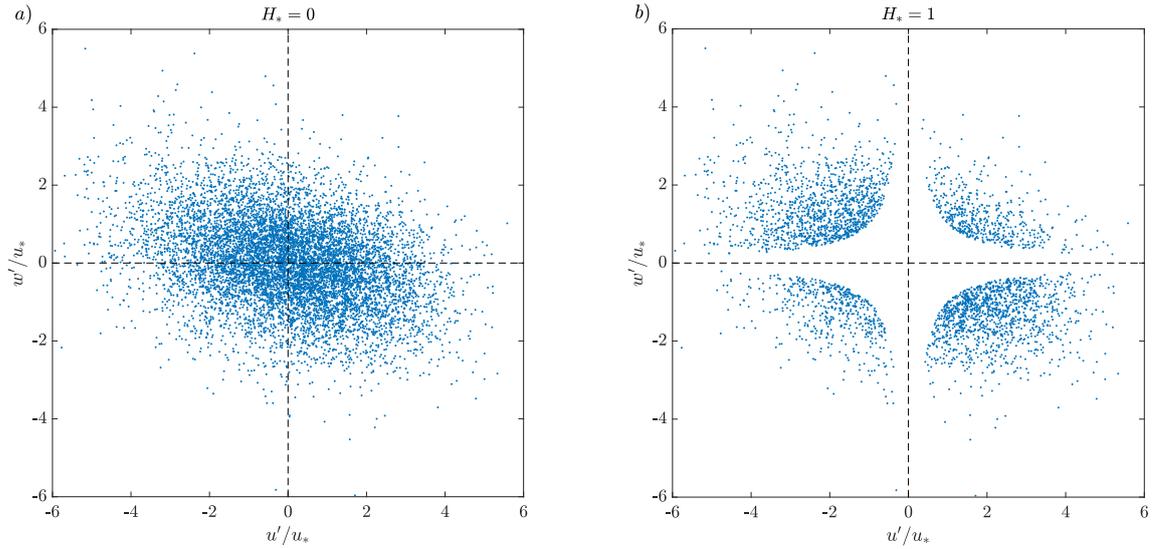


FIGURE 4.1 – Illustration de la technique d'analyse par quadrant : a) sans seuil $H_* = 0$, b) avec un seuil $H_* = 1$. Ces données sont tirées du plan de l'allée centrale de la configuration $k/\ell = 1$ et $(h - k)/\ell = 3.1$. Chaque point représente une mesure instantanée de fluctuations turbulentes u' et w' .

γ_* est définie comme :

$$\gamma_*(z, H_*) = \frac{u'w'}{u_*^2}, \quad (4.2)$$

$$D(\gamma_*) = \begin{cases} 1 & \text{pour } |\gamma_*| \geq H_* \text{ et } \gamma_* \in Q_i \\ 0 & \text{sinon,} \end{cases} \quad (4.3)$$

où on rappelle que la vitesse de frottement est définie par $u_* = \sqrt{\tau_{xz}(z = k)/\rho}$

De manière similaire, on peut définir le taux d'apparition des événements N_{Q_i} pour chaque quadrant comme :

$$N_{Q_i}(z, H_*) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^N D(\gamma_*), \quad (4.4)$$

où N_{Q_i} est le taux d'apparition d'un événement. La figure 4.1a présente, dans l'espace des fluctuations, les événements apparus dans le plan de l'allée centrale (pour la configuration $k/\ell = 1$ et $(h - k)/\ell = 3.1$). La figure 4.1b montre les événements restant lorsque l'on utilise un seuil $H_* = 1$. L'utilisation de H_* permet d'étudier des événements plus ou moins intenses.

4.2.2 Décomposition du tenseur de Reynolds

Configurations de référence

Dans le chapitre précédent, il a été montré que pour une canopée profonde ($k/\ell = 6$) et des immersions relatives modifiées $(h - k)/\ell = 6.2$ et 3.1 on retrouve la structure classique des écoulements de canopée fortement immergés. Ces configurations sont donc utilisées ici comme cas de référence afin d'évaluer l'effet de la diminution de l'immersion et de la profondeur de canopée sur les contributions de chaque quadrant au tenseur de Reynolds. La figure 4.2 montre une analyse par quadrant de ces deux configurations sans seuil ($H_* = 0$). Les différentes couches identifiées sont : la couche de sillage (1), couche de mélange (2), la zone logarithmique (3) et la couche externe (4).

Pour les deux configurations, on observe la même structure. Dans la canopée (i.e $(z - k)/\ell < 0$), la zone de sillage est caractérisée par des contributions équivalentes entre les différents quadrants Q_i (figures 4.2 a et b), ce qui a pour effet de faire tendre le tenseur de Reynolds vers zéro dans cette zone de sillage. Dans la couche de mélange, les éjections (Q_2) et les balayages (Q_4) dominent l'écoulement que ce soit en contributions relatives ou en terme de taux d'apparition. Cependant, on remarque que dans la canopée (i.e $(z - k)/\ell < 0$), ce sont les balayages (Q_4) qui contribuent le plus, alors qu'au-dessus de la canopée (i.e $(z - k)/\ell > 0$), ce sont les éjections (Q_2).

Au-dessus de la canopée (i.e $(z - k)/\ell < 0$), en plus de la couche de mélange, on retrouve la zone logarithmique et la couche externe. Ces zones sont aussi caractérisée par une domination des éjections (Q_2) et des balayages (Q_4). Comme pour les écoulements sur des fonds rugueux plus classiques, comme un fond constitué de gravier fortement immergé (MIGNOT, HURTHUR et BARTHÉLEMY, 2009), la contribution des éjections (Q_2) est légèrement supérieure à celle des balayages (Q_4), bien que $N_{Q_4} > N_{Q_2}$ (figures 4.2c et d). Ce déséquilibre entre le taux d'apparition des éjections (Q_2) et des balayages (Q_4) indique que les événements liés aux éjections (Q_2) sont généralement plus intenses que les balayages (Q_4), afin de compenser leur taux d'apparition plus faible.

À noter l'existence, dans la canopée, d'une zone de transition entre le sillage et la couche de mélange. Cette zone est caractérisée, comme pour la couche de mélange, par une légère domination des balayages (Q_4) sur les éjections (Q_2) mais aussi par une augmentation locale de la contribution des événements Q_3 .

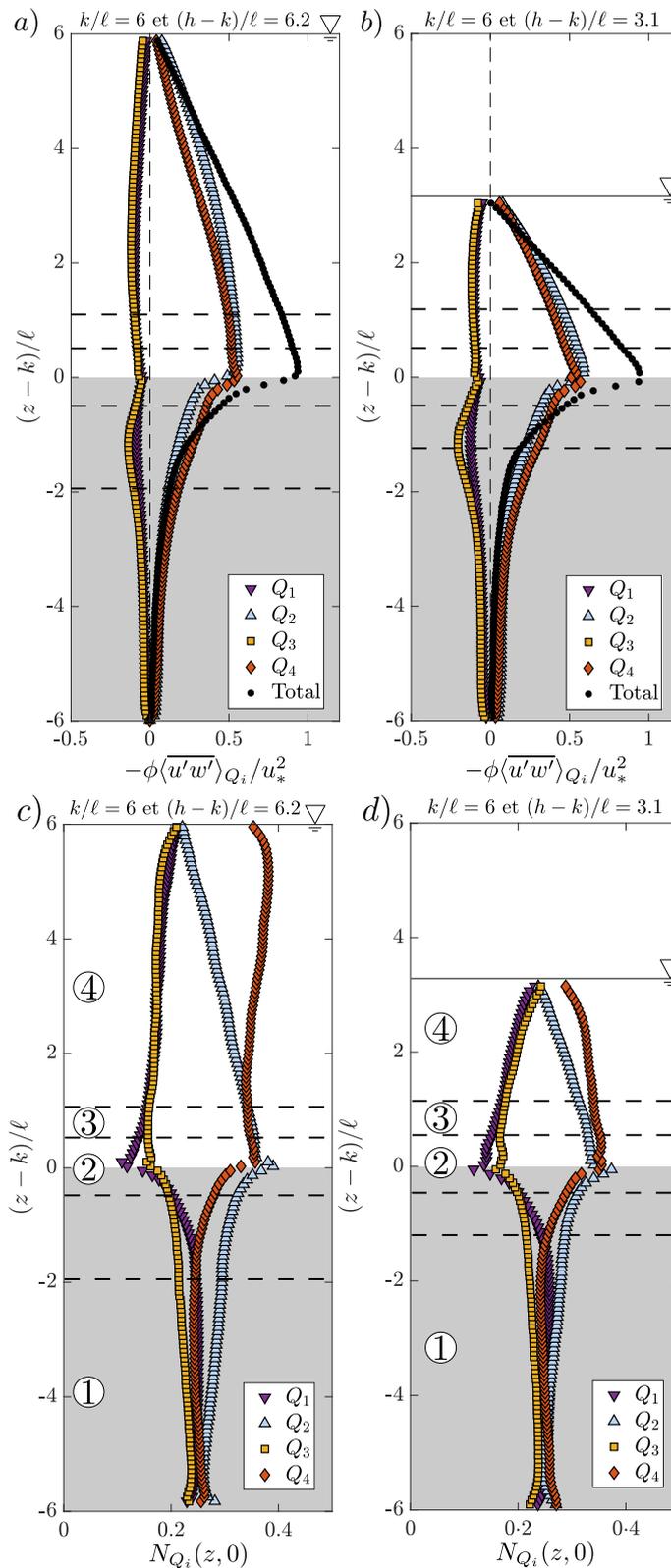


FIGURE 4.2 – Profils des contributions de chaque quadrant Q_i au tenseur de Reynolds total $\phi\langle u'w' \rangle$ pour les configurations a) : $k/\ell = 6$ et $(h-k)/\ell = 6.2$ et b) $k/\ell = 6$ et $(h-k)/\ell = 3.1$. Taux d'apparition des événements associés Q_i au tenseur de Reynolds pour les configurations c) : $k/\ell = 6$ et $(h-k)/\ell = 6.2$ et d) $k/\ell = 6$ et $(h-k)/\ell = 3.1$. Les zones numérotées représentent : 1- Sillage, 2- Couche de mélange 3- Zone logarithmique 4- Couche externe. Pour faciliter la visualisation seulement un point sur trois est affiché.

Effet de la profondeur de canopée

La figure 4.3 illustre l'effet de la profondeur de canopée sur chaque composante Q_i du tenseur de Reynolds pour une immersion relative modifiée constante $(h - k)/\ell = 3.1$. Au-dessus de la canopée (i.e. $(z - k)/\ell > 0$), la diminution de k/ℓ n'impacte pas le comportement du tenseur de Reynolds. En effet, on retrouve une contribution majoritaire des éjections Q_2 et des balayages Q_4 . On retrouve toujours une contribution des éjections (Q_2) légèrement supérieure aux balayages (Q_4). La disparition de la couche de mélange, pour les canopées de rapport d'aspect $k/\ell = 3$ et 1, ne modifie donc pas le comportement des contributions Q_i au-dessus de la canopée.

À l'intérieur de la canopée (i.e. $(z - k)/\ell < 0$), pour une profondeur de canopée $k/\ell = 3$ (figures 4.3b,e), seul le sillage semble avoir été touché par la diminution de k/ℓ . Mais cet effet est léger puisque le sillage, caractérisé par un équilibre entre les quadrants Q_i , semble seulement avoir été coupé par la réduction de k/ℓ sans voir son comportement changé. Bien que pour $k/\ell = 3$, la couche de mélange n'ait pu être retrouvée, on observe toujours une zone de transition caractérisée par l'augmentation locale de la contribution Q_3 .

La diminution de la profondeur de canopée vers une canopée peu profonde ($k/\ell = 1$) semble augmenter la contribution des éjections (Q_2). En effet, ce sont les éjections (Q_2) et les balayages (Q_4) qui dominent de manière équivalente l'écoulement. Cette domination se retrouve aussi bien dans la contribution au tenseur de Reynolds qu'au travers de leur taux d'apparition. La diminution de k/ℓ entraîne la disparition de l'état d'équilibre entre les quadrants Q_i et donc du sillage. Cependant on observe proche du fond (i.e. vers $(z - k)/\ell = -1$), une contribution non négligeable des quadrants Q_1 , mais surtout Q_3 , qui font diminuer le tenseur de Reynolds total. Cette contribution négative rappelle la zone de transition observée pour les canopées plus allongées (figures 4.3a,b).

La diminution de la profondeur de canopée ne modifie pas, dans un premier temps, la distribution des quadrants Q_i à une altitude $(z - k)/\ell$ donnée. Cependant pour des canopées peu profondes, ($k/\ell = 1$), une augmentation des éjections (Q_2), sans doute générée par le fond du canal, apparaît dans la canopée.

Effet de l'immersion

La figure 4.4 illustre l'effet de l'immersion sur les différentes contributions de Q_i pour une canopée profonde ($k/\ell = 6$) et une canopée peu profonde ($k/\ell = 1$). Pour toutes les configurations, au-dessus de la canopée (i.e. $(z - k)/\ell > 0$), bien que l'on observe toujours une domination des éjections (Q_2) et des balayages (Q_4), la diminution de l'immersion relative entraîne une augmentation globale de toutes les contributions Q_i (figure 4.4c et f). Dans la canopée (i.e. $(z - k)/\ell < 0$), cette augmentation globale est aussi perceptible. Pour des canopées plus profondes ($k/\ell = 6$), une faible immersion (figure 4.4c) entraîne une domination des quadrants Q_1 et Q_3 dans une grande partie de la canopée ($(h - z)/\ell \in [-4, -0.5]$). Cette augmentation de la contribution de Q_1 et Q_3 explique l'apparition de la partie négative du tenseur de Reynolds pour les canopées allongées faiblement immergées.

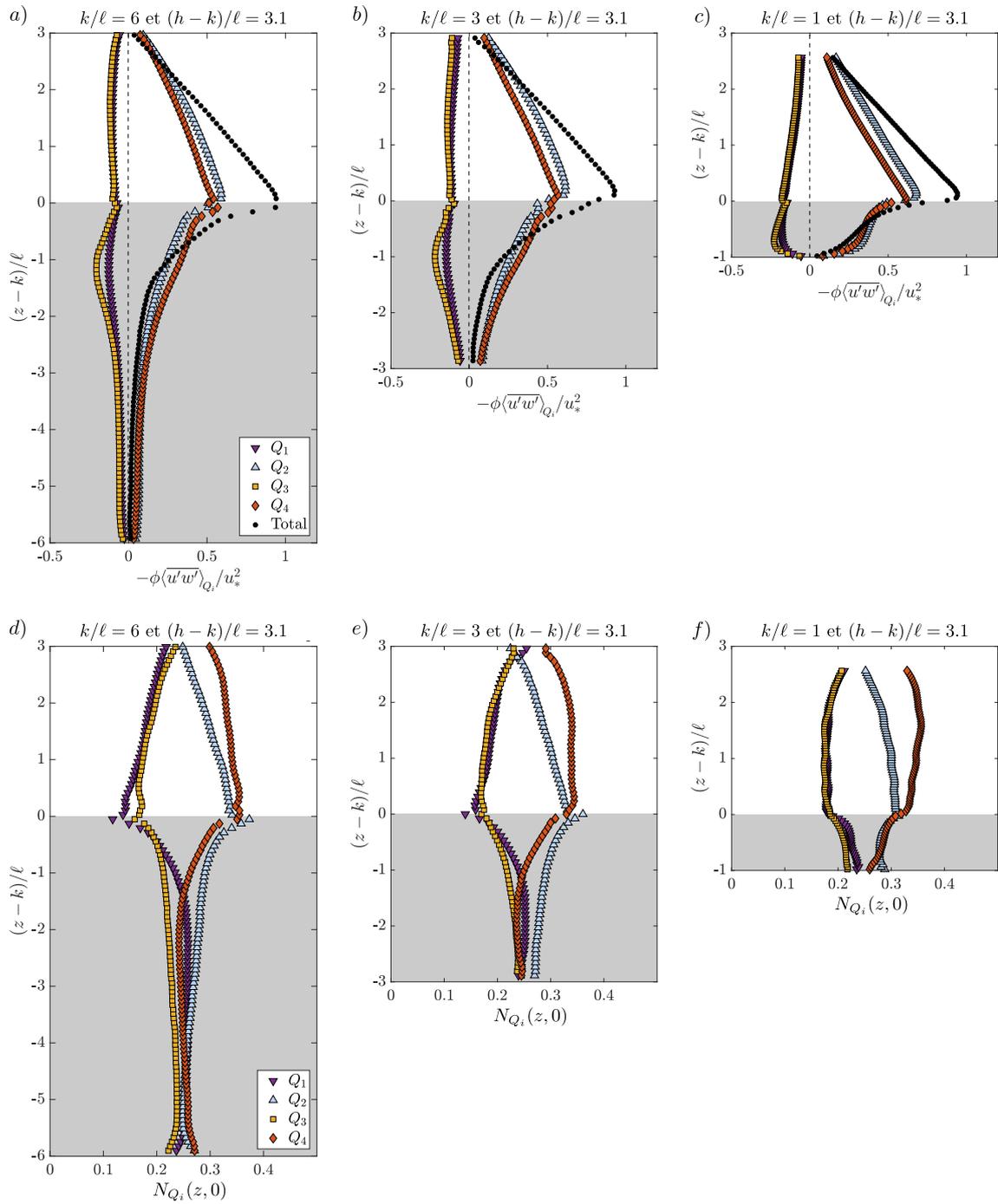


FIGURE 4.3 – Profils des contributions de chaque quadrant Q_i (a,b,c) au tenseur de Reynolds $\phi\langle u'w' \rangle$ et taux d'apparition N_{Q_i} (d,e,f) pour des profondeurs décroissantes de canopée. Pour faciliter la visualisation seulement un point sur trois est affiché.

Pour une canopée peu profonde (voir figures 4.4d-f), les éjections (Q_2) dominent l'écoulement dans la canopée. Cependant, on observe tout de même une forte augmentation des quadrants Q_1 et Q_3 , qui génère un tenseur de Reynolds total prenant une forme de "S" de plus en plus prononcée dans la canopée. Cette augmentation de la contribution des éjections (Q_2) dûe à la présence du fond du canal empêche les quadrants Q_1 et Q_3 de dominer l'écoulement pour une canopée peu profonde. Pour une canopée allongée, l'effet du fond étant négligeable, la contribution des éjections diminue dans la canopée ce qui engendre un tenseur de Reynolds négatif dans la canopée du fait de l'intensification des quadrants Q_1 et Q_3 .

4.2.3 Effet de seuil

Comme le montre la figure 4.3, un nombre d'événement important N_{Q_i} ne signifie pas nécessairement que ce quadrant contribue majoritairement au tenseur de Reynolds. Cela s'explique par la présence d'événements extrêmes, caractérisés par de fortes fluctuations turbulentes u' et w' , qui peuvent être en petit nombre mais quand bien même générer une valeur importante pour le tenseur de Reynolds. Dans la section 4.2.1, la notion de seuil a été introduite au travers de la grandeur H_* , permettant d'étudier seulement les événements intenses vérifiant $|u'w'| \geq H_* u_*^2$. L'utilisation du seuil H_* permet ainsi de comparer des événements supérieurs à un multiple du frottement maximal, ici caractérisé par la vitesse de frottement u_* .

Effet de profondeur de canopée

La figure 4.5 montre l'effet du seuil H_* sur le tenseur de Reynolds pour les profondeurs $k/\ell = 1, 3$ et 6 , et une immersion relative modifiée constante $(h - k)/\ell = 3.1$. Pour les canopées de rapport d'aspect $k/\ell = 3$ et 6 , on observe une diminution de 50% du maximum du tenseur de Reynolds pour un seuil $H_* \sim 5$. Pour la canopée de cubes ($k/\ell = 1$), cette diminution de 50% ($\max(-\phi \langle \overline{u'w'} \rangle / u_*^2) = 0.5$) est observée à partir de $H_* \sim 25$. De plus, sur la figure 4.5a on voit que, pour la canopée peu profonde ($k/\ell = 1$), il existe encore des contributions pour des seuils aussi élevés que $H_* \sim 50$. Pour des profondeurs de canopée de $k/\ell = 3$ et 6 on n'observe plus de contributions au-delà de, respectivement, $H_* \geq 15$ et $H_* \geq 10$. Donc, pour une même immersion relative modifiée $(h - k)/\ell$, la contribution des événements Q_i intenses est directement corrélée à la profondeur de canopée. Moins la canopée est profonde et plus le tenseur de Reynolds est constitué d'événements extrêmes. Autrement dit la limite $\max(H_*)$ où on trouve toujours des contributions au tenseur de Reynolds augmente.

La figure 4.6 montre l'effet de la profondeur de canopée à différentes altitudes : $(z - k)/\ell = -0.5, 0.5$ et 2.0 (ces positions sont marquées sur la figure 4.5 par des traits discontinus rouges). Au-dessus de la canopée, on retrouve toujours la domination des éjections (Q_2), qui augmente à l'approche du sommet de la canopée ($(z - k)/\ell \sim 0$) (figures 4.6a-d). Au sommet de la canopée, on observe aussi une augmentation de l'intensité des quadrants Q_i par génération d'événements extrêmes.

Dans les canopées $k/\ell = 3$ et 6 , en $(z - k)/\ell = -0.5$, les balayages (Q_4) l'emportent sur les éjections (Q_2) en termes de contributions et d'intensité. Mais, pour une canopée peu profonde ($k/\ell = 1$), un équilibre entre les éjections (Q_2) et les

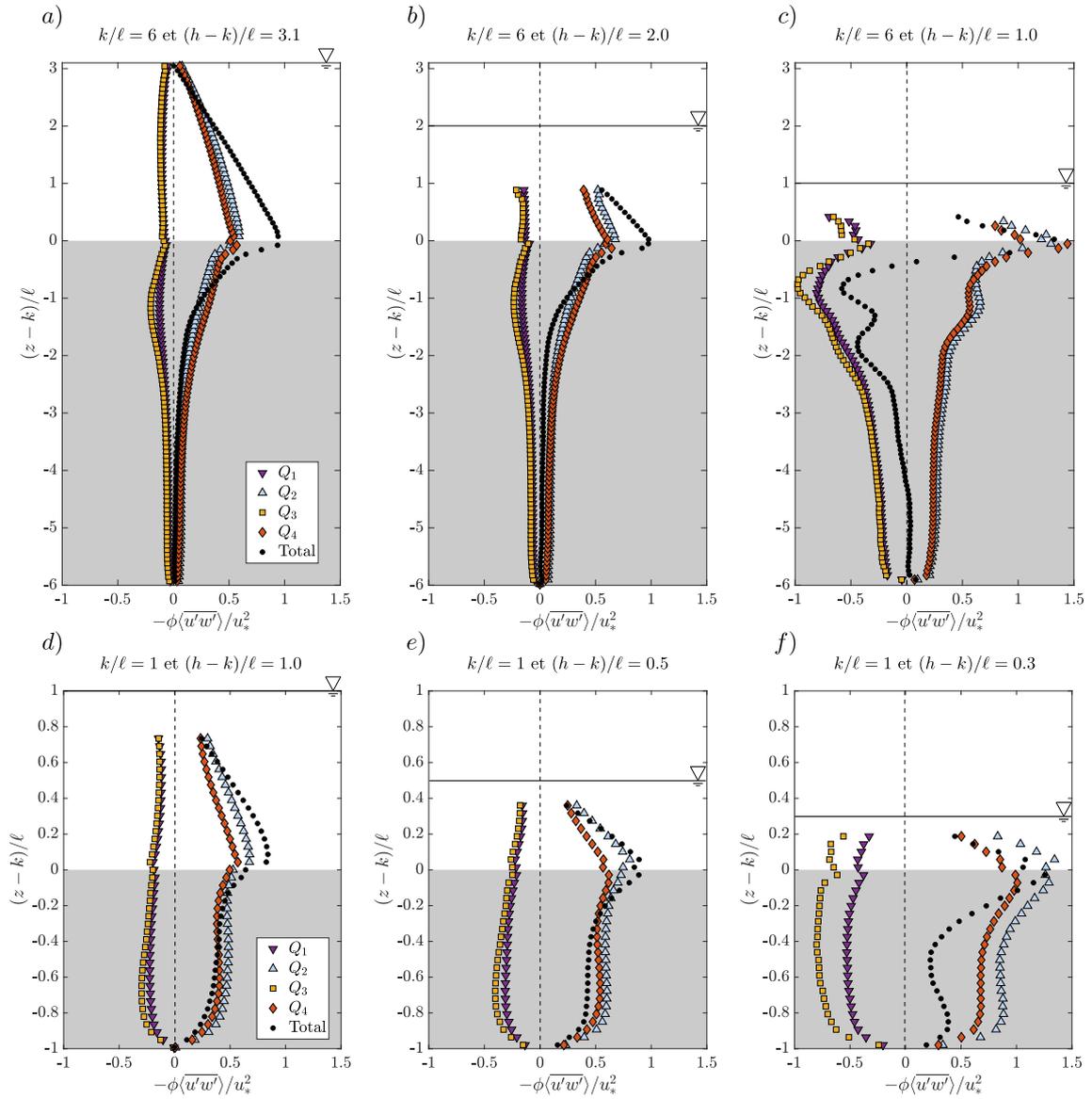


FIGURE 4.4 – Profils verticaux des contributions de chaque quadrant Q_i au tenseur Reynolds total $\phi\langle u'w' \rangle$ pour une profondeur de canopée $k/\ell = 6$ avec des immersions relatives modifiées : a) $(h-k)/\ell = 6.2$, b) $(h-k)/\ell = 3.1$, c) $(h-k)/\ell = 2$ et $(h-k)/\ell = 1$. Pour faciliter la visualisation seulement un point sur trois est affiché.

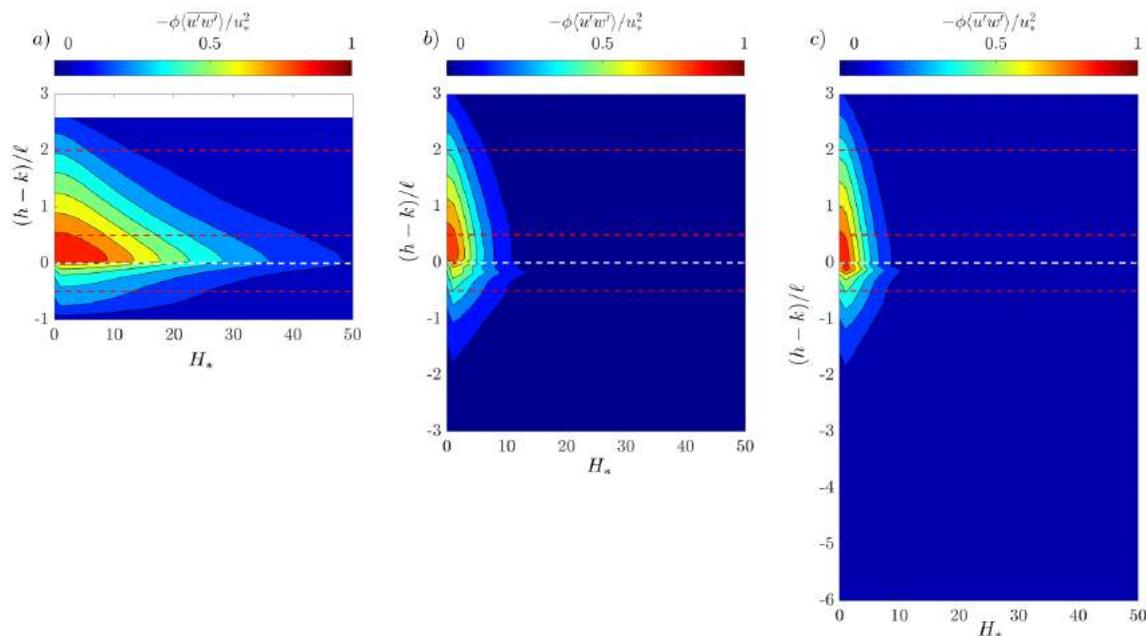


FIGURE 4.5 – Cartes d'évolution des profils verticaux du tenseur de Reynolds en fonction du seuil H_* pour une immersion relative modifiée constante $(h - k)/\ell = 3.1$ et : a) $k/\ell = 1$, b) $k/\ell = 3$ et c) $k/\ell = 6$.

balayages (Q_4) semble s'installer. Cet état d'équilibre sous-entend que la présence du fond du canal augmente la génération et l'intensité des éjections (Q_2).

Plus largement, la diminution de la profondeur de canopée (k/ℓ) augmente la contribution et le taux d'apparition des événements extrêmes pour tous les quadrants Q_i . Par exemple, pour $k/\ell = 3$ et 6 en $(z - k)/\ell = 0.5$, il y a une contribution des éjections (Q_2) à hauteur de 10% de u_*^2 pour $H_* \sim 10$. Cette contribution se retrouve, pour une canopée peu profonde pour $H_* \sim 40$. Cependant, même s'il y a une augmentation des événements extrêmes avec la diminution de la profondeur de canopée, leur taux d'apparition N_{Q_i} reste faible (figures 4.6b-d-f). À noter que, quelle que soit la position ($(z - k)/\ell$) ou le seuil H_* , la contribution des événements Q_1 et Q_3 reste très faible (inférieure à 15% de u_*^2).

Effet de l'immersion

La figure 4.7 montre l'effet de H_* pour les profondeurs de canopée $k/\ell = 1$ et 6 et différentes immersions relatives. Pour une canopée peu profonde ($k/\ell = 1$), la diminution de la surface libre entraîne, dans un premier temps, une diminution de la contribution des événements extrêmes (i.e. jusqu'à $(h - k)/\ell = 1.0$). Cependant, si on continue de diminuer l'immersion (pour $(h - k)/\ell = 0.3$), la contribution des événements extrêmes augmente. Cette tendance, qui souligne un changement de comportement de l'écoulement pour une très faible immersion, se retrouve pour une canopée allongée ($k/\ell = 6$) (figure 4.7a-c).

Pour quantifier cet effet, les figures 4.8 et 4.9 montrent, pour chaque quadrant Q_i , l'impact de la profondeur de canopée aux altitudes : $(z - k)/\ell = -0.5, -0.2$ et 0.2 (ces positions sont marquées sur la figure 4.7 par des traits discontinus rouges). Pour

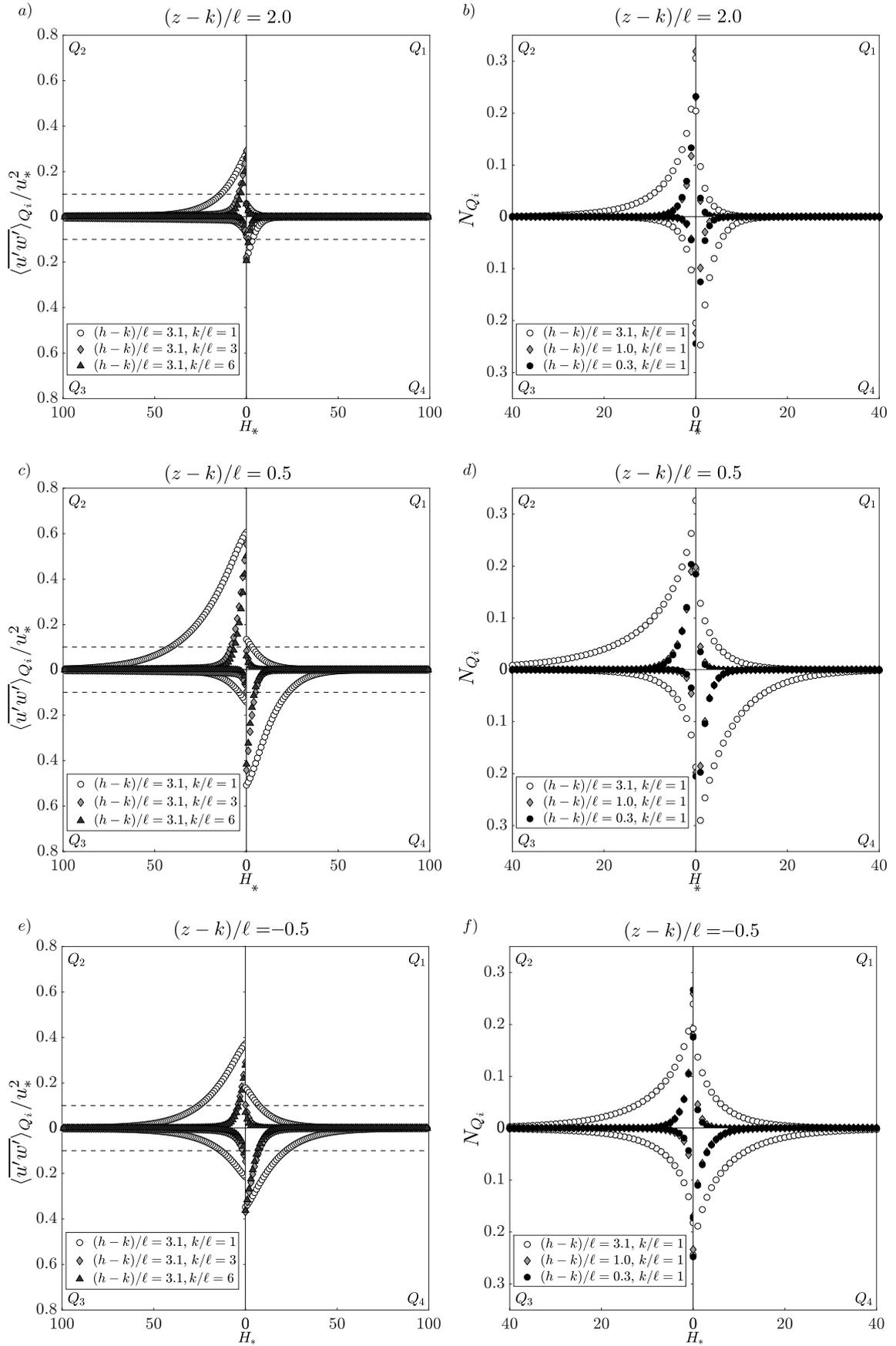


FIGURE 4.6 – Quadrants doublement moyennés à différentes altitudes pour une immersion relative modifiée constante $(h-k)/\ell = 3.1$ et trois profondeurs de canopée différentes ($k/\ell = 1, 3$ et 6).

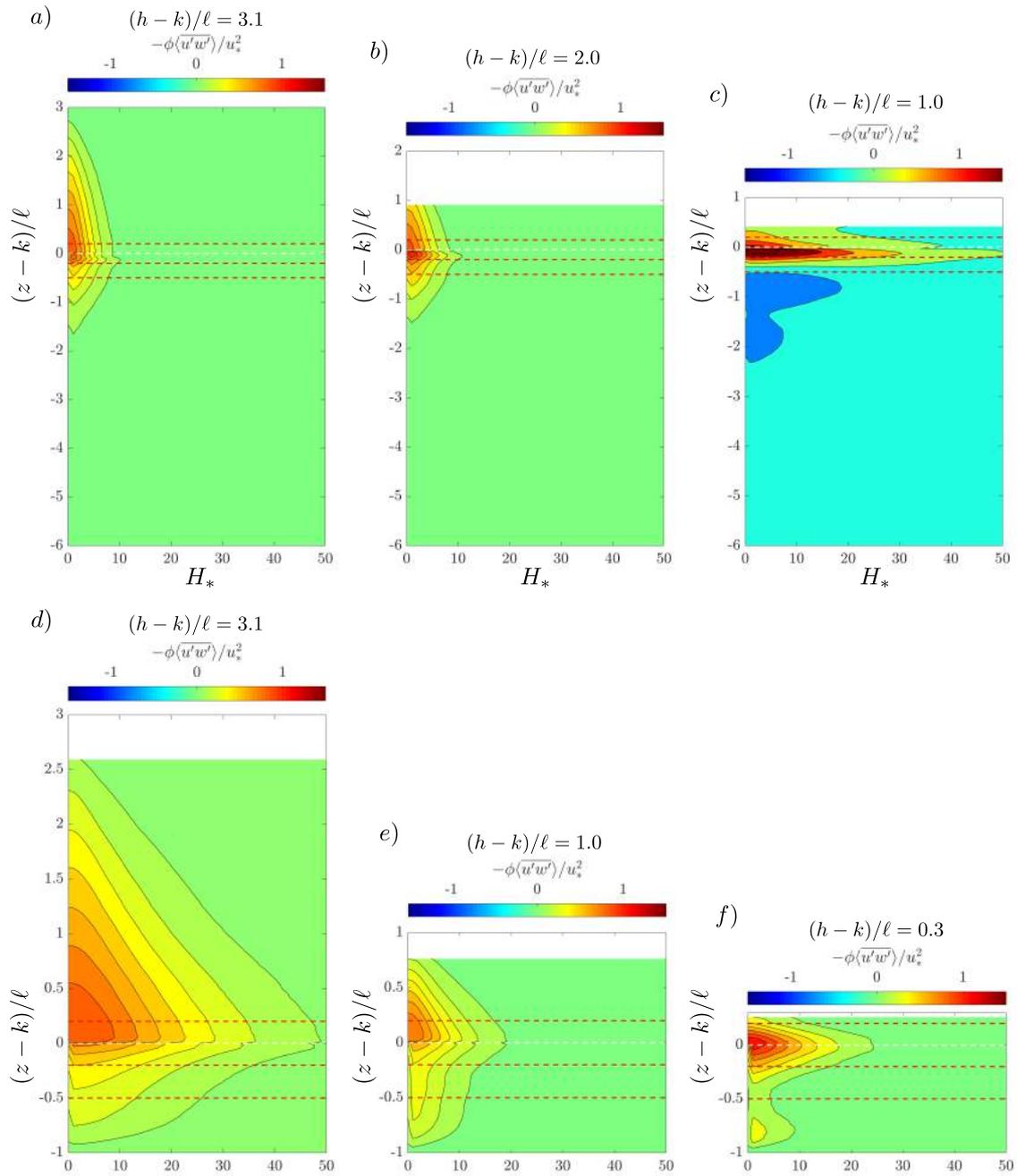


FIGURE 4.7 – Cartes d'évolution des profils verticaux du tenseur de Reynolds en fonction du seuil H_* pour différentes immersions relatives modifiées $(h-k)/\ell$ et profondeurs de canopée : $k/\ell = 6$ (a, b et c) et $k/\ell = 1$ (c, d et e).

les configurations $k/\ell = 1$ et $(h - k)/\ell = 3.1$ et 1.0 (figures 4.8a-d), on observe une domination, dans tout l'écoulement, des éjections (Q_2) et des balayages (Q_4). Mais pour $(h - k)/\ell = 0.3$, on observe une augmentation des contributions Q_i par rapport à $(h - k)/\ell = 1.0$. Cette accroissement est caractérisé par l'apparition d'éjections (Q_2) et d'événements Q_3 extrêmes ($u'w' \geq 100u_*^2$). Cet effet n'est pas visible sur le tenseur total puisque les éjections (Q_2) et des événements Q_3 se compensent.

Pour une profondeur de canopée $k/\ell = 6$, près du sommet de la canopée ($(z - k)/\ell = -0.2$ et 0.2), les balayages (Q_4) et les éjections (Q_2) contribuent majoritairement au tenseur de Reynolds et sont constitués d'événements plus intenses que les quadrants Q_1 et Q_3 . À cette altitude, la diminution de l'immersion a pour effet d'augmenter globalement la contribution des événements extrêmes sans modifier la domination des éjections (Q_2) et des balayages (Q_4). Néanmoins, cette augmentation est beaucoup plus importante dans la canopée ($(z - k)/\ell = -0.2$), où on observe l'apparition de balayages (Q_4) très intenses. Par exemple, pour une immersion relative modifiée $(h - k)/\ell = 1.0$, on observe que les balayages (Q_4) supérieurs à $H_* = 40$ contribuent au tenseur de Reynolds à hauteur de 10% alors que pour des immersions plus fortes cette contribution était nulle pour un seuil de $H_* = 40$. On peut noter le faible taux d'apparition N_{Q_i} de ces événements avec $H_* > 10$ pour toutes les immersions (figure 4.9b). On remarque aussi que la diminution de l'immersion entraîne une diminution du taux d'événements extrêmes dans l'écoulement. Plus profondément dans la canopée ($(z - k)/\ell = -0.5$), on retrouve la domination des éjections (Q_2) et des balayages (Q_4) pour les immersions relatives modifiées $(h - k)/\ell = 3.1$ et 2.0 (4.9c). Cependant si on continue à diminuer l'immersion (i.e. $(h - k)/\ell = 1.0$), on observe un changement radical de comportement. En effet, on observe une forte augmentation de la contribution des quadrants Q_1 et Q_3 extrêmes qui devient plus importante que les éjections (Q_2) et les balayages (Q_4).

Pour résumer, pour une canopée allongée ($k/\ell = 6$), la diminution de l'immersion dans la canopée a pour effet global d'augmenter la contribution des événements extrêmes sans pour autant augmenter leur taux d'apparition. Cependant, on observe dans la canopée, pour les très faibles immersions, l'apparition d'événements Q_1 et Q_3 violents qui supplantent la domination habituelle des éjections (Q_2) et des balayages (Q_4). C'est cette apparition de Q_1 et Q_3 extrêmes qui rend le tenseur de Reynolds négatif pour les cas très faiblement immergés. Pour une canopée peu profonde ($k/\ell = 1$), une forte diminution de l'immersion est accompagné d'une contribution de Q_3 extrêmes. Cependant, comme on l'a vu précédemment, la présence du fond tend à favoriser la contribution des éjections (Q_2) extrêmes. Cet effet est amplifié par la diminution du tirant d'eau, et neutralise les événements Q_3 , empêchant ainsi d'avoir un tenseur de Reynolds négatif.

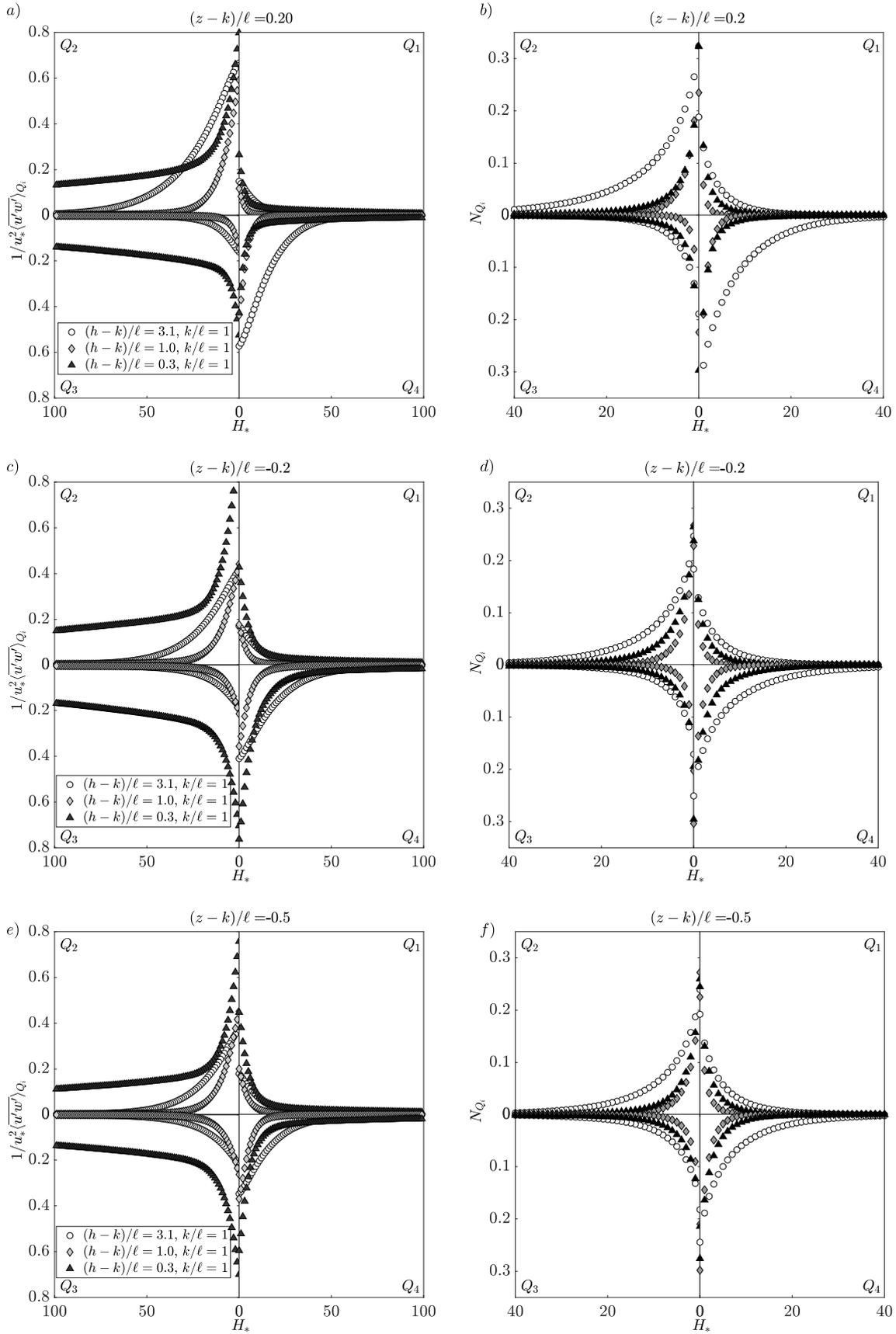


FIGURE 4.8 – Quadrants doublement moyennés à différentes altitudes pour une profondeur de canopée $k/\ell = 1$ et trois immersions relatives modifiées $(h-k)/\ell = 3.1, 1.0$ et 0.3 .

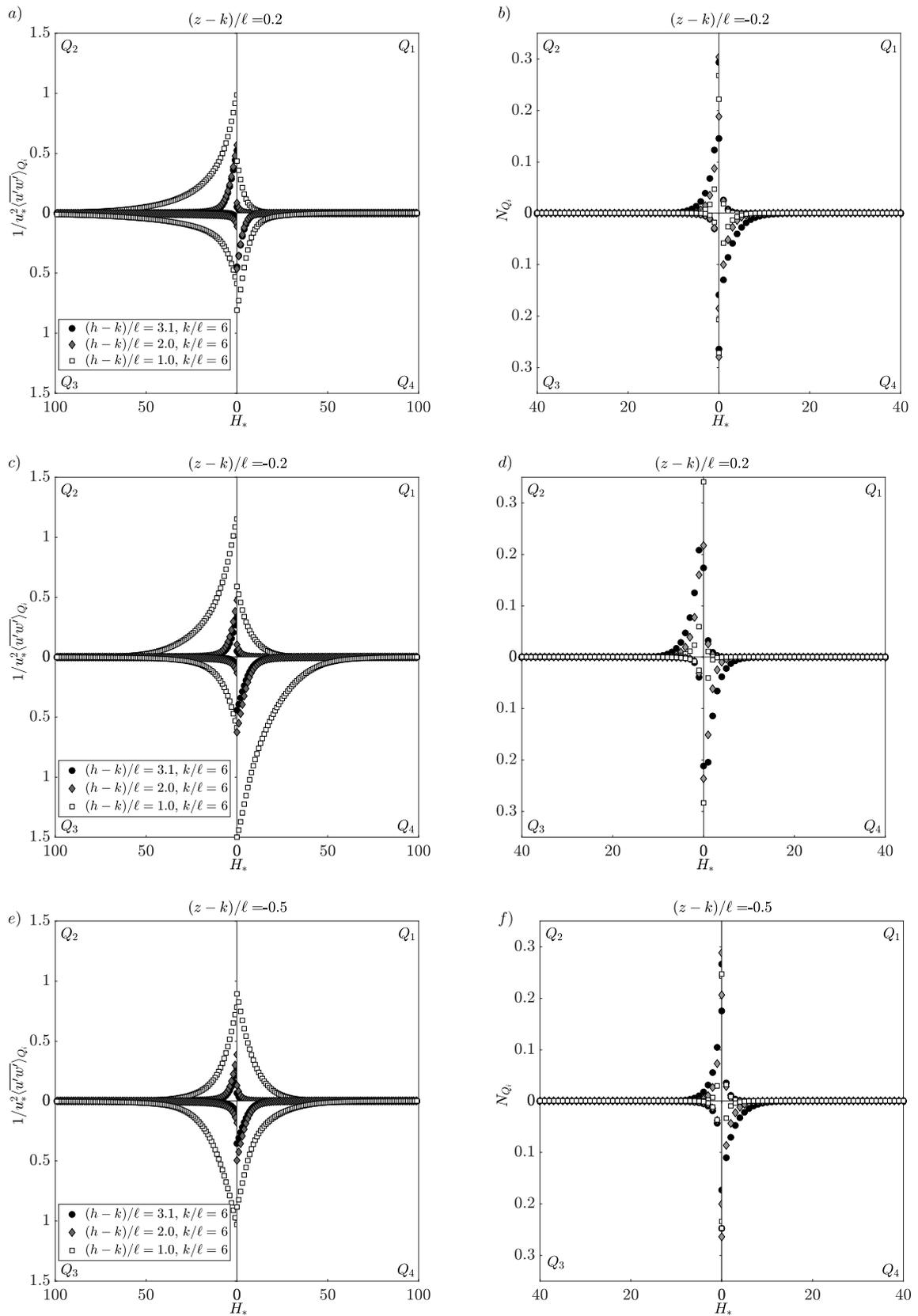


FIGURE 4.9 – Quadrants doublement moyennée à différentes altitudes pour une profondeur de canopée $k/\ell = 6$ et trois immersions relatives modifiées $(h-k)/\ell = 3.1, 2.0$ et 1.0 .

4.2.4 Tenseur de Reynolds résiduel

Dans tout les cas étudiés, les éjections (Q_2) et les balayages (Q_4) représentent une forte contribution au tenseur de Reynolds. L'outil le plus adapté pour étudier leur contribution relative est le tenseur de Reynolds résiduel, défini sous sa forme doublement moyennée comme :

$$\Delta S_H = \frac{\phi}{\langle u'w' \rangle} (\langle \overline{u'w'} \rangle_{4,H_*} - \langle \overline{u'w'} \rangle_{2,H_*}). \quad (4.5)$$

On peut aussi définir un second tenseur de Reynolds résiduel $\Delta S_{H_*}^*$ tel que :

$$\Delta S_{H_*}^* = \frac{\phi}{u_*^2} (\langle \overline{u'w'} \rangle_{4,H_*} - \langle \overline{u'w'} \rangle_{2,H_*}). \quad (4.6)$$

Effet de l'immersion de la profondeur de canopée sur $\Delta S_0^*(0)$

La figure 4.10 montre l'évolution du tenseur de Reynolds résiduel ΔS_0^* pour les trois types de canopées et pour différents niveaux d'immersion. Comme observé dans la section précédente, au-dessus de la canopée (i.e $(z - k)/\ell > 0$), $\Delta S_0^* < 0$, et donc, les éjections (Q_2) dominent l'écoulement. Cependant, cette nouvelle visualisation permet de voir que, plus l'immersion est faible, et plus les éjections (Q_2) ont une contribution importante proche du sommet de la canopée. Au-dessus de la canopée, le sommet des prismes peut être vu comme une source de violentes éjections (Q_2). Proche de la surface libre, les éjections (Q_2) et les balayages (Q_4) tendent à s'égaliser ($\Delta S_0^* \sim 0$). Cela laisse à penser que la surface libre a pour effet de privilégier la contribution des balayages (Q_4). On remarque aussi que plus la canopée est profonde et plus la diminution de la surface libre a pour effet d'augmenter la contribution des éjections (Q_2) par rapport aux balayages (Q_4).

À l'intérieur de la canopée (i.e $(z - k)/\ell < 0$), on retrouve un mécanisme similaire, où la contribution relative des éjections augmente avec la diminution de l'immersion. Les figures 4.10b-c montrent que, contrairement à une canopée peu profonde ($k/\ell = 1$), les canopées de rapport d'aspect $k/\ell = 3$ et 6 voient la contribution des balayages (Q_4) dominer une grande partie de la canopée pour la plupart des immersions. Cette domination des balayages (Q_4), $\Delta S_0^* < 0$, est maximale proche du sommet des prismes, et peut être interprétée comme une zone de génération de balayages (Q_4).

Cependant, pour de très faibles immersions ($(h - z)/k = 0.5$, $k/\ell = 3$ et $(h - z)/k = 1$, $k/\ell = 6$), les éjections (Q_2) dominent de nouveau l'écoulement. Cette domination des éjections (Q_2) peut être alors interprétée comme la signature de la présence du fond du canal, dont les effets sont prépondérants à ceux du sommet de la canopée, pour des très faibles immersions.

Modèle de Raupach 1981

Pour une paroi rugueuse, RAUPACH, (1981) observe une corrélation entre le coefficient d'asymétrie M_{30} (skewness en anglais) et le tenseur de Reynolds résiduel.

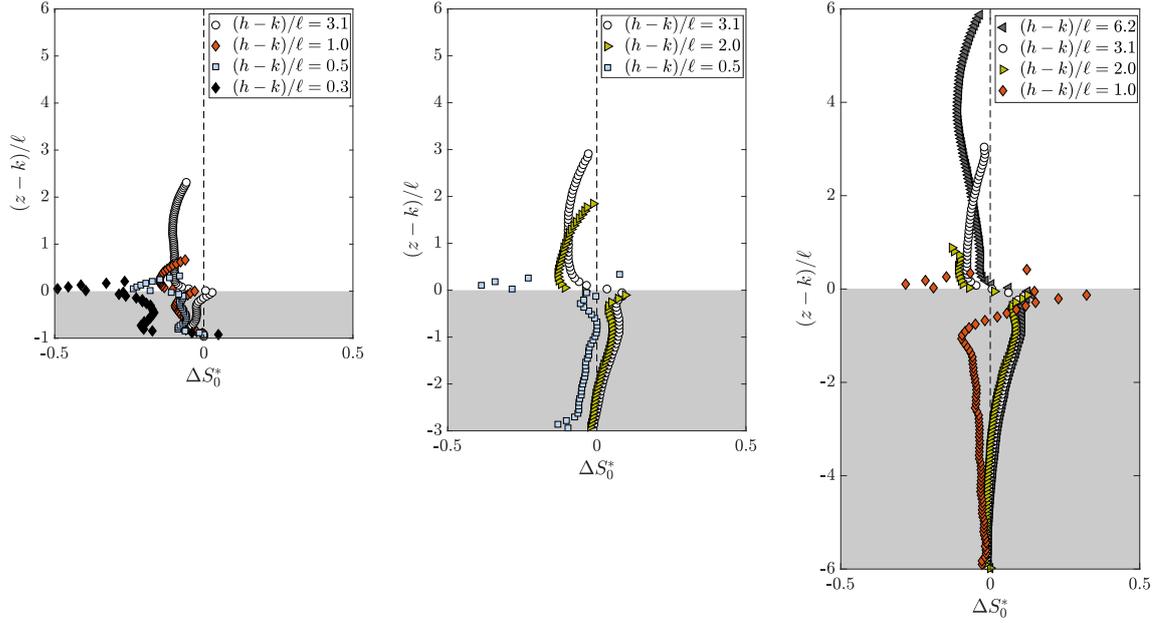


FIGURE 4.10 – Profils verticaux du tenseur de Reynolds résiduel ΔS_0^* pour différentes immersions modifiées $(h-k)/\ell$ et différentes profondeurs de canopée : a) $k/\ell = 1$, b) $k/\ell = 3$, c) $k/\ell = 6$. Pour faciliter la visualisation, seulement un point sur trois est affiché.

Il exprime ce comportement par la relation :

$$\Delta S_0 = 0.37 M_{30}, \quad (4.7)$$

où $M_{30} = \overline{u^3}/\overline{u'^2}^{3/2}$ et ici $\Delta S_0 = (\overline{u'w'}_{4,H} - \overline{u'w'}_{2,H})/\overline{u'w'}$. Ce résultat empirique lui permet de relier directement ΔS_0 au flux vertical d'énergie turbulent F_{TKE} par la relation :

$$F_{TKE} = \frac{3}{4} \Delta S_0 (c_1 \overline{u'^2 w'^2}^{1/2} + c_2 \overline{w'^2}^{3/2}), \quad (4.8)$$

avec $c_1 = -1.34$ et $c_2 = -1.59$. Plus récemment MIGNOT, HURTHUR et BARTHÉLEMY, (2009) trouvent, pour un écoulement au-dessus d'un lit de gravier, une corrélation similaire qui s'écrit :

$$\Delta S_0 = 0.44 M_{30}, \quad (4.9)$$

où les grandeurs sont à prendre au sens doublement moyenné avec $\Delta S_0 = u_*^2 / \langle \overline{u'w'} \rangle \Delta S_0^*$ et $M_{30} = \langle \overline{u^3} \rangle / \langle \overline{u'^2} \rangle^{3/2}$. Ce résultat suggère un lien universel entre le coefficient d'asymétrie M_{30} et le tenseur de Reynolds résiduel ΔS_0 .

Pour nos écoulements, les figures 4.11a-b-c montrent l'évolution de M_{30} en fonction de ΔS_0 pour une immersion relative modifiée constante $(h-z)/k = 3.1$ et pour différentes profondeurs de canopée k/ℓ . Pour $k/\ell = 1$, l'équation 4.9 est valide seulement au-dessus de la canopée. En effet, pour $(z-k)/\ell < 0$ le coefficient d'atténuation M_{30} est quasi constant. Les figures 4.11b et 4.11c indiquent un comportement différent pour des profondeurs de canopée $k/\ell = 3$ et 6. En effet, au-dessus de la canopée, pour ces configurations l'équation 4.9 semble désormais être décalée,

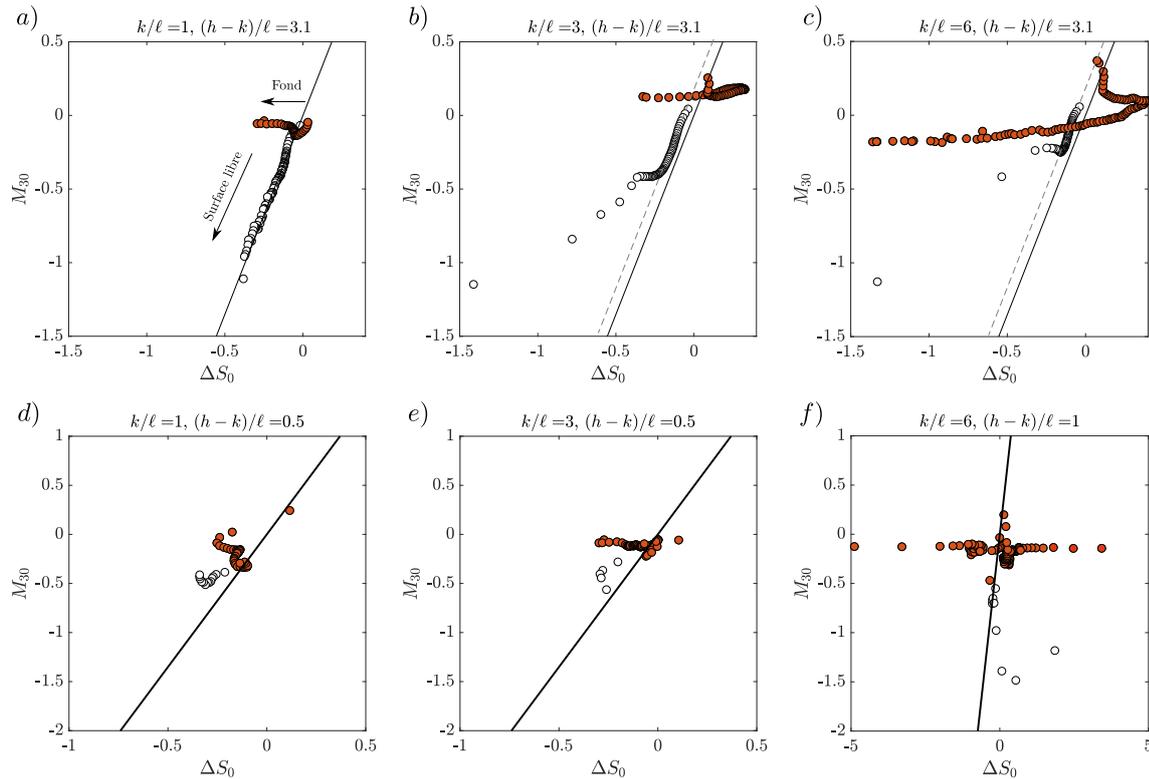


FIGURE 4.11 – Évolution du coefficient d’asymétrie M_{30} en fonction du tenseur de Reynolds résiduel ΔS_0 pour différentes profondeurs de canopées k/ℓ et niveaux d’immersions $(h-k)/\ell$. Les points blancs représentent les points au-dessus de la canopée ($z > k$) et les points rouges ceux qui sont dans la canopée ($z < k$). La ligne continue représente l’équation 4.9 et la ligne discontinue l’équation 4.10. Pour faciliter la visualisation seul un point sur trois est affiché.

avec :

$$\Delta S_0 = 0.37M_{30} + c, \quad (4.10)$$

où $c = -0.063$ pour les configurations $k/\ell = 3$ et $k/\ell = 6$ avec une immersion relative $(h-k)/\ell = 3.1$. Cependant, pour ces configurations, ce comportement n’est plus valable très proche de la surface libre.

Les figures 4.11d-e-f montrent que, lorsqu’on réduit considérablement la hauteur de la surface libre, la corrélation linéaire entre M_{30} et ΔS_0 disparaît. Ce résultat indique que la relation empirique de RAUPACH, (1981) (équation 4.9) ne semble s’appliquer qu’aux cas très particuliers des canopées peu profondes fortement immergées. Par ailleurs, l’allongement de la profondeur de canopée décale cette relation, comme proposé dans l’équation 4.10. Pour finir, un confinement fort par la surface libre détruit totalement ce comportement.

Effet du seuil sur $\Delta S_{H_*}^*$

La figure 4.12 illustre l’évolution de $\Delta S_{H_*}^*$ en fonction du seuil H_* pour une immersion relative modifiée constante $(h-k)/\ell = 3.1$ et différentes profondeurs de canopée. Pour une canopée peu profonde ($k/\ell = 1$), dans la canopée (i.e. ($z -$

$k)/\ell > 0$) les éjections (Q_2) et les balayages (Q_4) font jeu égal quelque soit H_* . Au-dessus de la canopée (i.e. $(z - k)/\ell > 0$), la contribution des éjections (Q_2) devient significativement plus importante que celle des balayages (Q_4) avec $\Delta S_{H_*}^* > 0$. Cette domination des éjections (Q_2), qui est quasi nulle proche de la surface libre, croît fortement à l'approche du sommet de la canopée pour atteindre un seuil $H_* \geq 60$. L'existence de contributions des éjections (Q_2) pour des seuils élevés ($H_* \geq 60$) indique que le sommet de la canopée peut être vu comme une source de génération d'éjections (Q_2).

Cette interprétation semble toujours se vérifier lorsque l'on augmente la profondeur de canopée. Pour les configurations $k/\ell = 3$ et 6 , même si les seuils H_* atteints sont moins grands ($H_* \leq 10$), on retrouve que la contribution des éjections (Q_2) est toujours majoritaire au-dessus de la canopée (i.e. $(z - k)/\ell > 0$) dans la zone proche du sommet de la canopée. Cependant, dans la canopée (i.e. $(z - k)/\ell < 0$), on observe désormais une zone ($(z - k)/\ell \in [-2, 0]$) où la contribution des balayages l'emporte ($\Delta S_{H_*}^* < 0$).

L'allongement de la canopée a tendance à rendre symétriques les zones $\Delta S_{H_*}^* > 0$ et $\Delta S_{H_*}^* < 0$, situées, respectivement, au-dessus et en-dessous de la canopée (figure 4.12). Cette symétrisation montre qu'un écoulement de canopée non confiné génère naturellement d'intenses éjections (Q_2) et balayages (Q_4) pour, respectivement $(z - k)/\ell > 0$ et $(z - k)/\ell < 0$, qui prennent leur source au sommet de la canopée. La diminution de la profondeur de cette dernière a pour effet de réduire l'intensité relative des balayages (Q_4) par rapport aux éjections (Q_2). Poussé à l'extrême ce mécanisme implique une domination des éjections (Q_2), comme on peut l'observer pour $k/\ell = 1$.

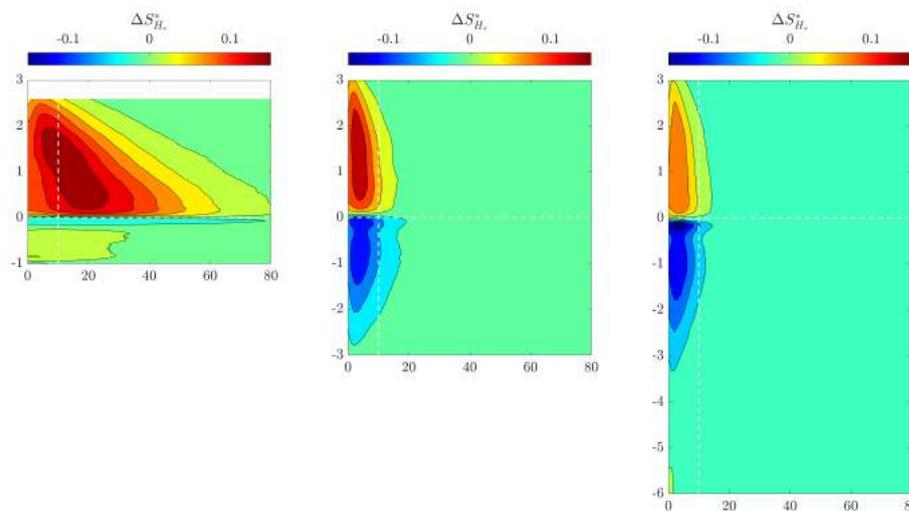


FIGURE 4.12 – Cartes d'évolution des profils verticaux du tenseur de Reynolds résiduel $\Delta S_{H_*}^*$ en fonction du seuil H_* pour une immersion relative modifiée constante $(h - k)/\ell = 3.1$ et différentes profondeurs de canopée : a) $k/\ell = 1$, b) $k/\ell = 3$ et c) $k/\ell = 6$.

La figure 4.13 montre cette fois l'évolution de $\Delta S_{H_*}^*$ en fonction du seuil pour différentes immersions relatives. Pour une canopée peu profonde (figures 4.13a-c), la

diminution de l'immersion augmente la contribution relative des éjections (Q_2) extrêmes dans tout l'écoulement. Au-dessus de la canopée, les éjections (Q_2) dominent déjà l'écoulement et la diminution de l'immersion ne fait qu'augmenter cette domination. Dans la canopée, on voit pour une immersion relative modifiée $(h - k)/\ell = 3.1$ que $\Delta S_{H_*}^* \sim 0$ quelque soit H_* . Cependant, cet équilibre éjections/balayages disparaît rapidement lorsque l'immersion diminue, laissant dominer les éjections (Q_2).

Pour une canopée profonde (figures 4.13d-f), on retrouve, au-dessus de la canopée, une domination des éjections (Q_2) amplifiée par la diminution de l'immersion. Cependant, dans la canopée, on observe un comportement différent. Pour une immersion relative modifiée $(h - k)/\ell = 3.1$ les balayages (Q_4) dominent une grande partie de la canopée. La diminution du tirant d'eau diminue cette zone et donc souligne une augmentation des éjections.

Globalement la diminution de l'immersion augmente l'influence des éjections (Q_2) dans la canopée. Cette augmentation peut être vue comme l'effet du fond du canal qui se fait d'autant plus ressentir que l'immersion est faible.

4.3 Conclusion

L'analyse conditionnelle du tenseur de Reynolds doublement moyenné a permis de comprendre quels processus étaient impliqués dans sa génération. Pour des configurations fortement immergées, le tenseur de Reynolds est constitué majoritairement d'éjections (Q_2) et de balayages (Q_4), quelle que soit la profondeur de canopée. Pour une canopée profonde ($k/\ell = 6$) les éjections (Q_2) dominent l'écoulement au-dessus de la canopée ($z > k$) alors que les balayages (Q_4) dominent l'écoulement dans la canopée ($z < k$). On a pu noter que la diminution de la profondeur de canopée k/ℓ a pour effet d'augmenter la contribution au tenseur de Reynolds des éjections (Q_2) dans tout l'écoulement. La diminution de l'immersion quant à elle a pour effet d'augmenter d'une part la contribution des éjections (Q_2) dans la canopée et d'autre part d'augmenter celle des événements Q_1 et Q_3 . Cette augmentation des quadrants Q_1 et Q_3 peut entraîner l'apparition d'un tenseur de Reynolds négatif dans la canopée, comme cela est observé pour certaines configurations très faiblement immergées.

L'étude du seuil H_* a permis de mettre en lien cet évolution avec l'apparition d'événements extrêmes dans l'écoulement. La diminution de la surface libre a pour effet d'augmenter le taux d'apparition et la contribution des événements extrêmes. Pour une canopée profonde ($k/\ell = 6$), on voit apparaître une contribution très importante de Q_3 extrêmes lorsque l'immersion diminue, qui peut être supérieure ou égale à la contribution des éjections (Q_2). Si on regarde les régimes fortement immergés, le nombre et l'intensité des événements extrêmes semblent beaucoup plus importants pour une faible profondeur de canopée ($k/\ell = 1$) que pour des canopées plus profondes ($k/\ell = 3$ ou 6).

Pour finir, l'approche empirique de RAUPACH, (1981) a aussi été confrontée à notre jeu de données expérimentales. L'équation 4.9 semble être valide au-dessus de la canopée pour un rapport d'aspect faible ($k/\ell = 1$) et une forte immersion. L'allongement de la canopée semble avoir pour effet de modifier la relation linéaire existant entre le coefficient d'asymétrie et le tenseur de Reynolds résiduel (équation 4.10) pour de grandes immersions. La diminution de l'immersion a pour effet de

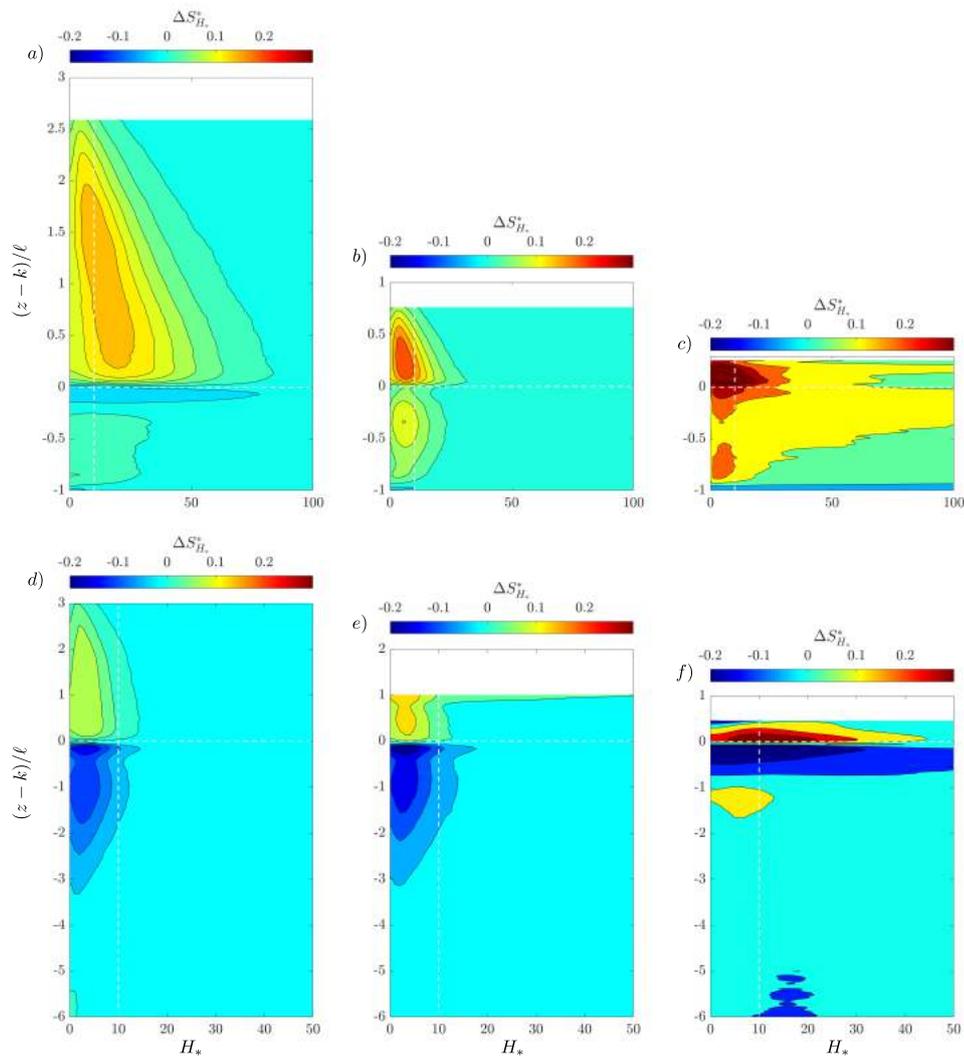


FIGURE 4.13 – Cartes d'évolution des profils verticaux du tenseur de Reynolds résiduel $\Delta S_{H_*}^*$ en fonction du seuil H_* pour différentes immersions relatives modifiées $(z - k)/\ell$ et profondeurs de canopée k/ℓ : en haut, $k/\ell = 1$ avec a) $(h - k)/\ell = 3.1$, b) $(h - k)/\ell = 1.0$ et c) $(h - k)/\ell = 0.3$. En bas, $k/\ell = 6$ avec d) $(h - k)/\ell = 3.1$, e) $(h - k)/\ell = 2.0$ et f) $(h - k)/\ell = 1.0$.

complexifier la relation entre M_{30} et ΔS_0 , ce qui ne permet pas de généraliser les observations de RAUPACH, (1981) pour les faibles immersions.

Chapitre 5

Lois de friction d'un écoulement faiblement immergé

Ce chapitre, rédigé en anglais, est l'ébauche d'un article sur les lois de friction qui régissent les écoulements de canopée. L'étude du frottement global des écoulements évoluant sur des lits rugueux est souvent confrontée à des incohérences de définition des grandeurs utilisées. Par exemple, dans la littérature, une confusion sur la vitesse de frottement à utiliser, toujours notée u_ , est souvent faite lors de l'utilisation des lois de Darcy. En effet, la vitesse de frottement u_{*k} déterminée au sommet du fond rugueux est souvent utilisée pour estimer le frottement global de l'écoulement alors qu'elle ne prend pas en compte la résistance qu'opposent les rugosités à l'écoulement. De même, la diminution de l'immersion peut impliquer que la canopée domine l'écoulement, invalidant totalement l'hypothèse d'une loi de friction basée sur un profil logarithmique. L'objectif de ce chapitre est d'établir une définition cohérente du frottement global f_0 , prenant en compte la totalité de l'écoulement lorsque les rugosités de fond sont non négligeables. Dans cette étude, les différentes configurations de la thèse permettent de documenter les lois de frottement pour différentes profondeurs de canopée faiblement immergées. Les résultats obtenus ont été confrontés à d'autres configurations académiques ou plus réalistes trouvées dans de la littérature. Ces résultats ont permis de montrer une évolution de f_0 avec $h/(\Phi k)$ qui semble universelle pour les fonds rugueux pour $h/(\Phi k) > 4$. Cependant, des effets hydrodynamiques plus complexes apparaissent pour $h/(\Phi k) < 4$.*

Friction laws in low submerged canopy flows

Loïc Chagot, Frédéric Yann Moulin, Olivier Eiff

5.1 Introduction

Throughout the last decades, environmental flows in fluvial configurations have been extensively studied. Nowadays the interest in this field, especially extreme events, becomes more important. Indeed, due to climate change, extreme flood events are expected to become more frequent and intense. These events are also used as reference for the design of civil engineering structures. Accurate predictions of both velocity and water level during such episodes are becoming a major challenge, especially in urban zones, to calibrate hydraulic models. In a context of flood, knowing the flow resistance is crucial to predict the flood behaviour. In this context, vegetation, rocks and houses can be depicted as macro-roughnesses.

Currently the most popular equation for predicting flow resistance of realistic bed river is the Darcy formula based on open-channel flow studies. This formula

$$f = 8 \frac{u_*^2}{U^2}, \quad (5.1)$$

where f is the Darcy friction factor, U the open-channel depth averaged velocity and $u_* = \sqrt{gRS}$ is an estimation of the bed friction velocity with R the hydraulic radius, S the slope and g gravitational acceleration. There are two main methods to explain the flow resistance behavior for rough-bed configurations. The first one is the empirical power-law attributed to STRICKLER, (1923) and follows the relation :

$$f \sim (R/D)^{-1/3}, \quad (5.2)$$

where D is the representative obstacles diameter of the rough-bed. The second approach is based on the admitted logarithmic law behavior of the velocity in open-channels. Keulegan (1938) integrated the logarithmic velocity profile to obtain :

$$f = 8 \left(6.25 + 5.75 \log_{10} \left(\frac{R}{k_s} \right) \right)^{-2}, \quad (5.3)$$

where k_s is the Nikuradse roughness height. These two models were largely studied and modified through different studies as HEY, (1979), BATHURST, (1985) and BATHURST, (2002) in a context of mountain river studies, or FERGUSON, (2007), RICKENMANN et RECKING, (2011) who studied gravel-bed flows. Additionally, more recently, STEWART et al., (2018) have studied resistance flow over self-affine rough beds. The limited knowledge about velocity profiles in shallow flows makes the use of logarithmic law questionable. For example, for canopy flows, the velocity profile inside the canopy is not logarithmic which shows the limit of this model. But the question of the validity of the flow resistance models in highly shallow situations can be done, particularly for the logarithmic law approach where the knowledge of the velocity profiles is poor in these cases. KATUL et al., (2002) pointed out that flow

resistance based on the semi-empirical logarithmic model of HEY, (1979) and LEOPOLD et WOLMAN, (1957) may be invalid for a relative submergence ratio $h/k < 10$ (where k is the height of the roughness elements and h the water depth). Furthermore, using a large data set RICKENMANN et RECKING, (2011) pointed out that these formulations "should be used with caution" for macro-roughnesses with low relative submergence.

Most of the open-channel studies have been performed with academic roughnesses in order to have more accurate measurements than on realistic configurations. For example, ROUZÈS et al., (2018) or FLORENS, EIFF et MOULIN, (2013) have observed the effect of the low relative submergence in the case of $h/k \in [1.5, 3]$ or $h/k \in [2.75, 4.5]$. POKRAJAC et al., (2006) showed different definition of friction velocities, one at the crest of the rough bed u_{*k} and at the bed u_{*0} , and have highlighted a significant difference between these two in shallow configurations. Despite many works have been done on flow resistance over the rough-bed, such as the studies by BATTIATO et RUBOL, (2014), RUBOL, LING et BATTIATO, (2018) using u_{*k} , the more appropriate term is u_{*0} . Furthermore, for shallow flow of rough or macro-rough beds, the velocity profile within the canopy is not logarithmic (see MACDONALD, (2000) et NEPF, (2012)) which shows the limit of this model based on it to obtain the total friction factor. This work proposes an investigation of the effect of small relative submergences ($h/k \in [1.2; 4.1]$) on the total friction factor using prismatic macro-roughnesses. In order to obtain more accurate data, and especially the friction factor f , PIV experiments were performed (section 5.2.1). The set-up was designed to use the double-averaged methodology and allows to obtain a very accurate velocity which can be compared with classic bulk and friction velocities. Then the section 5.3 tackles how relative submergence and porosity control the flow resistance behavior.

5.2 Methods

5.2.1 Experimental set-up

In an open-channel flume of 26 m long, 1.10 m wide and 0.50 m height, with a slope of 0.3%, prismatic elements, $k \times \ell \times \ell$, were glued in square configuration (here called S_1) on a smooth glass bed (k and ℓ are respectively the roughness element height and width), Fig. 5.1 shows a sketch of the experiment. Twelve configurations of prismatic rough-bed were investigated with aspect ratios $k/\ell = 1, 3$ and 6 and different levels of water h (see table 5.1). For each case the planar density λ_p was kept constant $\lambda_p = \ell^2/L^2 = 0.2$ with L the distance between two prisms. This experimental set-up used here is the same used in the chapter 2 which is explained in detail and was built to obtain high accuracy double-averaged statistics. As shown in the chapter 2, 9 planes (PIV+ symmetric) are sufficient to have very weak spatial converged errors on the statistics, moreover for each plane 10000 decorrelated images were recorded to assure the temporal convergence. In addition, the measurement set-up was designed to study very shallow canopy flow. In order to investigate both the effects of water level and canopy depth, different relative submergences ($h/k \in [1.2, 4.1]$) were explored with the three aspect ratios ($k/\ell = [1, 3, 6]$). All

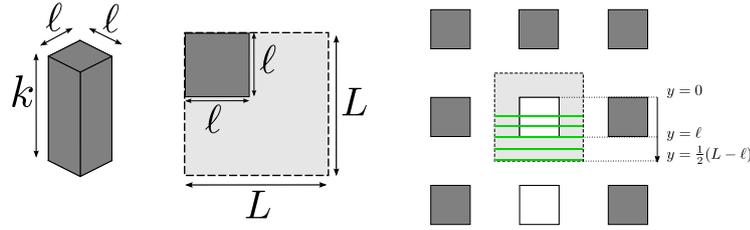


FIGURE 5.1 – Left : sketch of a the prismatic rough elements, with h the element's height, ℓ its width. Middle : top view of the periodic pattern for the rough bed. L is the side length of the pattern's square surface area. Right : sketch showing the locations of the PIV laser sheets. Positions of the green lines are coordinated at $y = \ell/2$, $3/4\ell$, ℓ , $1/4(L - \ell)$ and $1/2(L - \ell)$ (from the top line to the bottom line).

Case	k	ℓ	k/ℓ	λ_p	h	Q	U_d	h/k	Fr	Re	S_e
-	m	m	-	-	m	$\text{m}^3 \text{s}^{-1}$	m s^{-1}	-	-	$\times 10^3$	%
1	0.04	0.04	1	0.20	0.165	0.0901	0.5361	4.1	0.44	86	$0.30 \pm 5.0 \times 10^{-4}$
2	0.04	0.04	1	0.20	0.080	0.0180	0.2367	2.0	0.28	19	$0.27 \pm 2.9 \times 10^{-3}$
3	0.04	0.04	1	0.20	0.060	0.0080	0.1591	1.5	0.22	10	$0.22 \pm 9.9 \times 10^{-3}$
4	0.04	0.04	1	0.20	0.053	0.0058	0.1258	1.3	0.19	7	$0.21 \pm 3.3 \times 10^{-2}$
5	0.06	0.02	3	0.20	0.122	0.0285	0.2257	2.0	0.22	27	$0.31 \pm 1.4 \times 10^{-3}$
6	0.06	0.02	3	0.20	0.100	0.0154	0.1556	1.7	0.17	15	$0.28 \pm 1.3 \times 10^{-3}$
7	0.06	0.02	3	0.20	0.070	0.0048	0.0648	1.2	0.09	5	$0.15 \pm 2.4 \times 10^{-2}$
8	0.12	0.02	6	0.20	0.244	0.0637	0.2412	2.0	0.16	59	$0.30 \pm 1.7 \times 10^{-3}$
9	0.12	0.02	6	0.20	0.182	0.0322	0.1617	1.5	0.13	29	$0.38 \pm 1.6 \times 10^{-3}$
10	0.12	0.02	6	0.20	0.160	0.0210	0.1211	1.3	0.10	19	$0.31 \pm 2.1 \times 10^{-3}$
11	0.12	0.02	6	0.20	0.140	0.0122	0.1060	1.2	0.10	15	$0.31 \pm 4.1 \times 10^{-2}$

TABLE 5.1 – Flow regimes investigated and their associated experimental parameters. k is the roughness element height, ℓ the roughness element width, k/ℓ the roughness aspect ratio, λ_p the planar density, Q the water discharge, h the water depth, U_d the velocity defined in eq. 5.8, h/k the relative submergence, Fr the Froude number defined in eq. 5.16, Re Reynolds number ($Re = U_d h / \nu$) and S_e the energy slope of the flow.

configurations were sub-critical turbulent flows (with Froude and Reynolds numbers respectively $Fr < 1$ and $Re > 4000$), and their experimental parameters are summarized in Table 5.1.

5.2.2 Double-averaged quantities

The double-average methodology is an effective way to analyse complex 3D-flows generated by a canopy, in a context of both terrestrial (e.g. FINNIGAN, 2000; COCEAL et al., 2006; YAN et al., 2017) and aquatic canopies (e.g. NIKORA et al., 2007; NEZU et SANJOU, 2008; MIGNOT, BARTHELEMY et HURTER, 2009), to take into account the spatial variability of the mean flow in the roughness sublayer. Similar to the Reynolds decomposition, the local mean velocity \bar{u}_i can be written as :

$$\bar{u}_i = \langle \bar{u}_i \rangle + \tilde{u}_i, \quad (5.4)$$

where \tilde{u}_i is the spatial fluctuations. $\langle \bar{u}_i \rangle$ is the compact notation of u , v , and w , which are the components of velocity in the streamwise direction x , transversal direction y , and wall-normal direction z , and can be defined as :

$$\langle \bar{u}_i \rangle(x, y, z) = \frac{1}{V_f} \int_{V_f} \bar{u}_i(x, y, z) dV, \quad (5.5)$$

where V_f is the volume occupied by the fluid within an averaging domain, \bar{u}_i is the time-averaged velocity. As shown by XIE et FUKA, (2018), for the velocities the pertinent quantity is $\phi \langle \bar{u}_i \rangle$ in particular within the canopy, where ϕ is the porosity defined as : $\phi = \phi(z) = V_f/V_t$, with V_t the total volume (fluid and solid) of the averaging domain. The streamwise momentum and continuity equations for steady, two dimensional and uniform flow over a fixed rough-bed, can be written as :

$$0 = gS + \frac{1}{\phi} \left[\frac{1}{\rho} \partial_z (\phi \tau_{xz}) - f_x \right]. \quad (5.6)$$

$$\partial_i (\phi \langle \bar{u}_i \rangle) = 0, \quad (5.7)$$

where S is the slope of bed, f_x the forces applied on the rough-bed and τ_{ij} the total shear stress defined as the sum of the dispersive stress, the Reynolds shear stress and the viscous stress : $\tau_{xz} = -\rho \langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle - \rho \langle \bar{u}'\bar{w}' \rangle + \mu \partial_j \langle \bar{u}_i \rangle$. The knowledge of these double-averaged quantities, especially τ_{xz} and $\phi \langle \bar{u}_i \rangle$, is a way which allows to calculate precisely the friction coefficient f through an accurate estimation of characteristic velocities of the flow U and u_* .

5.2.3 Depth-averaged and bulk velocities

As seen in eq. 5.1, friction factor f can be estimated from the friction velocity and the depth-averaged velocity. The depth-averaged velocity can be estimated integrating $\phi \langle \bar{u} \rangle$:

$$U_d = \frac{\int_0^h \phi \langle \bar{u} \rangle dz}{\int_0^h \phi dz}. \quad (5.8)$$

However, in the literature and particularly in field studies, for example as in RICKENMANN et RECKING, 2011, the flow rate bulk velocity U_b is used as approximation of U_d . Indeed, usually only the water depth h and the discharge Q are accessible in configurations as river flows. Likewise, in order to simplify the estimation of U_b , approximations on the porosity of the bed are also often applied. Indeed, generally, for dense canopies the porosity is assumed to be equal to zero like there was no flow within the canopy. For sparse canopies the porosity is assumed to be equal to one as in absence of obstacles. These approximations lead to an over/underestimation of U_b and cannot be applied for transitional canopies. Here, U_b can be calculated on the effective flow depth defined as :

$$U_b = \frac{Q}{W(h - k(1 - \Phi))}, \quad (5.9)$$

where Q is the discharge, W the flume width and Φ the mean porosity defined as : $\Phi = \int_0^h \phi dz / h$ (constant in this study and equal to 0.8). Fig. 5.2 shows for all estimation of bulk velocities U_b against the depth-averaged velocity U_d (see Table 5.1). Two bulk velocities were calculated using both assumptions, $\Phi = 0$ or $\Phi = 1$, and one using the actual porosity of the canopy ($\Phi = 0.8$). If we assume an absence of canopy flow ($\Phi = 0$) the bulk velocity underestimates largely U_d . If the obstacles within the canopy are neglected ($\Phi = 1$), the trend of U_b overestimates U_d . With $\Phi = 0.8$, the bulk velocity U_b is in agreement with U_d . Better agreement with $\Phi = 1$ than $\Phi = 0$ is evidently only due to the fact that the real porosity is close to the unity, for denser canopies the error will be larger for $\Phi = 1$ than $\Phi = 0$. Importantly, the good agreement between U_b with $\Phi = 0.8$ and U_d shows the pertinence the 2D-hypothesis assumed in eq. 5.6 and consistency of the depth-averaged velocity based on the double-averaged methodology (eq. 5.8) with bulk velocity depicted with a geometric porosity (eq. 5.9). Therefore, for a canopy with a significant porosity the bulk velocity defined in eq. 5.9 has to be used if U_d is not accessible. To compare directly the results of this work with the literature, the characteristic velocity is the bulk velocity U_b in this study.

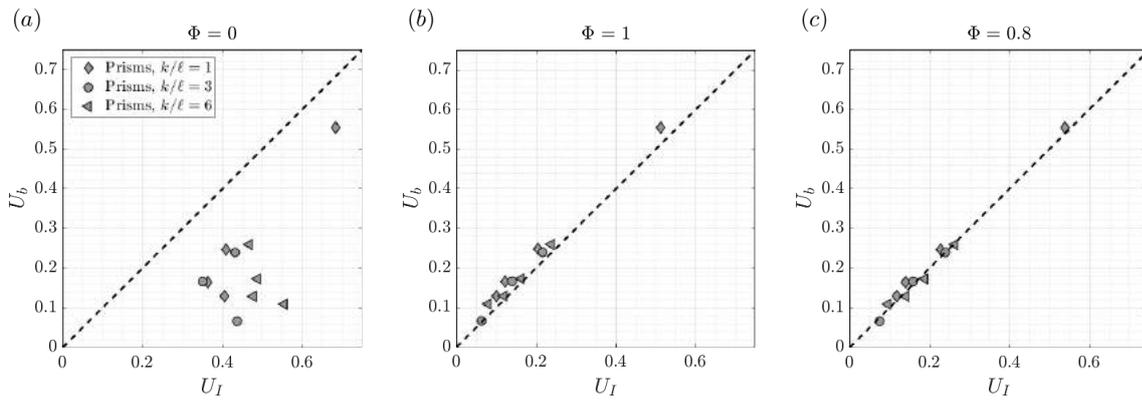


FIGURE 5.2 – (a) Comparison between the integrated velocity U_d calculated through eq. 5.8 and the bulk velocity (see eq. 5.9) assuming $\Phi = 0$, for the three rough-beds (see Table 5.1). (b) Comparison between the integrated velocity U_d and the bulk velocity assuming $\Phi = 1$. (c) Comparison between the integrated velocity U_d and the bulk velocity (without assumption).

5.2.4 Friction velocities

The friction velocity u_* is the second term needed to compute the friction coefficient f . In general, when the shear stress is measured, u_* is estimated using its value at the roughness crest (i.e. at $z = k$) :

$$u_{*k} = \sqrt{\tau_{xz}(k) / \rho}. \quad (5.10)$$

For a uniform 2D flow, eq. 5.6 can be used above the obstacles to write the slope S as :

$$S = \frac{1}{\rho g} \partial_z \tau_{xz}, \quad (5.11)$$

But in fact, the perfect uniformity of the flow is rarely obtained, and there is a slight difference between S and the energy slope S_e of the system. The Table 5.1 shows the energy slope S_e calculated with the eq. 5.11 for each flow. This table shows the difficulty to obtain a perfect uniformity even for lab experiment, and particularly for very low relative submergence $h/k \leq 1.5$.

Therefore, eq. 5.11 allows to write :

$$u_{*k} = \sqrt{\tau_{xz}(k)/\rho} \equiv \sqrt{gS_e(h-k)}, \quad (5.12)$$

which is the friction velocity definition of Darcy formula eq. 5.2. This definition is widely used, especially in river flow configuration (FERGUSON, 2007; RICKENMANN et RECKING, 2011; NAVARATNAM et al., 2018). However, POKRAJAC et al., (2006) et FLORENS, (2010) pointed out that the bed friction velocity is not u_{*k} but u_{*0} which is, taking into account the porosity Φ , given by :

$$u_{*0} = \sqrt{\frac{h-k(1-\Phi)}{h-k}} u_{*k}. \quad (5.13)$$

Indeed, the friction velocity at the crest u_{*k} does not take into account the resistance generated by the obstacles within the canopy. Therefore, the real flow resistance can be underestimated.

Fig. 5.3a shows the effect of the porosity and the slope on $u_{*0}(S_e, \Phi)$. If we assume an absence of canopy flow $\Phi = 0$ or if the obstacles are neglected $\Phi = 1$, the friction velocity is underestimated (Fig. 5.3a-b). This effect is stronger for high canopy depth ($k/\ell = 6$), due to the increase of the flow contribution within the canopy. Once again, the porosity is crucial to have a correct estimation of the Darcy terms. Fig. 5.3c shows the good agreement between $u_{*0}(S_e, \Phi)$ and $u_{*0}(S, \Phi)$ which highlights that all configurations are very close to the uniformity.

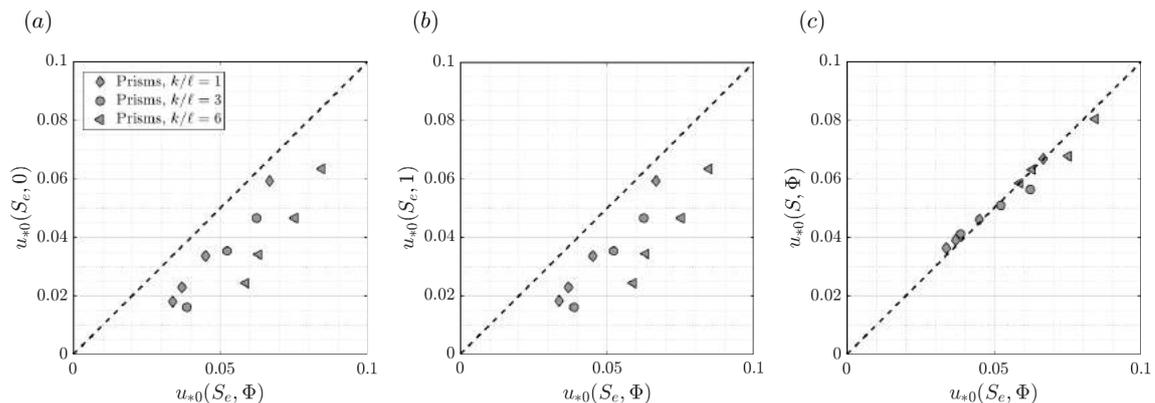


FIGURE 5.3 – Effect of the porosity Φ on u_{*0} a) $u_{*0}(S_e, 0)$ plotted against $u_{*0}(S_e, \Phi)$. b) $u_{*0}(S_e, 1)$ plotted against $u_{*0}(S_e, \Phi)$. c) Effect of slopes S_e or S on the estimation of u_{*0} (dashed lines represent the function $y(x) = x$). All data used are in table 5.1.

5.3 Friction factor f_0

5.3.1 Estimation of the flow resistance

The friction factor f_0 for canopy flows with the appropriate definition is defined, using , eq. 5.13 and eq. 5.8, as :

$$f_0 = 8 \frac{u_{*0}^2}{U_d^2}. \quad (5.14)$$

For 2D uniform flows and assuming $U_d = U_b$ as shown in Fig 5.2, eq. 5.14 can be rewritten as :

$$f_0 = 8 \frac{gS_e(h - k[1 - \Phi])}{U_b^2} = 8 \frac{gS_e W^2 (h - k[1 - \Phi])^3}{Q^2}. \quad (5.15)$$

As mentioned in the section 5.1, some hypothesis are done on the porosity of canopy flows.

Fig. 5.4 shows the effect of the porosity on friction factor f_0 . The cumulative assumptions made on U_b and u_{*0} can strongly affect f_0 . Indeed, if we neglect the porosity $\Phi = 1$, the friction factor is overestimated. Fig. 5.4(b) shows $8gS_e W^2 (h^3)/Q^2 \sim 2(8u_{*0}/U_d)$, with $\Phi = 0.8$. But for $\Phi = 0$, f_0 is completely underestimated with $8gS_e W^2 (h - k)^3/Q^2 \sim 0.1(8u_{*0}/U_d)$. This change of scale is due to the hypothesis of the absence of canopy which is the aim of canopy flows, mostly for low submergences. As mentioned in the section 5.1, lots of studies were assumed that the porosity is neglected, the present results point out to analyse these studies very carefully.

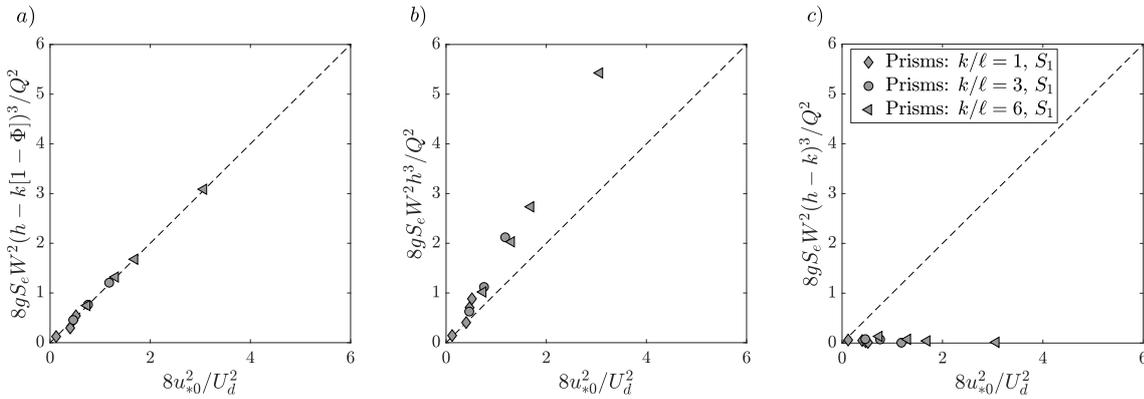


FIGURE 5.4 – Effect of the porosity Φ on estimation of f_0 . a) The real porosity of the bed is used : $\Phi = 0.8$, b) $\Phi = 1$ and c) $\Phi = 0$.

Dashed lines represents the function $y(x) = x$.

The resistance flow can be easily related to the Froude number which can be defined, on the effective level of water, as :

$$Fr = \frac{U_b}{\sqrt{g(h - k(1 - \Phi))}}. \quad (5.16)$$

f_0 can be rewritten as :

$$f_0 = 8S_e Fr^{-2}. \quad (5.17)$$

Note, his formulation calls to mind the implicit dependence between the Froude number Fr and the friction factor f_0 .

5.3.2 Effect of relative submergence on f_0

To predict the effect of hydraulic radius R on the flow resistance for large roughness scales as gravel-bed, KELLERHALS, (1967) found an empirical variation of eq. 5.2 (STRICKLER, 1923), following relationship :

$$f \sim (R/D)^{-1/2}. \quad (5.18)$$

In 1981 GRIFFITHS, (1981) found a similar equation with a 0.58-power-law for gravel-bed flows. These results are equivalent to study the relative submergence on the friction factor. Since then, lots of studies modified these equations for different configurations as BATHURST, (1985) and BATHURST, (2002) or STEWART et al., (2018). However, the behaviour of f for low submerged rough-bed is still poorly known as pointed out by RICKENMANN et RECKING, (2011).

The Fig. 5.5 shows the impact of the relative submergence (h/k), on the friction factor f_0 . Different data from the literature were collected to perform this analysis. Firstly, the data of FLORENS, EIFF et MOULIN, (2013) and ROUZÈS et al., (2018) were added to the data of this study (see Table 5.1) to have more prismatic rough-bed configurations as staggered configurations (here called S_2) or higher relative submergences. Then, in order to extend this behaviour to other geometries, the academic canopies of MANES, POKRAJAC et MCEWAN, (2007) and NEZU et SANJOU, (2008) were taken to compare with prismatic configuration. Moreover, to have more realistic cases the gravel-bed experiments of MIGNOT, BARTHELEMY et HURTER, (2009) and NAVARATNAM et al., (2018) were added to the data-set. All data-set is summarized in the Table 5.2, to compare the same quantities f_0 were calculated using eq. 5.14, where u_{*0} was estimated using the equation eq. 5.13 on u_{*k} given by authors.

Moreover, to position our data with emergent cases ($h/k = 0$), a friction factor f_0 , based on the DUPUIS et al., (2016) emergent canopy study, can be estimated using :

$$f_0 = 8\left(\frac{1}{2}\lambda_f C_D\right), \quad (5.19)$$

where C_D is the drag coefficient. For prisms C_D is assumed close to the unity ($C_D \sim 1$). Then, this friction factors f_0 for $h/k = 0$ are reported on Fig. 5.5a-b with dashed-lines.

Fig. 5.5a shows a global correlation between f_0 and h/k . This figure points out that the friction coefficient f_0 decreases for high submergences. However, as seen on Fig. 5.5b, the evolution of f_0 with a new relative submergence, using the effective roughness height (Φk), gives more information. Even if the general trend is similar, we can observe a change of trend at $h/(\Phi k) = 4$. For $h/(\Phi k) > 4$ the friction factor seems follow a similar -0.58 -power-law as predicted by GRIFFITHS, (1981) for gravel-bed. This result seems in agreement with the experimental study

about gravel-bed (MIGNOT, BARTHELEMY et HURTER, 2009 ; NAVARATNAM et al., 2018). Moreover, this figure highlights that academic geometries as spheres or prisms in S_1 or S_2 configurations follow the same behaviour as gravel-beds in this range of $h/(\Phi k)$.

For $(\Phi^{-1}h/k) < 4$, there is still correlation between f_0 and h/k , but this correlation seems impacted by the configuration of the bed. However, if we focus on our data, we can observe that the increase of f_0 , when $h/(\Phi k)$ decreases, tends to overtake the emergent case ($h/(\Phi k) = 0$). Note the differences between $f_0(h/k = 0)$ from eq. 5.19 and the extrapolation of our data is certainly due to the assumption $C_D = 1$.

This result can be explained as the strong effect of the canopy on the flow for $h/(\Phi k) < 4$, where the geometric and the hydraulic parameters (respectively λ_p and C_D) play an important role. Conversely, for $h/(\Phi k) > 4$, the hydrodynamic in the rough-bed is very weak and only the geometry drives the flow.

Therefore, the friction law for hydraulic rough-bed can be formulated as :

$$f_0 = \begin{cases} \sigma_1(\Phi^{-1}h/k)^{-\gamma_1}, & \text{for } h/(\Phi k) < 4, \\ \sigma_2(\Phi^{-1}h/k)^{-\gamma_2}, & \text{for } h/(\Phi k) > 4, \end{cases} \quad (5.20)$$

where $\sigma_1 \equiv \sigma_1(\lambda_p, C_D)$, $\gamma_1 \equiv \gamma_1(\lambda_p, C_D)$ and $\sigma_2 = 0.31$ and $\gamma_2 = 0.58$ were found. The value $h/(\Phi k) = 4$ can be interpreted as a limit of the shallow configurations, where the geometric and the hydraulic parameters have to be taken into account.

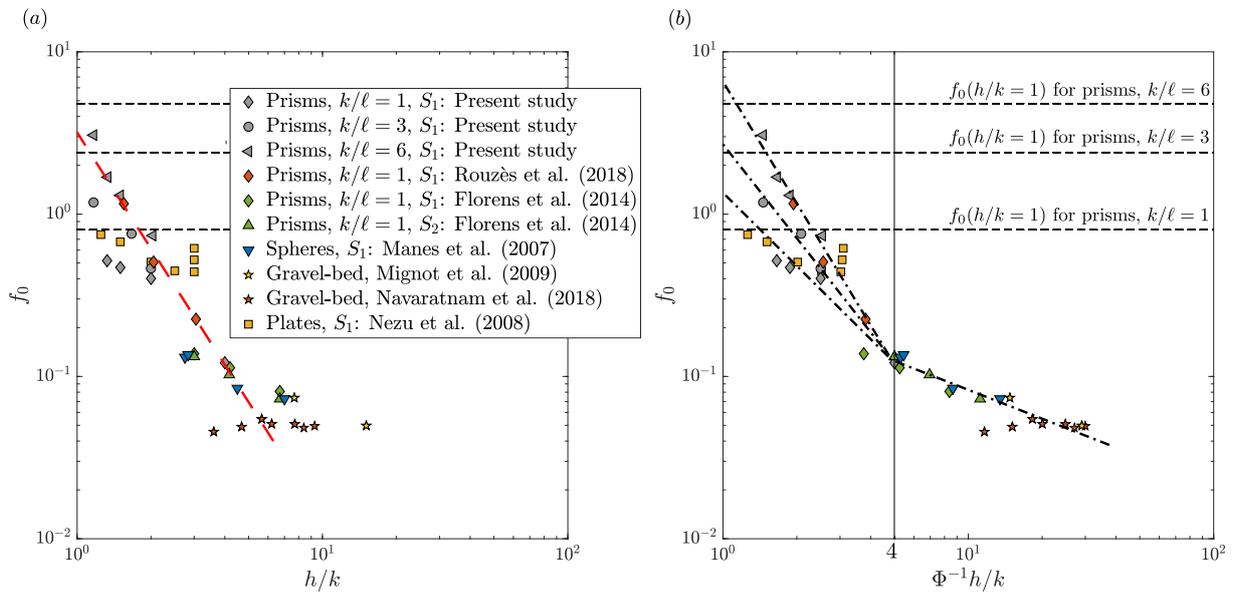


FIGURE 5.5 – a) : f_0 plotted against h/k and b) f_0 plotted against $\Phi^{-1}h/k$ (Black dash-dotted lines are trends of eq. 5.20. $f_0(h/k = 0)$ is calculated with eq. 5.19. All data used are in table 5.2.

5.4 Conclusion

Ce travail préliminaire souligne l'importance de définir de façon appropriée les grandeurs utilisées pour estimer le frottement généré par des fonds rugueux. En effet,

Study	Geometry	Configuration	k/ℓ	h/k	Φ	U_b	u_{*0}	k	h
			-	-	-	m s ⁻¹	m s ⁻¹	m	m
Present study ^a	Prisms	S_1	1.0	4.1	0.80	0.5389	0.0664	0.040	0.165
	Prisms	S_1	1.0	2.0	0.80	0.2273	0.0509	0.040	0.080
	Prisms	S_1	1.0	1.5	0.80	0.1399	0.0339	0.040	0.060
	Prisms	S_1	1.0	1.3	0.80	0.1172	0.0298	0.040	0.053
	Prisms	S_1	3.0	2.0	0.80	0.2399	0.0577	0.060	0.120
	Prisms	S_1	3.0	1.7	0.80	0.1591	0.0489	0.060	0.100
	Prisms	S_1	3.0	1.2	0.80	0.0752	0.0289	0.060	0.070
	Prisms	S_1	6.0	2.0	0.80	0.2632	0.0799	0.120	0.244
	Prisms	S_1	6.0	1.5	0.80	0.1876	0.0758	0.120	0.180
	Prisms	S_1	6.0	1.3	0.80	0.1404	0.0645	0.120	0.160
	Prisms	S_1	6.0	1.2	0.80	0.0956	0.0592	0.120	0.140
Manes <i>et al.</i> 2007 ^a	Spheres	S_1	1.0	2.8	0.52	0.2103	0.0274	0.012	0.034
	Spheres	S_1	1.0	4.5	0.52	0.3420	0.0352	0.012	0.054
	Spheres	S_1	1.0	7.0	0.52	0.4633	0.0442	0.012	0.084
	Spheres	S_1	1.0	2.8	0.52	0.2845	0.0364	0.012	0.033
Nezu <i>et al.</i> 2008 ^{a,b}	Plates	S_1	6.2	3.0	0.97	0.1212	0.0336	0.020	0.150
	Plates	S_1	6.2	3.0	0.98	0.1208	0.0309	0.020	0.150
	Plates	S_1	6.2	3.0	0.99	0.1203	0.0283	0.050	0.150
	Plates	S_1	6.2	1.3	0.99	0.1006	0.0308	0.050	0.063
	Plates	S_1	6.2	1.5	0.99	0.1005	0.0292	0.050	0.075
	Plates	S_1	6.2	2.0	0.99	0.1004	0.0253	0.050	0.100
	Plates	S_1	6.2	2.5	0.99	0.1003	0.0237	0.050	0.125
	Plates	S_1	6.2	3.0	0.99	0.1003	0.0231	0.050	0.150
	Plates	S_1	6.2	4.0	0.99	0.1002	0.0196	0.050	0.200
Mignot <i>et al.</i> 2009 ^c	Gravel	-	-	7.7	0.52	0.5727	0.0550	0.028	0.215
	Gravel	-	-	15.0	0.52	0.6587	0.0519	0.012	0.181
Florens <i>et al.</i> 2014 ^a	Prisms	S_1	1.0	6.7	0.80	0.2783	0.0280	0.020	0.134
	Prisms	S_1	1.0	4.2	0.80	0.2125	0.0253	0.020	0.084
	Prisms	S_1	1.0	3.0	0.80	0.1802	0.0237	0.020	0.060
	Prisms	S_2	1.0	6.7	0.60	0.6667	0.0635	0.020	0.134
	Prisms	S_2	1.0	4.2	0.60	0.2255	0.0255	0.020	0.084
	Prisms	S_2	1.0	3.0	0.60	0.1941	0.0250	0.020	0.060
Navaratnam <i>et al.</i> 2018 ^a	Gravel	-	-	3.6	0.31	0.5055	0.0382	0.038	0.137
	Gravel	-	-	4.7	0.31	0.5007	0.0392	0.038	0.178
	Gravel	-	-	6.2	0.31	0.5768	0.0460	0.038	0.236
	Gravel	-	-	5.7	0.31	0.6568	0.0543	0.038	0.215
	Gravel	-	-	7.7	0.31	0.5848	0.0466	0.038	0.293
	Gravel	-	-	9.3	0.31	0.5141	0.0404	0.038	0.353
	Gravel	-	-	8.4	0.31	0.6831	0.0531	0.038	0.319
Rouzès <i>et al.</i> 2018 ^a	Prisms	S_1	1.0	3.0	0.80	0.2536	0.0426	0.020	0.061
	Prisms	S_1	1.0	2.0	0.80	0.1302	0.0328	0.020	0.041
	Prisms	S_1	1.0	1.5	0.80	0.0741	0.0282	0.020	0.031

TABLE 5.2 – Parameters of the experimental datasets considered in this study. U_b is the bulk velocity defined in eq. (5.9) and u_{*0} is the friction velocity of the whole flow defined eq. (5.13). Note for the study of Mignot *et al.* the porosity profile $\phi(z)$ given by the authors was used to estimate the mean porosity Φ . ^a PIV measurements, ^b LDV measurements, ^c ADV measurements.

dans de nombreuses études d'écoulements de canopée et/ou d'écoulements faiblement immergés, la présence de rugosités est souvent négligée alors qu'elle impacte fortement l'écoulement. Ces approches classiques consistent à estimer les vitesses débitantes et celles de frottement, sans tenir compte de l'écoulement interne du lit rugueux, et ne sont donc plus valides.

Dans cette étude, des données PIV à hautes résolutions spatiales ont permis de mettre évidence les grandeurs pertinentes pour décrire cet écoulement. Par exemple, l'utilisation de la vitesse doublement moyennée intégrée verticalement U_d a permis de montrer que la vitesse débitante U_b doit prendre en compte la porosité globale du fond Φ afin de décrire correctement l'écoulement. De même, la vitesse de frottement habituellement estimée au sommet de la canopée $z = k$ doit être extrapolée jusqu'au fond ($z = 0$) afin de considérer le frottement généré par les rugosités (équation 5.13).

Un coefficient de frottement global f_0 peut être alors défini en prenant en compte la hauteur d'eau effective ($h - k(1 - \Phi)$). Cette étude a permis de mettre en évidence une corrélation entre f_0 et l'immersion relative h/k . En se basant sur l'approche empirique de Strickler, les données de cet article ajoutées à ceux de la littérature ont permis d'établir un modèle empirique. On remarque alors deux tendances distinctes. Pour les fortes immersion, f_0 ne dépend que de la hauteur d'eau et des paramètres géométriques de l'écoulement. Pour les faibles immersions, en plus de la géométrie, il semble aussi y avoir un impact des effets hydrodynamiques au travers du coefficient de traînée C_D dont la valeur varie selon les configurations. Ces deux tendances semblent séparées par la valeur charnières $h/(\Phi k) = 4$.

Un travail préliminaire sur l'étude du coefficient de traînée C_D a été fait en annexe (annexe B) pour compléter l'analyse du frottement pour ces écoulements faiblement immergés.

Chapitre 6

Conclusion

Les écoulements de canopée faiblement immergés restent aujourd’hui encore très peu documentés, bien qu’ils soient souvent observés en rivière. Dans ce cadre, les modélisations habituellement utilisées pour des configurations fortement immergées ne sont plus applicables, tant le comportement de ces écoulements est modifié par la présence des rugosités. Par ailleurs, la profondeur de canopée a aussi un effet important sur la structure de l’écoulement, ajoutant de la complexité à une éventuelle modélisation des canopées faiblement immergées. L’objectif de cette thèse a été d’étudier la structure verticale 1D de ces écoulements turbulents, pour différentes immersions et profondeurs de canopée, afin d’arriver *in fine* à une meilleure compréhension des lois de frottement en très faible immersion.

L’élaboration d’un système expérimental utilisant des rugosités en verre (BK7), a permis d’étudier de façon précise l’intégralité de l’écoulement, ce qui inclut l’intérieur de la canopée, difficilement accessible. L’acquisition d’un grand nombre de mesures PIV (jusqu’à 9 plans de mesure PIV, correspondant par symétrie à 17 plans dans le motif périodique) a permis de démontrer l’importance d’obtenir un jeu de données statistiquement convergé temporellement mais surtout spatialement. En effet, lors de notre analyse statistique des écoulements de canopée, nous avons montré qu’un nombre insuffisant de points de mesure entraîne des erreurs significatives sur les grandeurs doublement moyennées. Cette sensibilité se ressent surtout dans la canopée où l’on trouve une grande variation spatiale de l’écoulement. Cependant il a été montré que pour des prismes, l’utilisation d’une grille régulière 9×9 permet de décrire les vitesses et les grandeurs du second ordre dans la totalité de l’écoulement avec une erreur normalisée maximale inférieure à 10%. Par la suite, l’utilisation de 9 plans (soit 5 plans de mesure PIV par symétrie) a permis une étude rigoureuse de la structure verticale 1D des écoulements de canopée, afin d’observer les effets d’immersion et de profondeur de canopée.

Pour une canopée allongée et fortement immergée, on retrouve la vision classique d’un écoulement de canopée composé de couches bien distinctes (i.e sillage, couche de mélange, couche logarithmique et couche externe).

La diminution de l’immersion et/ou de la profondeur de canopée tend à détruire cette structuration. La diminution de l’immersion pour une canopée allongée fait disparaître la couche de mélange décrite par une tangente hyperbolique. Pour une canopée peu profonde, comme pour des cubes, c’est le sillage qui disparaît. Le confinement, par la surface libre ou par le fond, force les couches à interagir entre elles. C’est le cas de la couche logarithmique qui pénètre dans la sous-couche de rugosité pour de faibles profondeurs de canopée et/ou des immersions faibles.

La diminution de l'immersion génère des effets singuliers pour les canopées allongées ($k/\ell = 3$ ou 6). Pour de très faibles immersions, on voit apparaître des contributions négatives du tenseur dispersif et du tenseur de Reynolds dans la canopée. L'apparition d'une partie négative du tenseur de Reynolds est liée à une augmentation des corrélations positives entre u' et w' , ce qui a motivé l'étude par quadrant du Chapitre 4.

Cette analyse par quadrant a montré que pour des canopées allongées fortement immergées, l'écoulement est principalement constitué d'éjections (Q_2) et de balayages (Q_4). On retrouve d'ailleurs une domination des éjections (Q_2) et des balayages (Q_4), respectivement, au-dessus de la canopée et dans la canopée. Le sommet de la canopée peut alors être vu comme une source d'éjections (Q_2) pour l'écoulement au-dessus de la canopée et de balayages (Q_4) pour l'écoulement dans la canopée. La diminution de l'immersion entraîne l'augmentation des contributions négatives du tenseur de Reynolds (Q_1 et Q_3) dans la canopée. Cette augmentation, particulièrement celle du quadrant Q_3 , fait diminuer le tenseur de Reynolds dans la canopée pour de faibles immersions. Ce phénomène se retrouve aussi pour une canopée peu profonde avec de faibles immersions. Dans ce cas, on observe surtout l'apparition d'événements Q_3 extrêmes. Cependant, l'effet du fond du canal, qui génère naturellement des éjections Q_2 , se voit aussi amplifié par la diminution du tirant d'eau. Pour les faibles immersions, une compensation entre les éjections (Q_2) et les événements Q_3 se produit, empêchant le tenseur de Reynolds de devenir négatif. Une analyse par POD (Proper Orthogonal Decomposition) pourrait venir compléter cette analyse par quadrant afin de mieux définir les structures cohérentes générées par l'écoulement. Parallèlement, une analyse plan par plan de l'écoulement permettrait une meilleure compréhension de ces écoulements faiblement immergés en accédant à leur topologie.

Le dernier chapitre présente une étude préliminaire des lois de frottement globale des écoulements de canopée en faible immersion. Actuellement, les approches du type Chezy ou Darcy des lois de frottement sont encore largement utilisées. Pour les écoulements sur des fonds rugueux fortement immergés, des approches plus physiques proposent d'intégrer le profil de vitesse, supposé logarithmique sur tout le tirant d'eau (KEULEGAN, 1938). En choisissant la vitesse de frottements u_* au-dessus des rugosités, cela leur permet d'obtenir le coefficient de frottement $f = 8u_*^2/U^2$. Cependant, ces lois sont rarement appliquées à des configurations où les rugosités prennent une place importante dans l'écoulement. Si l'on considère un écoulement de canopée, une importante part de ce dernier a lieu à l'intérieur de la canopée et la partie logarithmique du profil de vitesse représente seulement une petite partie de l'écoulement total. L'utilisation des profils de vitesse convergés temporellement et spatialement montre que la vitesse débitante doit prendre en compte la porosité de la canopée Φ pour être correctement estimée. On remarque aussi que la vitesse de frottement u_* ne peut plus être déterminée seulement au-dessus des rugosités, mais doit être extrapolée jusqu'au fond comme le proposent POKRAJAC et al., (2006).

L'utilisation de ces grandeurs définies sur l'intégralité du tirant d'eau permet d'obtenir le frottement total que le fond rugueux applique sur le fluide. Grâce à cette réécriture du coefficient de frottement (f_0), une corrélation entre f_0 et l'immersion est observable. Cette corrélation prend la forme de deux lois de puissance, pour les faibles et fortes immersions (où la transition est estimée à $h/(\Phi k) = 4$).

Il serait maintenant intéressant de voir la sensibilité de cette corrélation avec la porosité Φ et la géométrie du fond. Pour cela, il serait nécessaire de documenter expérimentalement les lois de frottement, et particulièrement pour $h/(\Phi k) < 4$, avec des rugosités de fonds diverses géométries (sphères pyramides, etc...), dans différentes configuration (alignée, quinconce, etc...). De plus, la prise de mesures *in situ* avec une grille $n \times m$ régulière (voir chapitre 2), permettant d'appliquer la méthode double moyenne sur des configurations de terrain, donnerait l'accès au frottement pour configurations réelles avec une haute précision.

Annexe A

Structure locale d'un écoulement de canopée

La figure [A.1](#) montre différents champs de vitesse moyenne \bar{u} ainsi que les lignes de courant pour la configuration $k/\ell = 1$ et le régime $(h - k)/\ell = 3.1$. Au-dessus de la canopée, i.e. pour $(z - k)/\ell > 0$, l'écoulement ne présente qu'une faible variation spatiale dans la direction transverse. C'est à l'intérieur de la canopée, i.e $(z - k)/\ell < 0$, que l'on trouve d'importantes différences entre les plans.

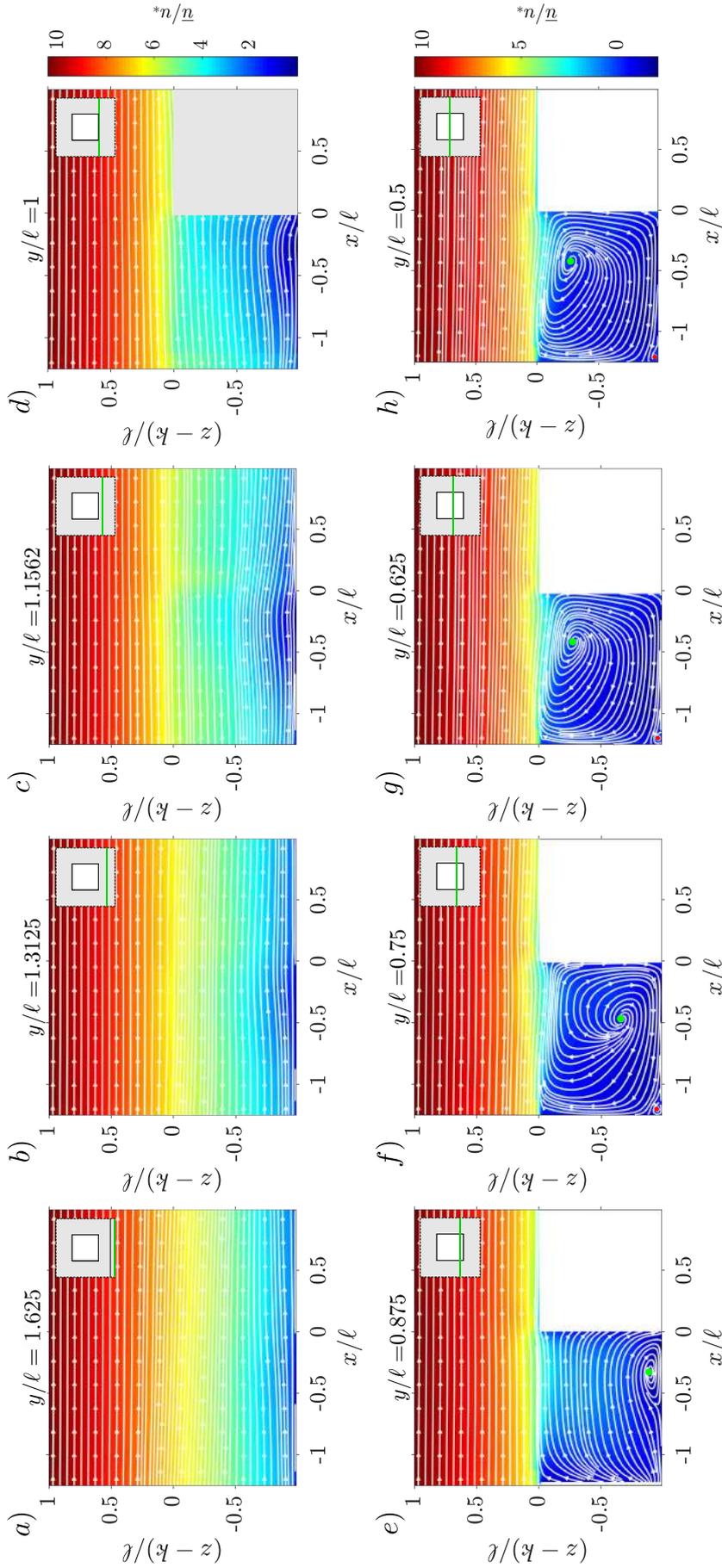


FIGURE A.1 – Champs de vitesse longitudinale avec les lignes de courant de la configuration $k/\ell = 1$ et $(h - k)/\ell = 3.1$. Les points verts représentent le centre du tourbillon de cavité. Pour faciliter la visualisation le plan $y/\ell = 1.4$ n'est pas affiché car elle n'apporte pas d'information complémentaire.

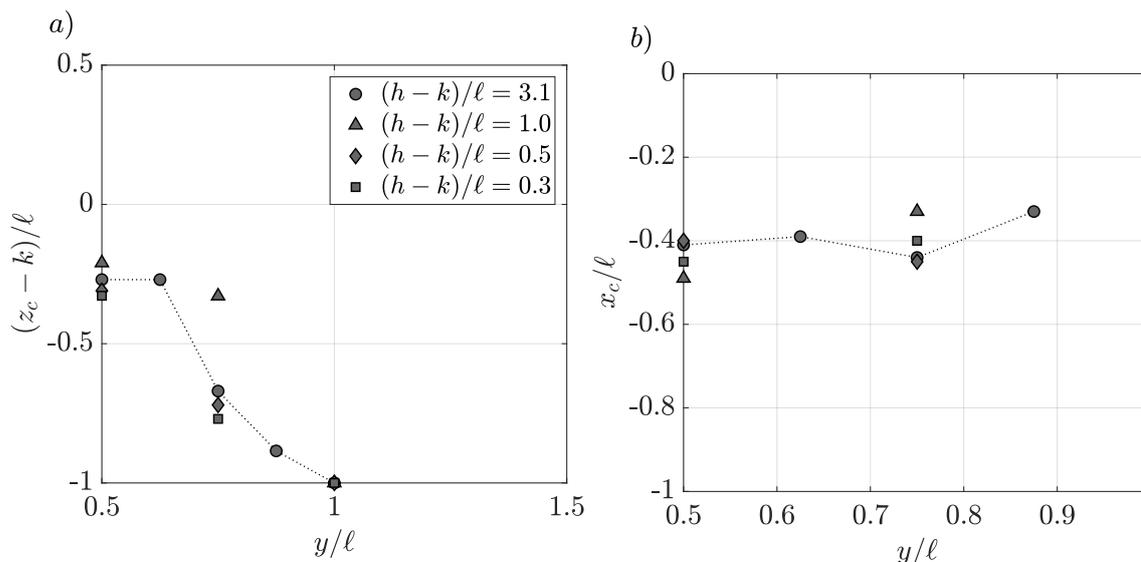


FIGURE A.2 – Position du centre du tourbillon de cavité pour une canopée de rapport d'aspect $k/l = 1$ avec différentes positions transverses y/l et immersion relative modifiée $(h - k)/l$. a) Position verticale z_c et b) position longitudinale x_c du tourbillon.

Au milieu de la rangée de cubes ($y/l = 0.5$), on retrouve la recirculation observée par FLORENS, (2010) pour des configurations similaires. La figure A.1 montre la persistance de ce tourbillon de cavité dans toute la largeur du cube. Cependant, la position de ce tourbillon, défini comme un point de vitesse nul, voit sa position varier lorsqu'on s'approche du bord du cube ($y/l = 1$). La figure A.2 montre l'évolution du centre du tourbillon de coordonnées (x_c, z_c) en fonction de la direction transversale y/l pour différentes valeurs de l'immersion relative modifiée $(h - k)/l$. Pour toutes les immersions, le centre de ce tourbillon est proche du sommet de la canopée au centre du cube ($(z_c - k)/l \sim -0.3$ en $y/l = 0.5$), puis se décale vers le fond du canal lorsqu'on se rapproche des allées. La position longitudinale du centre du tourbillon x_c se décale légèrement vers l'aval du cube lorsqu'on se rapproche des allées. Contrairement à ce qu'a pu observer FLORENS, (2010), on peut constater que, mise à part pour le cas $(h - k)/l = 1$, le confinement par la surface libre tend à faire descendre le centre du tourbillon dans la canopée.

Au milieu d'une allée en $y/l = 1.625$, le fluide ne rencontre aucun obstacle et continue à suivre une trajectoire rectiligne quasi-parallèle au fond du canal. Cependant, en se rapprochant du cube, la trajectoire du fluide va à être modifiée, formant de légères ondulations en $y/l = 1.156$. Ces ondulations marquent l'effet des rugosités sur le fluide.

Analysons maintenant l'effet du rapport d'aspect de la canopée k/l . Les figures A.5, A.4 montrent les champs de vitesse moyenne \bar{u} ainsi que les lignes de courants pour la configuration $k/l = 6$ et le régime $(h - k)/l = 3.1$. Au-dessus de la canopée, i.e. pour $(z - k)/l > 0$, on observe toujours une faible variation transverse de l'écoulement. Mais cette fois, le comportement interne à la canopée va être différent du cas des cubes. Même si on observe toujours un tourbillon de cavité au milieu d'une rangée de prismes ($y/l = 0.5$), ce dernier ne s'étend plus sur toute la largeur de l'obstacle et n'est plus observable après $y/l = 0.625$. Ce tourbillon est maintenant

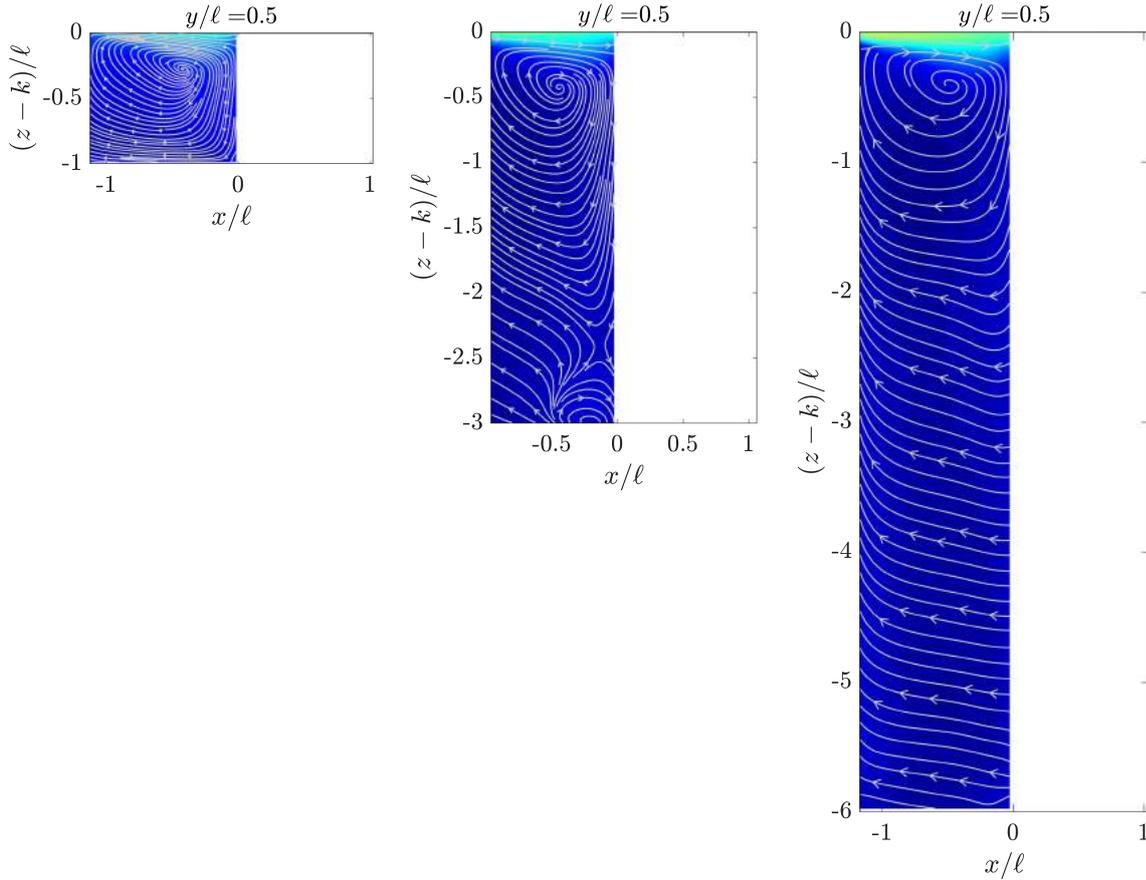


FIGURE A.3 – Visualisation du tourbillon de cavité présent en $y/l = 0.5$ pour une immersion relative modifiée $(h - k)/l = 3.1$ et différentes profondeurs de canopée k/l .

accompagné d'un tourbillon contrarotatif situé au pied de l'obstacle. De plus, le tourbillon central ($y/l = 0.5$) est dans un plan de symétrie de l'écoulement, et n'a donc aucune contribution dans les plans $(x; y)$ et $(y; z)$. Cependant, en s'éloignant du centre d'une allée de prisme, les lignes de courant ne se referment plus. Cela souligne une contribution transverse de la vitesse non négligeable ($\partial_y \bar{v} \neq 0$).

La figure A.3 montre les modifications, dans la canopée, de l'écoulement au centre d'une rangée de prismes pour différente profondeur de canopée et une immersion relative modifiée $(h - k)/l = 3.1$. On voit que le tourbillon de pied apparu pour un canopée de rapport d'aspect k/l disparaît lorsqu'on augmente de nouveau la profondeur de canopée ($k/l = 6$). L'augmentation de la profondeur de canopée, pour une configuration fortement immergée, passe donc par un état intermédiaire où le tourbillon de cavité peut être accompagné d'un tourbillon contrarotatif situé au pied de l'obstacle.

Afin d'observer les effets locaux du confinement par la surface libre et/ou par la profondeur de canopée, on compare dans la figure A.6 la double moyenne 1-plan, notée $\langle \bar{u}_i \rangle_x$ et définie dans ROUZÈS et al., (2018) à la double moyenne classique multi-plans définie dans le chapitre 2 et notée $\langle \bar{u}_i \rangle$. La vitesse doublement moyennée 1-plan $\langle \bar{u}_i \rangle_x$ est donnée par :

$$\langle \bar{u}_i \rangle_x(z) = \frac{1}{L} \int_0^L \bar{u}_i(x, z) dx. \quad (\text{A.1})$$

Cette grandeur permet d'observer comment, selon le plan considéré, la vitesse va dévier de la double moyenne classique $\langle \bar{u} \rangle$. Les figures A.6a-d montrent les vitesses longitudinales 1-plan $\langle \bar{u} \rangle_x$ pour une immersion relative modifiée $(h - k)/\ell = 3.1$ et des profondeurs de canopées $k/\ell = 1$ et $k/\ell = 6$, aux positions $y/\ell = 0.5$ et $y/\ell = 1.625$. On peut noter que quelque soit la profondeur de canopée, du fait du tourbillon de recirculation, la vitesse longitudinale 1-plan $\langle \bar{u} \rangle_x$ au milieu d'une rangée de prismes ($y/\ell = 0.5$) est en grande partie négative dans la canopée (i. e. $(z - k)/\ell > 0$). Au-dessus de la canopée, pour les deux cas, les vitesses $\langle \bar{u} \rangle_x$ se superposent rapidement au profil de vitesse doublement moyennée classique $\langle \bar{u} \rangle$. Si maintenant on se positionne au milieu de l'allée ($y/\ell = 1.625$), on constate que pour les cubes, le profil de vitesse 1-plan $\langle \bar{u} \rangle_x$ tend à se rapprocher d'un profil de couche limite sur paroi lisse. L'écoulement dans la canopée est ici entraîné par l'écoulement externe à la canopée. De plus, le profil de vitesse 1-plan $\langle \bar{u} \rangle_x$ se superpose au profil de vitesse doublement moyennée classique $\langle \bar{u} \rangle$ pour $(z - k)/\ell > 0.4$. Cependant, pour une canopée allongée, bien que le profil de vitesse 1-plan $\langle \bar{u} \rangle_x$ au-dessus des obstacles rejoigne rapidement celui de la vitesse doublement moyennée classique $\langle \bar{u} \rangle$, le profil dans la canopée est maintenant différent de celui d'une couche limite sur paroi lisse. En effet, pour cette profondeur de canopée, la vitesse longitudinale 1-plan $\langle \bar{u} \rangle_x$ est constante dans une grande partie de la canopée ($-6 < (z - k)/\ell < -1$), puis se raccorde avec l'écoulement externe. Ce profil de vitesse constant montre l'interdépendance entre l'écoulement de canopée et l'écoulement externe. L'allongement de la canopée a donc un effet de protection, dans le sens où l'écoulement interne à la canopée va s'isoler de l'écoulement externe.

Les figures A.6a-b-c montrent comment l'abaissement de la surface libre modifie la topologie des vitesses longitudinales 1-plan $\langle \bar{u} \rangle_x$ pour une canopée de cubes. Dans la canopée, i. e. $(z - k)/\ell > 0$, l'écart des vitesses 1-plan $\langle \bar{u} \rangle_x$ entre le centre d'une rangée de cubes ($y/\ell = 0.5$) et le centre de l'allée ($y/\ell = 1.625$) augmente avec la diminution du tirant d'eau. L'augmentation de cette écart met en avant l'accélération du fluide dans les allées ($y/\ell \in [1, 1.625]$) du fait du contournement de l'obstacle par l'écoulement. De plus, au-dessus de la canopée, la diminution de la hauteur de surface libre tend à faire de plus en plus s'éloigner les vitesses 1-plan $\langle \bar{u} \rangle_x$ de la double moyenne classique $\langle \bar{u} \rangle$. Pour un très fort confinement $(h - k)/\ell = 0.5$, le comportement globale du fluide n'est plus représentatif de l'écoulement local. L'accélération du fluide dans les allées va donc entraîner le fluide au-dessus de la canopée.

Comme on peut le voir sur les figures A.6d-e-f, on retrouve le même phénomène pour une profondeur de canopée $k/\ell = 6$. En effet, la diminution de la hauteur de surface libre va, ici aussi, faire accélérer le fluide dans les allées. Pour une faible immersion, cette accélération va de nouveau agir sur le fluide au-dessus de la canopée (figure A.6f). On peut aussi remarquer que, pour la configuration $(h - k)/\ell = 1$, il y a la formation d'une zone de plus faible vitesse locale en $(z - k)/\ell \sim -1, 5$. Le confinement par la surface libre a donc pour effet de faire accélérer le fluide dans les allées. Pour de fortes immersions, cette accélération entraîne le fluide situé au-dessus de la canopée. Pour finir, pour une canopée allongée faiblement immergée, en plus

de l'accélération dans les allées, on peut observer l'apparition d'une zone de sous vitesse à l'intérieur des allées.

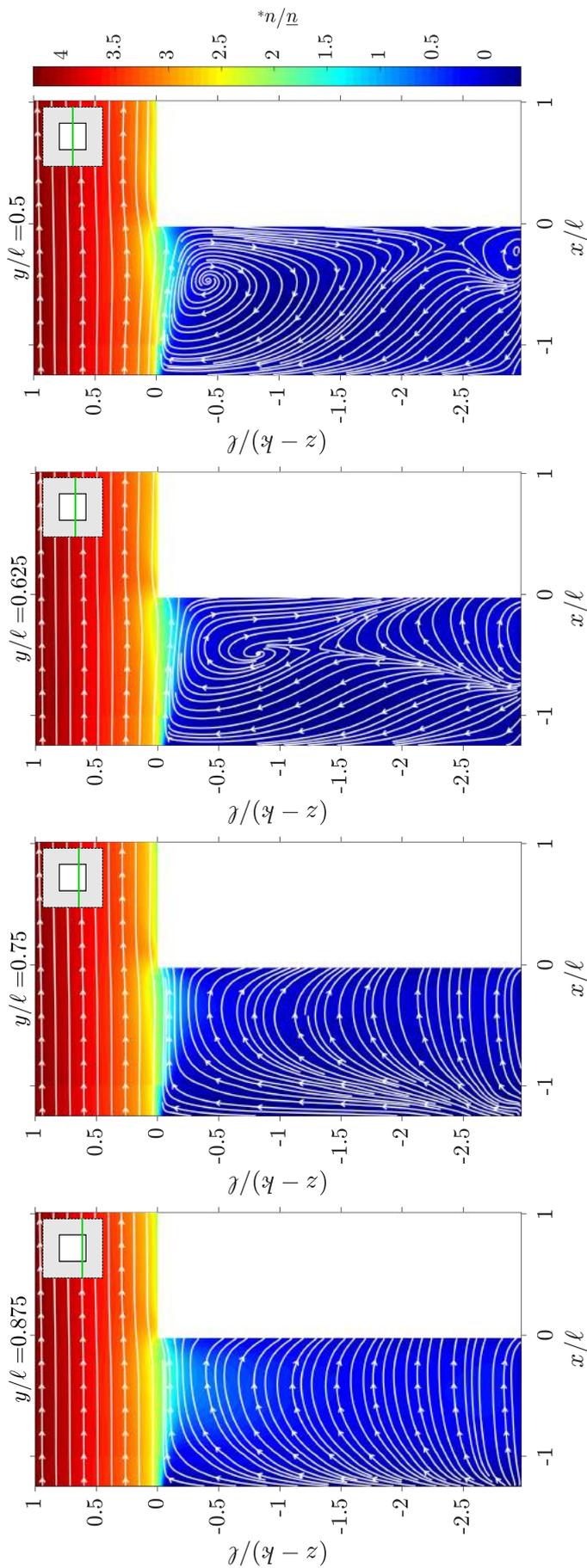


FIGURE A.4 – Champs de vitesse longitudinale avec les lignes de courant sur un motif période de la canopée L pour la configuration $k/l = 6$ et $(h - k)/l = 3.1$. Pour une meilleur visualisation, un zoom vertical sur la zone $(z - k)/l \in [-3, 1]$ a été fait.

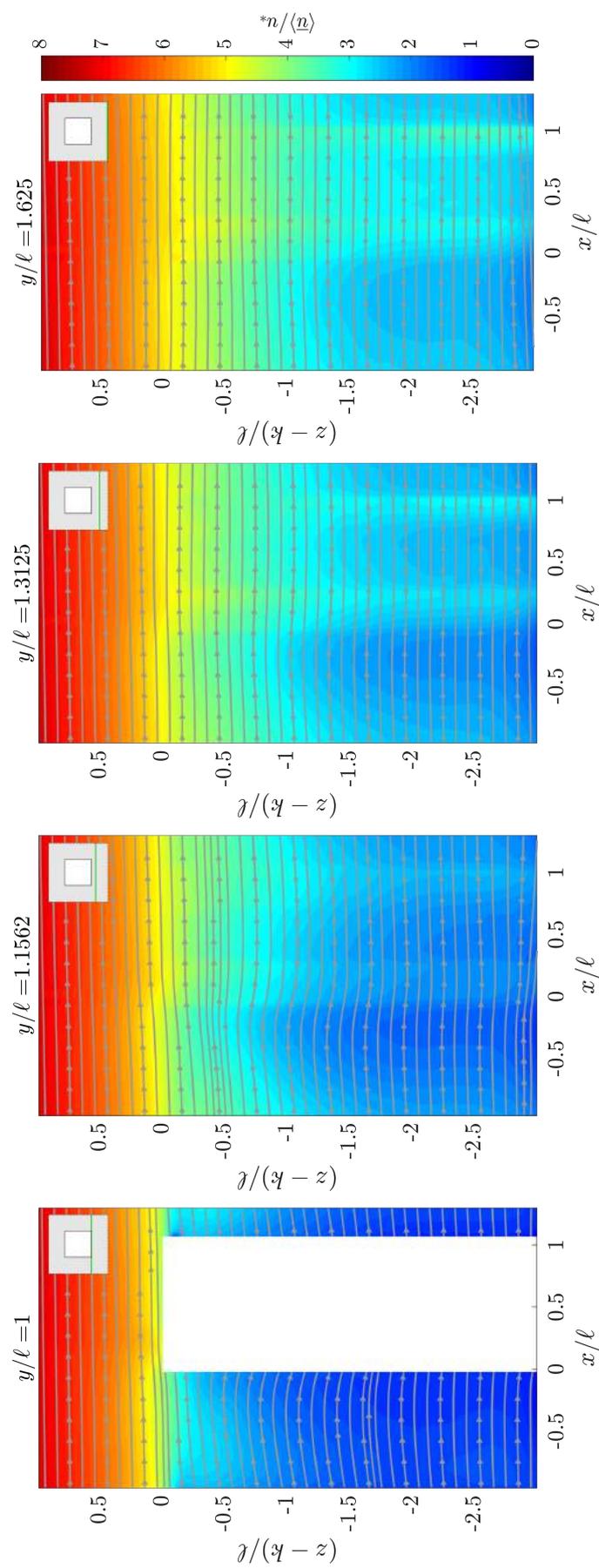


FIGURE A.5 – Suite de la figure précédente.

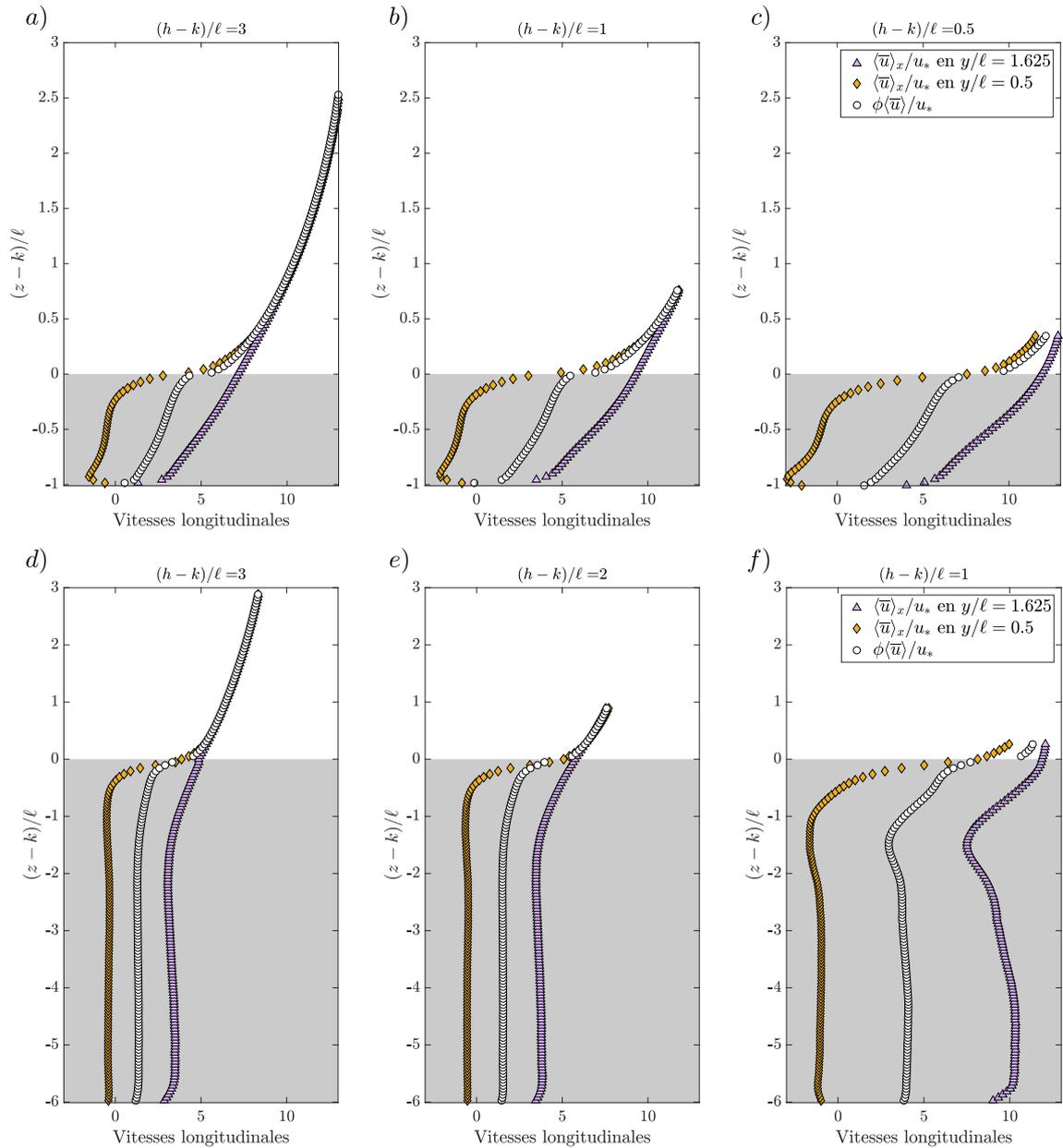


FIGURE A.6 – Comparaison des vitesses doublement moyennées 1-plan $\langle \bar{u} \rangle_x$ au centre d'une rangée de prismes ($y/\ell = 0.5$) et dans l'allée ($y/\ell = 1.625$) avec la double moyenne classique $\langle \bar{u} \rangle$. Les figures (a), (b) et (c) représentent différentes valeurs de l'immersion relative modifiée $(h-k)/\ell$ pour une canopée de cubes $k/\ell = 1$ et les figures (d), (e) et (f), pour une profondeur de canopée $k/\ell = 6$.

Annexe B

Éstimation du coefficient de traînée C_D

Dans le chapitre 2, nous avons montré que l'utilisation de l'équation de Navier-Stokes doublement moyennée, pour un écoulement uniforme 2D, permettait d'obtenir la force $f_x(z)$ qui s'applique sur les éléments rugueux. Les figures [B.1a](#), [B.2a](#) et [B.3a](#) montrent la distribution verticale de cette force pour différentes profondeurs de canopée et différents niveaux de submersion.

Pour des canopées allongées de rapport d'aspect $k/\ell = 3$ et 6 avec forte submersion ($(h-k)/\ell \geq 3.1$), la force augmente rapidement juste en dessous du sommet de la canopée ($(z-k)/\ell \sim -0.3$), puis décroît pour atteindre une valeur constante. Ce comportement constant apparaît en $z = h_S$ et correspond au profil de force attendu pour le sillage d'une canopée émergente. Cela montre bien la domination du sillage des prismes à cette altitude et ce comportement n'est donc pas retrouvé pour une canopée peu profonde de cubes avec $k/\ell = 1$.

Quelque soit la profondeur de canopée, la diminution du tirant d'eau à pour principal effet de rendre la force f_x de plus en plus invariante selon la verticale. Pour les écoulements faiblement immergées, la gravité devient le moteur principal dans la canopée et on obtient : $f_x \sim \phi g \sin \alpha$.

On pourra noter que pour la configuration $k/\ell = 3$ et $(h-k)/\ell = 0.5$ (figure [B.2a](#)), on peut observer un comportement singulier. En effet dans la région $-3 < (h-k)/\ell < -2$, f_x est quasi constant avec $f_x < \phi g \sin \alpha$. Ce comportement est beaucoup plus prononcé pour la configuration $k/\ell = 6$ et $(h-k)/\ell = 1$ (figure [B.3a](#)), dans la région $-6 < (h-k)/\ell < -2$. Ce résultat montre l'apparition d'un phénomène qui va à l'encontre de la gravité et qui réduit la force subit par les obstacles. Cette effet de réduction de la force dans la canopée est directement à relier avec l'apparition d'un tenseur total $\phi \tau_{xz}$ négatif dans la canopée pour de très les faibles immersions.

Une autre manière d'analyser la distribution verticale de force de traînée au sein de la canopée est de calculer un coefficient de traînée C_d à chaque altitude. En effet, la force de traînée est adimensionnée et paramétrisée à travers ce coefficient, défini comme :

$$f_x(z) = \frac{1}{2} \frac{\ell}{L^2} C_d \langle \bar{u} \rangle^2. \quad (\text{B.1})$$

Les figures [B.1b](#), [B.2b](#) et [B.3b](#) montrent les C_d obtenus pour différentes configurations. Pour une canopée de cubes (figure [B.1b](#)), le coefficient de traînée C_d varie fortement entre le sommet de la canopée et le fond du canal. Si on regarde la cas $(h-k)/\ell = 3.1$, proche du sommet des cubes (i.e. $(z-k)/\ell = 0$) $C_d \sim 0$ et proche

du fond (i.e. $(z - k)/\ell = -1$), $C_d \sim 3.5$. Cependant la diminution de la surface libre à pour effet de réduire la variation de C_d selon la verticale. De plus, cette diminution de la surface libre fait tendre le coefficient vers la valeur constante $C_d = 1$, qui est le coefficient de traînée communément obtenu pour un cube isolé. Pour des profondeurs de canopée $k/\ell = 3$ et 6 , le coefficient C_d semble moins dépendre de l'altitude, même pour de fortes immersions $(h - k)/\ell \geq 3.1$ (figures B.2b et B.3b). Ici encore la diminution de la surface libre tend à rapprocher le coefficient de traînée vers une valeur proche de 1, attendu pour le cas du cube isolé. Mais C_d devient inférieur à 1 pour les cas les plus confinés ($k/\ell = 3$, $(h - k)/\ell = 0.5$ et $k/\ell = 6$ et $(h - k)/\ell = 1$).

Pour avoir une vision plus globale de l'impact du confinement sur le coefficient de traînée, on peut étudier le comportement du coefficient de traînée moyen, intégré verticalement :

$$C_D = \frac{1}{k} \int_0^k C_d(z) dz. \quad (\text{B.2})$$

La figure B.4 illustre l'évolution du coefficient de traînée global C_D en fonction de la immersion relative h/k . Sur cette figure, on voit que C_D augmente avec h/k mais reste dans l'intervalle $C_D \in [0.5, 2]$. De plus, C_D ne semble pas dépendre de la profondeur de canopée mais seulement de h/k . Cette étude n'utilise qu'une seule valeur de densité planaire λ_p , mais on peut supposer que : $C_D = C_D(\lambda_p, h/k)$. Ce résultat montre que les effets de confinement sont importants dans le comportement de l'écoulement évoluant dans la canopée. Si on veut utiliser des paramétrisations simples de ces écoulements, comme l'utilisation d'un coefficient de traînée, alors la variation de C_d en fonction de l'immersion doit être prise en compte.

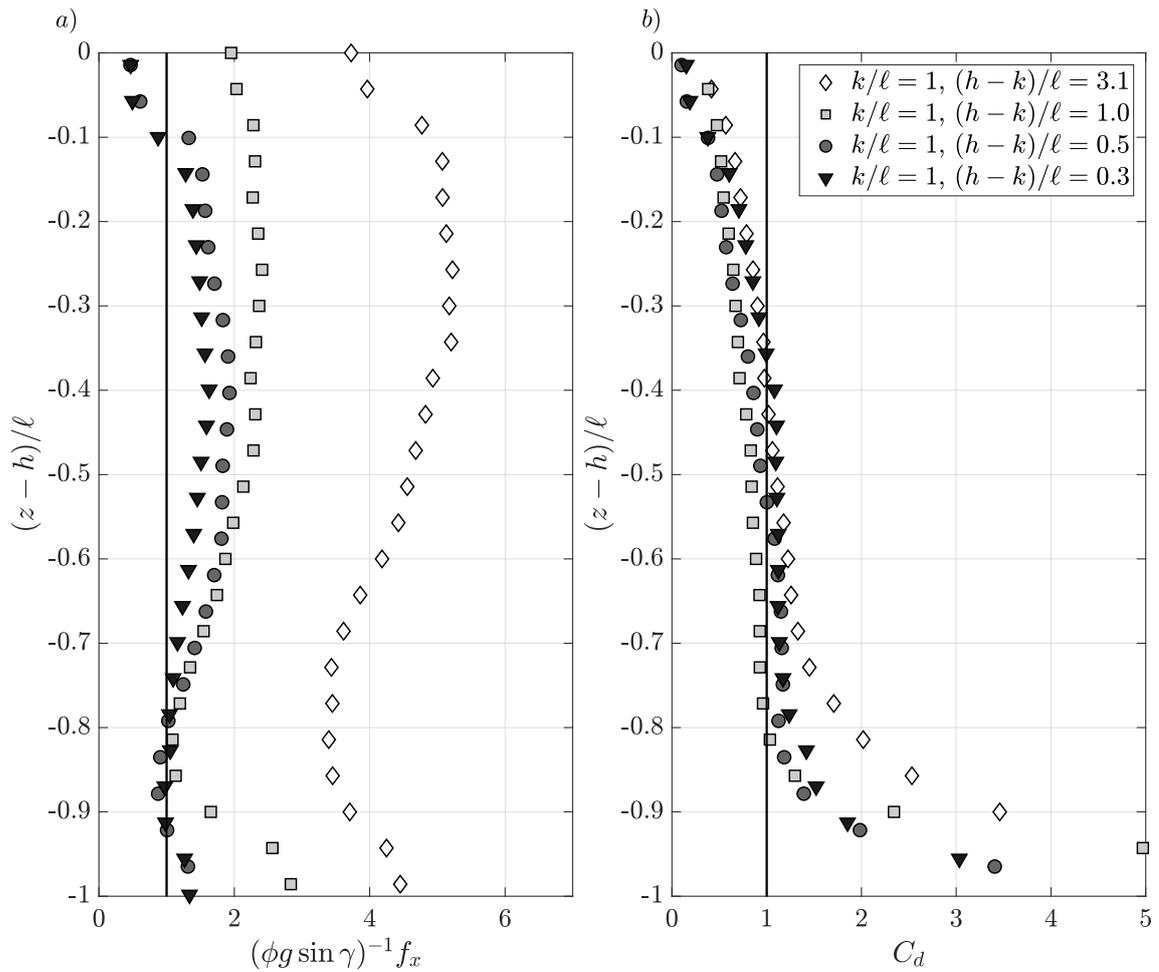


FIGURE B.1 – Profils verticaux de forces f_x (a) et de coefficient de traînée C_d (b) pour une profondeur de canopée de $k/\ell = 1$ et différentes immersions relatives modifiées $(h-k)/\ell$ et. Pour faciliter la visualisation seulement un point sur deux est affiché.

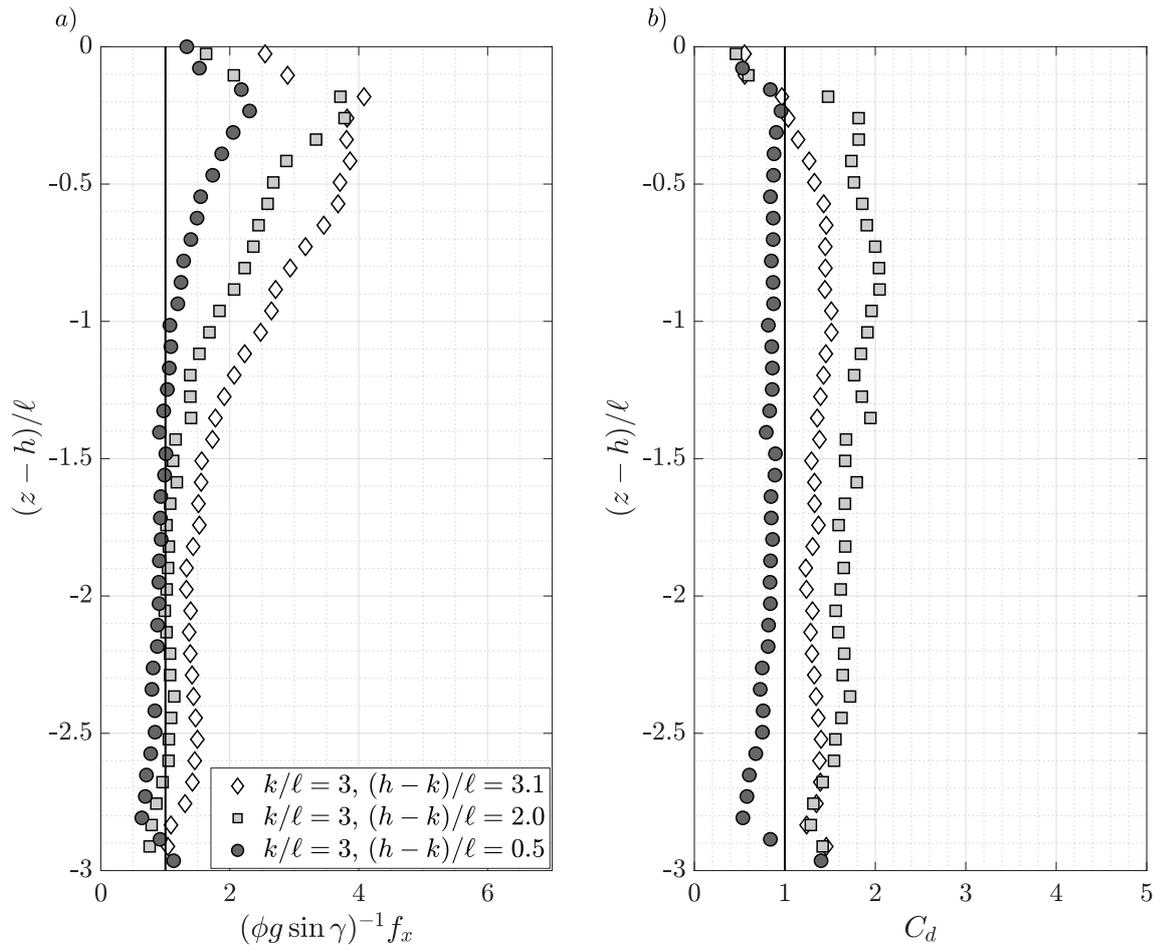


FIGURE B.2 – Profils verticaux de la force f_x (a) et du coefficient de traînée C_d (b) pour une profondeur de canopée de $k/\ell = 3$ et différentes valeurs de l’immersion relative modifiée $(h-k)/\ell$. Pour faciliter la visualisation, seul un point sur deux est affiché.

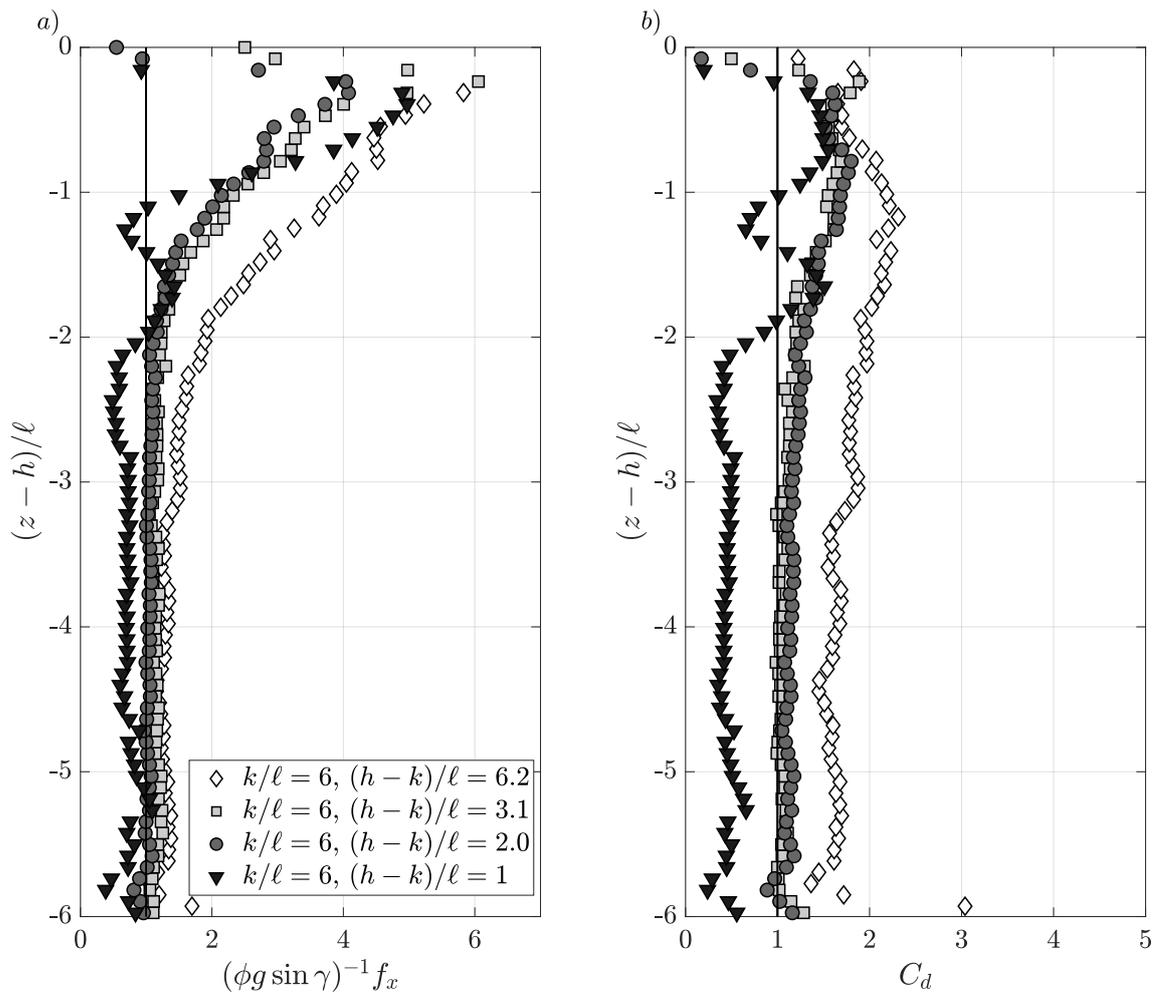


FIGURE B.3 – Profils verticaux de la force f_x (a) et du coefficient de traînée C_d (b) pour une profondeur de canopée de $k/l = 6$ et différentes valeurs de l’immersion relative modifiée $(h-k)/l$. Pour faciliter la visualisation seulement un point sur deux est affiché.

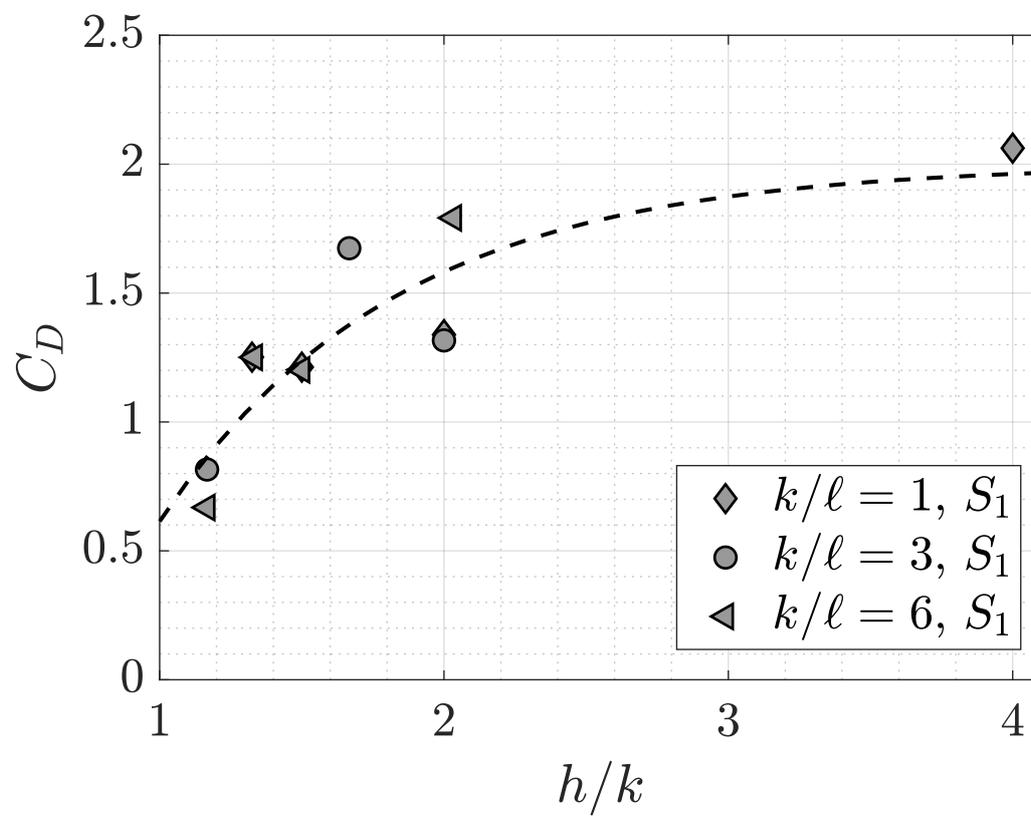


FIGURE B.4 – Évolution du coefficient de traînée moyen intégré verticalement C_D en fonction de l'immersion relative h/k .

Bibliographie

- AUBINET, M., C. FEIGENWINTER, B. HEINESCH, C. BERNHOFER, E. CANEPA, A. LINDROTH, L. MONTAGNANI, C. REBMANN, P. SEDLAK et E. Van GORSEL (2010). « Direct advection measurements do not help to solve the night-time CO₂ closure problem : Evidence from three different forests ». In : *Agricultural and Forest Meteorology* 150.5, p. 655–664. ISSN : 0168-1923. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.agrformet.2010.01.016>.
- BAI, K., J. KATZ et C. MENEVEAU (2015). « Turbulent Flow Structure Inside a Canopy with Complex Multi-Scale Elements ». In : *Boundary-Layer Meteorology* 155.3, p. 435–457. ISSN : 1573-1472. DOI : [10.1007/s10546-015-0011-2](https://doi.org/10.1007/s10546-015-0011-2).
- BANHOLZER, S., J. KOSSIN et S. DONNER (2014). « The Impact of Climate Change on Natural Disasters ». In : *Reducing Disaster : Early Warning Systems For Climate Change*. Sous la dir. d'Ashbindu SINGH et Zinta ZOMMERS. Dordrecht : Springer Netherlands, p. 21–49. ISBN : 978-94-017-8598-3. DOI : [10.1007/978-94-017-8598-3_2](https://doi.org/10.1007/978-94-017-8598-3_2).
- BATHURST, J. C. (1985). « Flow Resistance Estimation in Mountain Rivers ». In : *Journal of Hydraulic Engineering* 111.4, p. 625–643. DOI : [10.1061/\(ASCE\)0733-9429\(1985\)111:4\(625\)](https://doi.org/10.1061/(ASCE)0733-9429(1985)111:4(625)).
- (2002). « At-a-site variation and minimum flow resistance for mountain rivers ». In : *Journal of Hydrology* 269.1, p. 11–26. ISSN : 0022-1694. DOI : [https://doi.org/10.1016/S0022-1694\(02\)00191-9](https://doi.org/10.1016/S0022-1694(02)00191-9).
- BATTIATO, I. et S. RUBOL (2014). « Single-parameter model of vegetated aquatic flows ». In : *Water Resources Research* 50.8, p. 6358–6369. DOI : [10.1002/2013WR015065](https://doi.org/10.1002/2013WR015065).
- BAYAZIT, M. (1976). « Free surface flow in a channel of large relative roughness ». In : *Journal of Hydraulic Research* 14.2, p. 115–126.
- BENDAT, J. S. et A. G. PIERSOL (2000). *Random data analysis and measurement procedures*. IOP Publishing.
- BLACKMAN, K., L. PERRET, I. CALMET et C. RIVET (2017). « Turbulent kinetic energy budget in the boundary layer developing over an urban-like rough wall using PIV ». In : *Physics of Fluids* 29.8, p. 085113. DOI : [10.1063/1.4997205](https://doi.org/10.1063/1.4997205).
- BOHRER, G., G. G. KATUL, R. L. WALKO et R. AVISSAR (2009). « Exploring the Effects of Microscale Structural Heterogeneity of Forest Canopies Using Large-Eddy Simulations ». In : *Boundary-Layer Meteorology* 132.3, p. 351–382. ISSN : 1573-1472. DOI : [10.1007/s10546-009-9404-4](https://doi.org/10.1007/s10546-009-9404-4).
- BRITTER, R. E. et S. R. HANNA (2003). « Flow and dispersion in urban areas ». In : *Annual Review of Fluid Mechanics* 35.1, p. 469–496.
- CASTRO, I. P. (2007). « Rough-wall boundary layers : mean flow universality ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 585, p. 469–485.
- CASTRO, I. P., Z. XIE, V. FUKA, A. G. ROBINS, M. CARPENTIERI, P. HAYDEN, D. HERTWIG et O. COCEAL (2017). « Measurements and Computations of Flow in

- an Urban Street System ». In : *Boundary-Layer Meteorology* 162.2, p. 207–230. ISSN : 1573-1472. DOI : [10.1007/s10546-016-0200-7](https://doi.org/10.1007/s10546-016-0200-7).
- CHENG, H. et I. P. CASTRO (2002). « Near wall flow over urban-like roughness ». In : *Boundary-Layer Meteorology* 104.2, p. 229–259.
- CHENG, H., P. HAYDEN, A. G. ROBINS et I. P. CASTRO (2007). « Flow over cube arrays of different packing densities ». In : *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 95.8, p. 715–740.
- COCEAL, O., T. G. THOMAS et Stephen E. BELCHER (2007). « Spatial Variability of Flow Statistics within Regular Building Arrays ». In : *Boundary-Layer Meteorology* 125.3, p. 537–552. ISSN : 1573-1472. DOI : [10.1007/s10546-007-9206-5](https://doi.org/10.1007/s10546-007-9206-5).
- COCEAL, O., T. G. THOMAS, I. P. CASTRO et S. E. BELCHER (2006). « Mean Flow and Turbulence Statistics Over Groups of Urban-like Cubical Obstacles ». In : *Boundary-Layer Meteorology* 121.3, p. 491–519. ISSN : 1573-1472. DOI : [10.1007/s10546-006-9076-2](https://doi.org/10.1007/s10546-006-9076-2).
- COLEBROOK, C. F. et C. M. WHITE (1937). « Experiments with fluid friction in roughened pipes ». In : *Proc. R. Soc. Lond. A* 161.906, p. 367–381.
- COLES, D. (1956). « The law of the wake in the turbulent boundary layer ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 1.2, p. 191–226.
- (1964). « The turbulent boundary layer in a compressible fluid ». In : *The Physics of Fluids* 7.9, p. 1403–1423.
- COOPER, J. R., J. ABERLE, K. KOLL et S. J. TAIT (2013). « Influence of relative submergence on spatial variance and form-induced stress of gravel-bed flows ». In : *Water Resources Research* 49.9, p. 5765–5777.
- CORINO, E. R. et R. S. BRODKEY (1969). « A visual investigation of the wall region in turbulent flow ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 37.1, p. 1–30.
- DAY, T. A., P. GOBER, F. S. XIONG et E. A. WENTZ (2002). « Temporal patterns in near-surface CO₂ concentrations over contrasting vegetation types in the Phoenix metropolitan area ». In : *Agricultural and Forest Meteorology* 110.3, p. 229–245. ISSN : 0168-1923. DOI : [https://doi.org/10.1016/S0168-1923\(01\)00288-X](https://doi.org/10.1016/S0168-1923(01)00288-X).
- DETERT, M. (2008). « Hydrodynamic processes at the water-sediment interface of streambeds ». Thèse de doct. Univ.-Verlag Karlsruhe.
- DUPUIS, V., S. PROUST, C. BERNI et A. PAQUIER (2016). « Combined effects of bed friction and emergent cylinder drag in open channel flow ». In : *Environmental Fluid Mechanics* 16.6, p. 1173–1193.
- EMANUEL, K., R. SUNDARARAJAN et J. WILLIAMS (2008). « Hurricanes and Global Warming : Results from Downscaling IPCC AR4 Simulations ». In : *Bulletin of the American Meteorological Society* 89.3, p. 347–368. DOI : [10.1175/BAMS-89-3-347](https://doi.org/10.1175/BAMS-89-3-347).
- FERGUSON, R. (2007). « Flow resistance equations for gravel- and boulder-bed streams ». In : *Water Resources Research* 43.5. DOI : [10.1029/2006WR005422](https://doi.org/10.1029/2006WR005422).
- FERNANDO, H. J. S., D. ZAJIC, S. DI SABATINO, R. DIMITROVA, B. HEDQUIST et A. DALLMAN (2010). « Flow, turbulence, and pollutant dispersion in urban atmospheres ». In : *Phys. Fluids* 22.5, p. 051301. DOI : [10.1063/1.3407662](https://doi.org/10.1063/1.3407662).
- FINNIGAN, J. (2000). « Turbulence in Plant Canopies ». In : *Annual Review of Fluid Mechanics* 32.1, p. 519–571. DOI : [10.1146/annurev.fluid.32.1.519](https://doi.org/10.1146/annurev.fluid.32.1.519).

- FLORENS, E. (2010). « Couche limite turbulente dans les écoulements à surface libre : étude expérimentale d'effets de macro-rugosités ». Thèse de doct. Université de Toulouse.
- FLORENS, E., O. EIFF et F. Y. MOULIN (2013). « Defining the roughness sublayer and its turbulence statistics ». In : *Experiments in Fluids* 54.4, p. 1500. ISSN : 1432-1114. DOI : [10.1007/s00348-013-1500-z](https://doi.org/10.1007/s00348-013-1500-z).
- FRANCA, M. J., R. M.L. FERREIRA et U. LEMMIN (2008). « Parameterization of the logarithmic layer of double-averaged streamwise velocity profiles in gravel-bed river flows ». In : *Advances in Water Resources* 31.6, p. 915–925.
- GHISALBERTI, M. et H. M. NEPF (2002). « Mixing layers and coherent structures in vegetated aquatic flows ». In : *Journal of Geophysical Research : Oceans* 107.C2.
- (2006). « The structure of the shear layer in flows over rigid and flexible canopies ». In : *Environmental Fluid Mechanics* 6.3, p. 277–301.
- GRASS, A. J. (1971). « Structural features of turbulent flow over smooth and rough boundaries ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 50.2, p. 233–255.
- GRIFFITHS, G. A. (1981). « Flow resistance in coarse gravel bed rivers ». In : *Journal of the Hydraulics Division* 107.7, p. 899–918.
- GRIMMOND, C. S. B. et T. R. OKE (1999). « Aerodynamic properties of urban areas derived from analysis of surface form ». In : *Journal of applied meteorology* 38.9, p. 1262–1292.
- GUYON, E., J. P. HULIN et L. PETIT (2012). *Hydrodynamique physique*. 3^e éd. EDP Sciences.
- HAMED, A. M., M. J. SADOWSKI, H. M. NEPF et L. P. CHAMORRO (2017). « Impact of height heterogeneity on canopy turbulence ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 813, p. 1176–1196.
- HARMAN, I. N., M. BÖHM, J. J. FINNIGAN et D. HUGHES (2016). « Spatial Variability of the Flow and Turbulence Within a Model Canopy ». In : *Boundary-Layer Meteorology* 160.3, p. 375–396. ISSN : 1573-1472. DOI : [10.1007/s10546-016-0150-0](https://doi.org/10.1007/s10546-016-0150-0).
- HEY, R. D. (1979). « Flow resistance in gravel-bed rivers ». In : *Journal of Hydraulic Engineering* 11, p. 365–379.
- HIGASHINO, M. (2018). « Oxygen Transfer at the Sediment/Water Interface for Sediment Bed With Rough Surface ». English. In : *J Geophys Res Biogeosci* 123.10, 3283–3292. ISSN : 2169-8953. DOI : [10.1029/2018JG004602](https://doi.org/10.1029/2018JG004602).
- HO, Y. et C. LIU (2017). « A wind tunnel study of flows over idealised urban surfaces with roughness sublayer corrections ». In : *Theoretical and Applied Climatology* 130.1, p. 305–320. ISSN : 1434-4483. DOI : [10.1007/s00704-016-1877-8](https://doi.org/10.1007/s00704-016-1877-8).
- HONDZO, M. (1998). « Dissolved oxygen transfer at the sediment-water interface in a turbulent flow ». In : *Water Resour. Res* 34.12, 3525–3533. ISSN : 0043-1397. DOI : [10.1029/1998WR900009](https://doi.org/10.1029/1998WR900009).
- JACKSON, P. S. (1981). « On the displacement height in the logarithmic velocity profile ». In : *Journal of fluid mechanics* 111, p. 15–25.
- JÄRVELÄ, J. (2002). « Flow resistance of flexible and stiff vegetation : a flume study with natural plants ». In : *J. Hydrol* 269.1, p. 44–54. DOI : [https://doi.org/10.1016/S0022-1694\(02\)00193-2](https://doi.org/10.1016/S0022-1694(02)00193-2).
- JIMÉNEZ, J. (2004). « Turbulent flows over rough walls ». In : *Annu. Rev. Fluid Mech.* 36, p. 173–196.

- KATUL, G., P. WIBERG, J. ALBERTSON et G. HORNBERGER (2002). « A mixing layer theory for flow resistance in shallow streams ». In : *Water Resources Research* 38.11, p. 32–1–32–8. DOI : [10.1029/2001WR000817](https://doi.org/10.1029/2001WR000817).
- KELLERHALS, R. (1967). « Stable channels with gravel-paved beds ». In : *Journal of the Waterways and Harbors Division* 93.1, p. 63–84.
- KEULEGAN, G. H. (1938). « Laws of turbulent flow in open channels ». In : *Journal of Research of the National Bureau of Standards* 21, p. 707–741.
- KIM, H., S. J. KLINE et W. C. REYNOLDS (1971). « The production of turbulence near a smooth wall in a turbulent boundary layer ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 50.1, p. 133–160.
- KIRONOTO, B. A., W. H. GRAF, T. SONG et U. LEMMIN (1994). « Turbulence characteristics in rough uniform open-channel flow ». In : *Proceedings of the Institution of Civil Engineers. Water, Maritime and Energy* 106.4, p. 333–344.
- KLINE, S. J., W. C. REYNOLDS, F. A. SCHRAUB et P. W. RUNSTADLER (1967). « The structure of turbulent boundary layers ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 30.4, p. 741–773.
- LEE, S. et S. PARK (2008). « A vegetated urban canopy model for meteorological and environmental modelling ». In : *Boundary-Layer Meteorology* 126.1, p. 73–102.
- LEOPOLD, L. B. et M. G. WOLMAN (1957). « Wolman, River channel patterns : Braided, meandering and straight ». In : *U.S. Geological Survey* 282, p. 39–85.
- LOPEZ-ZAZUETA, A. (2015). « Stabilité secondaire non-modale d’une couche de mélange inhomogène ». Thèse de doct. Université de Toulouse.
- MACDONALD, R. W. (2000). « Modelling The Mean Velocity Profile In The Urban Canopy Layer ». In : *Boundary-Layer Meteorology* 97.1, p. 25–45. ISSN : 1573-1472. DOI : [10.1023/A:1002785830512](https://doi.org/10.1023/A:1002785830512).
- MACDONALD, R. W., R. F. GRIFFITHS et D. J. HALL (1998). « An improved method for the estimation of surface roughness of obstacle arrays ». In : *Atmospheric Environment* 32.11, p. 1857–1864. ISSN : 1352-2310. DOI : [https://doi.org/10.1016/S1352-2310\(97\)00403-2](https://doi.org/10.1016/S1352-2310(97)00403-2).
- MANES, C., D. POKRAJAC et I. MCEWAN (2007). « Double-averaged open-channel flows with small relative submergence ». In : *Journal of Hydraulic Engineering* 133.8, p. 896–904.
- MICHALKE, A. (1964). « On the inviscid instability of the hyperbolic tangent velocity profile ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 19.4, p. 543–556.
- MIGNOT, E., E. BARTHELEMY et D. HURTER (2009). « Double-averaging analysis and local flow characterization of near-bed turbulence in gravel-bed channel flows ». In : *J. Fluid Mech.* 618, 279–303. DOI : [10.1017/S0022112008004643](https://doi.org/10.1017/S0022112008004643).
- MIGNOT, E., D. HURTER et E. BARTHÉLEMY (2009). « On the structure of shear stress and turbulent kinetic energy flux across the roughness layer of a gravel-bed channel flow ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 638, p. 423–452.
- MIHAILOVIĆ, D., G. MIMIĆ, P. GUALTIERI, I. ARSENIĆ et C. GUALTIERI (2017). « Randomness Representation of Turbulence in Canopy Flows Using Kolmogorov Complexity Measures ». In : *Entropy* 19.10, p. 519.
- MOLTCHANOV, S., Y. BOHBOT-RAVIV et Uri SHAVIT (2011). « Dispersive Stresses at the Canopy Upstream Edge ». In : *Boundary-Layer Meteorology* 139.2, p. 333–351. ISSN : 1573-1472. DOI : [10.1007/s10546-010-9582-0](https://doi.org/10.1007/s10546-010-9582-0).

- MORIWAKI, R., M. KANDA et H. NITTA (2006). « Carbon dioxide build-up within a suburban canopy layer in winter night ». In : *Atmospheric Environment* 40.8, p. 1394–1407. ISSN : 1352-2310. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.atmosenv.2005.10.059>.
- NAKAGAWA, H. et I. NEZU (1977). « Prediction of the contributions to the Reynolds stress from bursting events in open-channel flows ». In : *Journal of fluid mechanics* 80.1, p. 99–128.
- NAVARATNAM, C. U., J. ABERLE, J. QIN et P. HENRY (2018). « Influence of Gravel-Bed Porosity and Grain Orientation on Bulk Flow Resistance ». In : *Water* 10.5, p. 1–16. DOI : [10.3390/w10050561](https://doi.org/10.3390/w10050561).
- NEPF, H. M. (1999). « Drag, turbulence, and diffusion in flow through emergent vegetation ». In : *Water Resources Research* 35.2, p. 479–489. DOI : [10.1029/1998WR900069](https://doi.org/10.1029/1998WR900069).
- (2012). « Flow and Transport in Regions with Aquatic Vegetation ». In : *Annual Review of Fluid Mechanics* 44.1, p. 123–142. DOI : [10.1146/annurev-fluid-120710-101048](https://doi.org/10.1146/annurev-fluid-120710-101048).
- NEPF, H. M. et M. GHISALBERTI (2008). « Flow and transport in channels with submerged vegetation ». In : *Acta Geophysica* 56.3, p. 753–777. ISSN : 1895-7455. DOI : [10.2478/s11600-008-0017-y](https://doi.org/10.2478/s11600-008-0017-y).
- NEZU, I. et H. NAKAGAWA (1993). *Turbulence in open channel flows*. Routledge.
- NEZU, I. et W. RODI (1986). « Open-channel flow measurements with a laser Doppler anemometer ». In : *Journal of Hydraulic Engineering* 112.5, p. 335–355.
- NEZU, I. et M. SANJOU (2008). « Turbulence structure and coherent motion in vegetated canopy open-channel flows ». In : *Journal of Hydro-environment Research* 2.2, p. 62–90. ISSN : 1570-6443. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.jher.2008.05.003>.
- NIKORA, V., D. GORING, I. MCEWAN et G. GRIFFITHS (2001). « Spatially averaged open-channel flow over rough bed ». In : *Journal of Hydraulic Engineering* 127.2, p. 123–133.
- NIKORA, V., I. MCEWAN, S. MCLEAN, S. COLEMAN, D. POKRAJAC et R. WALTERS (2007). « Double-Averaging Concept for Rough-Bed Open-Channel and Overland Flows : Theoretical Background ». In : *Journal of Hydraulic Engineering* 133.8, p. 873–883. DOI : [10.1061/\(ASCE\)0733-9429\(2007\)133:8\(873\)](https://doi.org/10.1061/(ASCE)0733-9429(2007)133:8(873)).
- NIKURADSE, J. (1933). *Stromungsgesetze in rauhen Rohren. Forschung auf dem Gebiete des Ingenieurwesens, Forschungsheft 361*. English translation : Laws of flow in rough pipes, NACA TM 1292, 1950.
- O’CONNOR, B. L. et M. HONDZO (2008). « Dissolved oxygen transfer to sediments by sweep and eject motions in aquatic environments ». In : *Limnol Oceanogr* 53.2, 566–578. ISSN : 0024-3590. DOI : [10.4319/lo.2008.53.2.0566](https://doi.org/10.4319/lo.2008.53.2.0566).
- PERRY, A. E., W. H. SCHOFIELD et P. N. JOUBERT (1969). « Rough wall turbulent boundary layers ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 37.2, p. 383–413.
- POGGI, D., G. G. KATUL et J. D. ALBERTSON (2004a). « A Note On The Contribution Of Dispersive Fluxes To Momentum Transfer Within Canopies ». In : *Boundary-Layer Meteorology* 111.3, p. 615–621. ISSN : 1573-1472. DOI : [10.1023/B:BOUN.0000016563.76874.47](https://doi.org/10.1023/B:BOUN.0000016563.76874.47).

- POGGI, D., A. PORPORATO, L. RIDOLFI, J.D. ALBERTSON et G. G. KATUL (2004b). « The effect of vegetation density on canopy sub-layer turbulence ». In : *Boundary-Layer Meteorology* 111.3, p. 565–587.
- POKRAJAC, Dubravka, J. J. FINNIGAN, C. MANES, Ian Kenneth MCEWAN et Vladimir Ivanovich NIKORA (2006). *On the definition of the shear velocity in rough bed open channel flows*.
- POKRAJAC, Dubravka, Lorna Jane CAMPBELL, Vladimir NIKORA, Costantino MANES et Ian MCEWAN (2007). « Quadrant analysis of persistent spatial velocity perturbations over square-bar roughness ». In : *Experiments in Fluids* 42.3, p. 413–423. ISSN : 1432-1114. DOI : [10.1007/s00348-006-0248-0](https://doi.org/10.1007/s00348-006-0248-0).
- POPE, S. B. (2001). *Turbulent flows*. IOP Publishing.
- PRANDTL, L. (1933). « Attaining a steady air stream in wind tunnels ». In :
- PROUST, S., C. BERNI, M. BOUDOU, A. CHIAVERINI, V. DUPUIS, J. FAURE, A. PAQUIER, M. LANG, S. G. LUDENA, D. LOPEZ et al. (2016). « Predicting the flow in the floodplains with evolving land occupations during extreme flood events (FlowRes ANR project) ». In : *3rd European Conference on Flood Risk Management*, 12–p.
- RAUPACH, M. R. (1981). « Conditional statistics of Reynolds stress in rough-wall and smooth-wall turbulent boundary layers ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 108, p. 363–382.
- RAUPACH, M. R., R. A. ANTONIA et S. RAJAGOPALAN (1991). « Rough-wall turbulent boundary layers ». In : *Applied mechanics reviews* 44.1, p. 1–25.
- RAUPACH, M. R., J. J. FINNIGAN et Y. BRUNET (1996). « Coherent eddies and turbulence in vegetation canopies : the mixing-layer analogy ». In : *Boundary-Layer Meteorology 25th Anniversary Volume, 1970–1995*. Springer, p. 351–382.
- RAUPACH, M. R. et R. H. SHAW (1982). « Averaging procedures for flow within vegetation canopies ». In : *Boundary-Layer Meteorology* 22.1, p. 79–90. ISSN : 1573-1472. DOI : [10.1007/BF00128057](https://doi.org/10.1007/BF00128057).
- RAYLEIGH, Lord (1880). « On the stability, or instability, of certain fluid motions ». In : *Proc. London Math. Soc.* 9, p. 57–70.
- REYNOLDS, R. T. et I. P. CASTRO (2008). « Measurements in an urban-type boundary layer ». In : *Experiments in Fluids* 45.1, p. 141–156.
- RICKENMANN, D. et A. RECKING (2011). « Evaluation of flow resistance in gravel-bed rivers through a large field data set ». In : *Water Resources Research* 47.7, p. 1–22. DOI : [10.1029/2010WR009793](https://doi.org/10.1029/2010WR009793).
- ROUZÈS, M. (2015). « Étude expérimentale de l'hydrodynamique d'un écoulement turbulent à surface libre sur fond rugueux à faible submersion. » Thèse de doct. Université de Toulouse.
- ROUZÈS, M., F. Y. MOULIN, E. FLORENS et O. EIFF (2018). « Low relative-submergence effects in a rough-bed open-channel flow ». In : *Journal of Hydraulic Research*, p. 1–28.
- RUBOL, S., B. LING et I. BATTIATO (2018). « Universal scaling-law for flow resistance over canopies with complex morphology ». In : *Scientific reports* 8.1, p. 4430.
- SCHULTZ, M. P., J. A. FINLAY, M. E. CALLOW et J. A. CALLOW (2003). « Three models to relate detachment of low form fouling at laboratory and ship scale ». In : *Biofouling* 19.S1, p. 17–26.

- SMITH, J. D. et S. R. MCLEAN (1977). « Spatially averaged flow over a wavy surface ». In : *J. Geophys. Res.* 82.12, 1735–1746. ISSN : 0148-0227. DOI : [10.1029/JC082i012p01735](https://doi.org/10.1029/JC082i012p01735).
- STEWART, M. T., S. M. CAMERON, V. NIKORA, A. ZAMPIRON et I. MARUSIC (2018). « Hydraulic resistance in open-channel flows over self-affine rough beds ». In : *Journal of Hydraulic Research*, p. 1–14.
- STRICKLER, A. (1923). « Contributions to the question of a velocity formula and roughness data for streams, channels and closed pipelines ». In : English translation : Thomas Roesgen and William R. Brownlie, 1981.
- VAN DRIEST, E. R. (1956). « On Skin Friction and Heat Transfer Near the Stagnation Point ». In : *NACA Report, AL-2267*.
- WALLACE, J. M., H. ECKELMANN et R. S. BRODKEY (1972). « The wall region in turbulent shear flow ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 54.1, p. 39–48.
- WILSON, N. R. et R. H. SHAW (1977). « Higher-order closure model for canopy flow ». In : *J. of Applied Meteorology* 16.11, 1197–1205. ISSN : 0894-8763. DOI : [10.1175/1520-0450\(1977\)016<1197:AHOCMF>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0450(1977)016<1197:AHOCMF>2.0.CO;2).
- WOOD, D. H. et R. A. ANTONIA (1975). « Measurements in a turbulent boundary layer over a d-type surface roughness ». In : *Journal of Applied Mechanics* 42.3, p. 591–597.
- XIE, Z. et V. FUKA (2018). « A Note on Spatial Averaging and Shear Stresses Within Urban Canopies ». In : *Boundary-Layer Meteorology* 167.1, p. 171–179. ISSN : 1573-1472. DOI : [10.1007/s10546-017-0321-7](https://doi.org/10.1007/s10546-017-0321-7).
- YAN, C., H. M. NEPF, W. HUANG et G. CUI (2017). « Large eddy simulation of flow and scalar transport in a vegetated channel ». In : *Environmental Fluid Mechanics* 17.3, p. 497–519. ISSN : 1573-1510. DOI : [10.1007/s10652-016-9503-y](https://doi.org/10.1007/s10652-016-9503-y).
- YANG, J. Q., F. KERGER et H. M. NEPF (2015). « Estimation of the bed shear stress in vegetated and bare channels with smooth beds ». In : *Water Resources Research* 51.5, p. 3647–3663. DOI : [10.1002/2014WR016042](https://doi.org/10.1002/2014WR016042).
- YANG, X. I. A., J. SADIQUE, R. MITTAL et C. MENEVEAU (2016). « Exponential roughness layer and analytical model for turbulent boundary layer flow over rectangular-prism roughness elements ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 789, p. 127–165.