

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE FERHAT ABBAS SETIF1

THESE

présentée à l'Institut d'Optique et de Mécanique de Précision
pour l'obtention du diplôme de

DOCTORAT EN SCIENCES

en Optique et Mécanique de Précision

par

Belmahdi Miloud

le 21 / 07/2019

Titre :

**Contribution à la validation du modèle $K\epsilon$ pour les écoulements
atmosphériques simulés en soufflerie en présence d'obstacles
et thermiquement stratifiés**

Jury

Président	Professeur Si-Ameur Mohamed	Université de Batna2
Directeur de thèse	Professeur BouharatiSaddek	Université Ferhat Abbas Sétif1
Examineur	Professeur Benmoussa Hocine	Université de Batna2
Examineur	Professeur Guellal Messaoud	Université Ferhat Abbas Sétif1
Invité	Professeur Zegadi Rabah	Université Ferhat Abbas Sétif1

Remerciements

Je tiens à exprimer mes sincères remerciements et toute ma gratitude à messieurs Rabah Zegadi et SaddekBouharati tous deux Professeurs à l'université Ferhat Abbas Sétif1, qui ont assuré la direction scientifique de ces travaux de thèse. Je les remercie pour leur confiance qu'ils m'ont toujours témoignée, leur implication dans le travail, leur enthousiasme et leur grande disponibilité.

Mes remerciements s'adressent aussi à Monsieur Si-Ameur Mohamed, professeur à l'université de Batna2 pour m'avoir fait l'honneur d'accepter la présidence du jury de ma thèse.

J'adresse mes remerciements également à Monsieur Benmoussa Hocine, Professeur à l'université de Batna2, ainsi qu'à Monsieur Guellal Messaoud, Professeur à l'université Ferhat Abbas Sétif 1, pour avoir accepté d'être membres de ce Jury et examinateurs de cette thèse.

Mes vifs remerciements vont aux membres de ma petite famille qui m'ont encouragé à finaliser ce travail.

Résumé

L'objectif de ce travail est la caractérisation de l'écoulement turbulent de couche limite en situation lisse et rugueuse pour différents nombres de Reynolds turbulents et en présence ou non de collines gaussiennes bidimensionnelles et l'étude ultérieure du transport de particules solides. Les campagnes de mesure de tel type d'écoulement sont réalisées dans une soufflerie aérodynamique installée au laboratoire de mécanique des fluides de L'E.C. Lyon, en utilisant l'anémométrie PIV comme technique de mesure.

Les premières séries de campagne de mesure sont faites pour caractériser l'écoulement sans obstacle afin de vérifier le bon comportement de la couche limite. Dans une seconde phase, des mesures au voisinage de la colline sont réalisées pour mettre en évidence ses effets sur l'écoulement. L'analyse des effets de la colline sur l'écoulement s'intéresse en particulier aux phénomènes du changement de la vitesse au sommet de la colline du développement du sillage et de la zone de recirculation en aval de la colline. Une comparaison des différentes caractéristiques de deux types d'écoulements, lisse et rugueux, permet aussi de quantifier l'effet de la rugosité en fonction de la hauteur de l'obstacle, exprimé par le nombre Reynolds de rugosité K_s^+ , sur l'écoulement. Une modélisation utilisant une analyse à réseaux de neurones artificiels et à logique floue a été réalisée pour l'estimation des profils de vitesse en amont et sur le sommet de la colline.

La troisième phase du travail a été consacrée à la caractérisation des différents types d'écoulements de couche limite sur des collines successives. Deux configurations de deux collines successives sont adoptées. La distance entre les sommets de la première configuration est égale à $3H$ (Hauteur de la colline). Cette distance a été repoussée à $8H$ pour la seconde configuration. L'écoulement sur ces configurations est marqué par la formation de deux zones de recirculation engendrées par un taux de cisaillement maximal. Les caractéristiques de l'écoulement dans ces zones sont quantifiées, analysées et comparées aux résultats obtenus sur la colline isolée.

Mots clés : Couche limite turbulent, Ecoulement sur les collines, PIV, Recirculation, Sillage

Sommaire

Introduction.....	1
1 Etats de l'art des écoulements sur les collines	5
1.1 Introduction.....	5
1.2 Développement des théories des écoulements sur les collines.....	6
1.3 Mesures expérimentales en laboratoires	8
1.4 Mesures sur des collines réelles.....	10
1.5 Modélisation de l'écoulement sur les collines	11
1.6 Récentes investigations en soufflerie	17
2 Physique de la couche limite Turbulente	20
2.1 Ecoulement turbulent.....	20
2.2 Concept de couche limite	22
2.3 Équations des écoulements turbulents.....	24
2.3.1 Les équations de départ.....	24
2.3.1.1 Equation de continuité.....	25
2.3.1.2 Equation de conservation de la quantité de mouvement	25
2.3.1.3 Hypothèses simplificatrices :	26
2.4 Grandeurs et échelles caractéristiques de la couche limite	29
2.4.1 Epaisseur de la couche limite	29
2.4.2 Epaisseur de déplacement	29
2.4.3 Epaisseur de quantité de mouvement.....	30
2.4.4 Paramètre de forme.....	31
2.4.5 Coefficient de frottement.....	31
2.5 Structure de la couche limite.....	31
2.5.1 Couche limite sur une surface lisse	31
2.5.2 Couche limite sur une paroi rugueuse	33
2.5.3 Décalage entre les profils de vitesse en lisse et rugueux	35
2.6 Modélisation et simulation des écoulements turbulents	38

Sommaire

2.6.1	Modèles de turbulence	39
2.6.2	Modélisation statistique (RANS)	40
2.6.3	Simulation directe (DNS)	41
2.6.4	Simulation des grandes échelles (LES).....	42
2.6.5	Exemple de modèle (Modèle de base).....	43
2.6.5.1	Modèle k- ϵ	43
2.6.5.2	Viscosité turbulente.....	44
2.6.5.3	L'équation de l'énergie cinétique	44
2.6.5.4	L'équation de l'énergie cinétique	45
3	Installations expérimentales et techniques de mesures	49
3.1	La soufflerie aérodynamique	49
3.2	Les techniques de mesure.....	52
3.2.1	Mesures par tube de Pitot	52
3.2.2	Anémométrie à fil chaud.....	53
3.2.2.1	Introduction.....	53
3.2.2.2	Principe du fil chaud	53
3.2.2.3	Étalonnage	57
3.2.3	Présentation des méthodes de vélocimétrie par plan laser	57
3.2.3.1	Technique PIV	58
3.2.3.2	Principe de la PIV	59
3.2.3.3	Equipement de mesure	60
3.2.3.4	Prise d'images	61
3.2.3.4.1	Ouverture du diaphragme.....	61
3.2.3.4.2	Temps d'exposition.....	62
3.2.3.5	Traitement des paires d'image acquises.....	63
3.2.3.5.1	La corrélation croisée.....	64
3.2.3.5.2	L'autocorrélation	67
3.2.3.6	Amélioration de l'analyse du signal :	69
3.2.3.6.1	Interpolation sous-pixel	69

3.2.3.6.2	L'interpolation gaussienne	70
3.2.3.6.3	La méthode du centroïde	71
3.2.3.6.4	Le décalage des fenêtres	71
3.2.4	Origine des erreurs	72
3.2.4.1.1	Taille des particules sur l'image	72
3.2.4.1.2	Densité de particules	72
3.2.4.1.3	Déplacement des particules	73
3.2.4.1.4	Lumière parasite	73
3.2.4.1.5	Gradients de vitesse à l'intérieur d'une zone d'interrogation	73
3.3	Les Compagnes de mesure	74
4	Simulation par des techniques de l'intelligence artificielle	75
4.1	Introduction	75
4.1.1	Les modèles proposés	76
4.1.2	L'inférence floue	76
4.2	Notions fondamentales	77
4.2.1	Les variables floues	78
4.2.2	Règles d'inférence	80
4.2.2.1	Combinaison des règles	80
4.2.2.2	Raisonnement par inférence composée	81
4.2.2.3	La méthode d'inférence Mini-Max	81
4.3	Analyse floue de la vitesse d'écoulement en amont et au-dessus de la colline lisse et rugueuse	82
4.3.1	Bloc du système d'analyse	82
4.3.2	Fuzzification des variables	83
4.3.2.1	Variable d'entrée 'hauteur' :	83
4.3.2.2	Variable d'entrée 'Position' :	84
4.3.2.3	Variable de sortie 'Vitesse' :	84
4.3.3	Base des règles :	85
4.4	Analyse neuronale de la vitesse d'écoulement en amont et au-dessus de la colline lisse et rugueuse	86

4.5	Discussion des résultats.....	91
5	Exploration expérimentale	94
5.1	Comportement de l'écoulement autour d'une colline 2D	94
5.2	Procédure expérimentale.....	96
5.3	Validation de la couche limite	98
5.4	Caractéristiques de la couche limite sans obstacle.....	99
5.4.1	Cas lisse.....	99
5.4.2	Cas Rugueux	100
5.4.2.1	Grandeurs moyennes	101
5.4.2.2	Grandeurs turbulentes	104
5.5	Effets de la rugosité de parois.....	105
5.5.1	Détermination du décalage ΔU^+	106
5.5.2	Estimation de la constante A	107
5.6	Écoulement en présence de l'obstacle.....	110
5.6.1	Grandeurs moyennes.....	111
5.6.1.1	Champ de vitesse moyenne	111
5.6.1.2	Le speed-up	115
5.6.1.3	Région de séparation.....	116
5.6.1.4	Région de rattachement	117
5.6.1.5	Zone de rétablissement	118
5.6.2	Champ turbulent	119
5.6.2.1	Intensités de turbulence.....	119
5.6.2.2	Les tensions de Reynolds.....	120
5.6.2.3	L'énergie cinétique	123
5.7	Caractéristiques de l'écoulement sur des collines successives	124
5.7.1	Lignes de courant dans les configurations 3H et 8H	124
5.7.2	Comparaison lisse et rugueux dans le cas 2C3H.....	126
5.7.3	Comparaison lisse et rugueux dans le cas 2C8H.....	127
5.7.4	Comparaison de l'écoulement sur une colline isolée et sur le cas 2C3H	129

Sommaire

5.7.5	Comparaison de l'écoulement sur une colline isolée et sur le cas 2C8H	132
6	Conclusion	134
7	Bibliographie	137

Liste des figures

Figure 2.1: Couche limite turbulente à deux dimensions sur une plaque plane lisse	22
Figure 2.2: Transition de la couche limite d'un écoulement longitudinal sur une plaque plane: laminaire-turbulente	23
Figure 2.3: Paramètres caractéristiques de la couche limites.	30
Figure 2.4: Subdivision de la couche limite	33
Figure 2.5: Ecoulement près d'une paroi rugueuse (Pénétration de la turbulence entre les grains).....	34
Figure 2.6: le profil de vitesse dans la couche limite turbulente	35
Figure 2.7: Evolution du facteur de rugosité B pour les différents régimes de rugosité	36
Figure 2.8: Décalage entre lisse et rugueux	37
Figure 3.1: Schéma de la soufflerie.....	50
Figure 3.2: Veine d'essai de la soufflerie	51
Figure 3.3: Photo d'un anémomètre à fil chaud.....	53
Figure 3.4: Schéma de principe d'un anémomètre à fil chaud.....	55
Figure 3.5: Schéma d'une sonde à deux fils chauds croisés en X	56
Figure 3.6: Principe de fonctionnement d'un système PIV]	59
Figure 3.7: Bras articulé et lentille cylindrique.....	60
Figure 3.8: Division de l'image en zones d'interrogation.	64
Figure 3.9: Fonction d'intercorrélation (Corrélation croisée, LaVision).....	65
Figure 3.10: Exemple de corrélation croisée d'une paire d'images	65
Figure 3.11: Zones d'interrogations 3×3.....	66
Figure 3.12: Représentation des valeurs de la fonction $\Phi(m, n)$	67
Figure 3.13: Fonction d'autocorrélation	68
Figure 3.14: Illustration du peak-locking, tracé réalisé à partir de 20 corrélations croisées.	69
Figure 3.15: Interpolation gaussienne subpixel	71
Figure 4.1: Représentation des variables suivant la logique binaire.....	78
Figure 4.2: Représentation des variables suivant la logique floue	79
Figure 4.3: Illustration des raisonnements par mini-max.....	81
Figure 4.4a : Schéma bloc du système (colline lisse)	82
Figure 4.5: Fuzzification de la variable 'hauteur'	83
Figure 4.6: Codification de la variable 'Position'	84
Figure 4.7: Fuzzification de la variable 'Vitesse'	84
Figure 4.8: Exemple d'application	85
Figure 4.9: Position en amont de la colline lisse ($U_e = 2.98\text{m/s}$).....	87
Figure 4.10: Position au sommet de la colline lisse $U_e = 2.98\text{m/s}$	88
Figure 4.11: Position en amont de la colline rugueuse, $U_e = 2.98\text{m/s}$	89

Liste des figures

Figure 4.12: Position au sommet de la colline rugueuse, $U_e = 2.98\text{m/s}$	90
Figure 4.13: Evolution de la vitesse en amont de la colline lisse	92
Figure 4.14: Evolution de la vitesse en amont de la colline rugueuse	93
Figure 4.15: Evolution de la vitesse au-dessus de la colline rugueuse	93
Figure 5.1: Modèle de l'écoulement au-dessus d'une colline	95
Figure 5.2: Echantillon d'un sol rugueux obtenu par collage de particules solides	97
Figure 5.3: profils de couche limite en lisse pour 3 régimes	100
Figure 5.4: Evolution verticale de la vitesse longitudinale.....	101
Figure 5.5: Vitesses moyenne cas rugueux, pour les 3 régimes et la loi log	103
Figure 5.6: Ecart-types des fluctuations de vitesse longitudinale et transversale lisse	104
Figure 5.7: Ecart-types des fluctuations de vitesse longitudinale et transversale en rugueux	104
Figure 5.8: Profil de vitesse adimensionnée U^+ , $K_s^+ = 20$	106
Figure 5.9: Profil de vitesse adimensionnelle U^+ , $K_s^+ = 4.33$	106
Figure 5.10: Profil de vitesse adimensionnelle U^+ pour les trois nombres.....	107
Figure 5.11: La fonction de rugosité en fonction du nombre de Reynolds rugueux	108
Figure 5.12: Le model proposé dans l'intervalle $1 < k_s^+ > 20$	109
Figure 5.13: maquette de la colline en PVC.	110
Figure 5.14: Vue instantanée d'un plan d'écoulement chargé.....	111
Figure 5.15: Configuration géométrique avec l'obstacle et les plans de prise d'images.....	111
Figure 5.16: Cartographie de U/U_e en fond PIV.....	112
Figure 5.17: La position du centre et la taille du vortex.....	113
Figure 5.18) : Evolution de la vitesse longitudinale moyenne pour les 3 régimes	114
Figure 5.19: Représentation schématique de la notion de speed-up	115
Figure 5.20: Fractional speed-up au sommet de la colline pour les trois régimes	116
Figure 5.21: Cartographie de l'évolution des intensités de turbulence	118
Figure 5.22: Profils longitudinaux des fluctuations de vitesse RMS.....	120
Figure 5.23: Cartographie des tensions de Reynolds en lisse	121
Figure 5.24: Evolution longitudinale des tensions de Reynolds $-u'w'$	122
Figure 5.25: Cartographie des tensions de Reynolds en Rugueux.....	123
Figure 5.26: Profils de l'énergie cinétique turbulente.....	124
Figure 5.27: Lignes de courant moyen en lisse et en rugueux dans le cas des configurations 2C3H et 2C8H	125
Figure 5.28: Evolution de la vitesse moyenne longitudinale (a) et les tensions de Reynolds (b) en lisse et en rugueux pour la configuration 2C3H à $U_e = 7.92\text{m/s}$	127
Figure 5.29: Evolution de la vitesse moyenne longitudinale (a) et les tensions de Reynolds (b) en lisse et en rugueux pour la configuration 2C8H à $U_e = 7.92\text{m/s}$	128

Liste des figures

Figure 5.30 Topologie de l'écoulement sur deux collines gaussiennes à différentes distances	129
Figure 5.31: Vitesses moyennes d'écoulement sur les pentes ascendantes des collines de la configuration (2C8H).	130
Figure 5.32: Profils de la vitesse moyenne longitudinale (a) et des contraintes de Reynolds (b) sur les configurations 1C et 2C3H en rugueux à $U_e = 11\text{m/s}$	131
Figure 5.33: Profils de la vitesse moyenne longitudinale (a) et des contraintes de Reynolds (b) sur les configurations 1C et 2C8H en rugueux.	132

Liste des Tableaux

Tableau 2.1: Valeurs des constantes du modèle $k-\epsilon$	47
Tableau 5.1: Caractéristiques de l'écoulement à l'endroit ($x=200\text{cm}$) après le début de la couche limite en régime lisse	99
Tableau 5.2: Caractéristiques de l'écoulement à l'endroit $x= 255\text{cm}$ après le début de la couche limite en régime rugueux.....	102
Tableau 5.3: Les valeurs de ΔU^+ , A , k_s^+	107
Tableau 5.4: caractéristiques géométriques du vortex en lisse et en rugueux.....	113

Nomenclature

Abréviations

1C	Une seule colline
2C3H	2 Collines espacées de 3 fois H
2C8H	2 Collines espacées de 8 fois H
ANFIS	Artificial neuro fuzzy inference system
ASM	Algebraic Stress model
CCD	Charge coupled devis
DES	DetachedEddy Simulation
DNS	Direct Numerical Simulation
L.S. V	Laser SpeckleVelocimetry
LES	Large Eddy Simulation
Nd-YAG	Neodymium-doped Yttrium Aluminum Garnet
P.I. V	Particle Image Velocimetry
P.T. V	Particletrackingvelocimetry
RANS	Reynolds Averaged Navier-Stokes
RNG	Re-Normalisation Group
RSM	Reynolds Stress model

Lettres grecques

α	Sensibilités des fils chauds
λ	Longueur d'onde du laser
λ_f	Coefficient de l'aire frontale
μ	Viscosité dynamique
ν	Viscosité cinématique
θ	Epaisseur de la quantité de mouvement
ρ	Densité du fluide
ε	Dissipation cinématique
δ	Epaisseur de couche limite
δ_1	Déplacement de la couche limite
ε_{ijk}	Élément général du tenseur alternatif
δ_{ij}	Symbole de Kronecker
τ_{ij}	Tenseur des contraintes
τ_p	Contrainte au voisinage de la paroi

Nomenclature

Lettres Latines

A, B, C, D	Constantes de la loi de paroi
A_c, B_c	Constantes de calibrage des fils chauds
C_f	Coefficient de friction
$C_\mu, \sigma_k, C_{\varepsilon 1}, C_{\varepsilon 2}, \sigma_\varepsilon$	Coefficient de fermeture des modèles de turbulence
d_z	Profondeur de champ de l'image
g	Accélération de la pesanteur
H	Hauteur de la colline
H^*	Facteur de forme
K	Constante de Karman
k^2	Energie cinétique turbulente = $\frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$
k_s	Taille moyenne des grains de sable
K_s^+	Nombre de Reynolds de rugosité
L	Longueur de la colline
l_t	Longueur caractéristique de turbulence
M	Grandissement de l'image
p	Pression
P_{ij}	Production dynamique de turbulence
q_m	Débit massique
R_0	Résistance initiale du fil chaud
Re	Nombre de Reynolds
R_f	Résistance du fil chaud
R_{uw}	Coefficient de corrélation
S_o	Distance entre la lentille et le plan de l'objet
s_o	Distance entre la lentille et le plan de l'image
T	Température
T_f	Température du fil chaud
U	Vitesse moyenne de l'écoulement
u_f	Vitesse de frottement
U_e	Vitesse de l'écoulement saint
u_i	Vitesse caractéristique
$u'w'$	Tension de Reynolds
X, Y, Z	Coordonnées horizontales, latérales, et verticales
Z_d	Hauteur de déplacement
Z_o	Hauteur de rugosité
ΔS	L'accélération de l'écoulement (fractional speed up)

Nomenclature

ΔU	Déficit de vitesse
ℓ	Longueur de la colline à mi-pente
$(\)'$	Fluctuation
$(\)_0$	Indice de référence
$\overline{(\)}$	Moyenne
$\langle \overline{(\)} \rangle$	Double moyenne

Introduction générale

La théorie proposée par Jackson et Hunt [1] développe l'étude de la couche limite neutre. Cette théorie linéaire facilite le calcul de la vitesse d'écoulement. Cela, concerne les topographies à pentes moyennes. Elle fournit également une description détaillée du champ des vitesses perturbées.

Comme l'écoulement est discontinu sur une pente raide, cela rend la validité du cadre linéaire fortement contesté. La principale difficulté introduite par les élévations topographiques raides (collines) est l'effet important non linéaire créé par la présence d'une séparation dans la couche limite derrière leurs sommets. Dans ces conditions, la prédiction des champs moyens et turbulents par la théorie linéaire n'est pas fiable. Mason et King[2] ont montré par des mesures in situ que la théorie linéaire n'arrive pas à prédire correctement la décroissance brusque de la vitesse de l'écoulement en aval d'une colline réelle.

De nombreuses autres tentatives de simulations expérimentales et numériques ont été réalisées afin de caractériser le champ d'écoulement moyen, en particulier dans la région de la couche de cisaillement derrière la colline. Deaves[3] a effectué les premières modélisations numériques de la variation de la couche limite due aux changements de rugosité, ce qui a aidé à développer des formules empiriques pour interpoler les vitesses et les contraintes dans un écoulement turbulent. Carpenter et Locke[4] ont pu quantifier les effets d'une ou de plusieurs collines à pentes raides sur la vitesse moyenne et fluctuante d'une couche limite turbulente et ont arrivé à tester des programmes informatiques puissants pour prédire ces effets. En variant la pente de la colline, ils ont montré que la zone de séparation de l'écoulement est plus grande que celle causée par les collines à faible pente.

Sur le même sujet, Cao et Tamura[5-7] ont décrit l'effet de certains types de rugosité sur l'écoulement de couche limite atmosphérique sur des basses collines bidimensionnelles de pentes modérées. Ils ont étudié l'effet de la rugosité de surface en comparant la structure de l'écoulement sur des collines sinusoïdales lisses et rugueuses. Ils ont constaté que la zone de recirculation se développe davantage sur les surfaces rugueuses. Ils ont également

mentionné que les structures de l'écoulement en amont ont un effet significatif sur la taille de la zone de recirculation.

Plusieurs autres auteurs ont travaillé sur les effets des collines consécutives et de la rugosité de surface sur les caractéristiques de l'écoulement turbulent dans les couches de mélange en aval. Parmi eux, Almeida et al[8] qui ont été considérés comme des pionniers dans la description du comportement des champs turbulents entre collines successives. Ils ont fourni une étude expérimentale détaillée de l'écoulement derrière des modèles de collines bidimensionnelles périodiques. Plus tard, Rapp et Manhart[9] ont repris l'étude d'Almeida en faisant varier le nombre de Reynolds et la distance entre les collines. Ils ont montré que la longueur de la zone de recirculation derrière la deuxième colline consécutive diminue avec l'augmentation du nombre de Reynolds calculé en fonction de la vitesse du courant au sommet et de la hauteur de la colline.

Notre contribution dans le domaine se résume par l'étude de l'écoulement sur des collines à forte pente présentant des zones de séparation derrière leurs sommets. En se référant aux auteurs cités précédemment [8, 9] qui ont travaillé sur des collines périodiques, notre recherche est orientée vers l'étude du comportement d'un écoulement turbulent de couche limite sur des collines consécutives ayant la même taille avec différentes distances de séparation entre les sommets. Les états de surface lisse et rugueux ont été pris en compte. Les effets de ces collines sur les caractéristiques moyennes et turbulentes sont comparés à ceux d'une seule colline dans trois régimes de vitesse choisis.

Au départ une étude expérimentale a permis de mettre en évidence les effets d'une seule colline gaussienne bidimensionnelle désignée par (1C) sur un écoulement de couche limite turbulente. Les effets de la survitesse au sommet de la colline et la zone de séparation en aval, sur le comportement des champs de vitesse moyenne et fluctuante ont été quantifiés. Dans une seconde étude, l'écoulement en présence de deux collines successives a ensuite été caractérisé. Les deux différentes configurations désignées par (2C3H) et (2C8H) considérées sont des collines dont les sommets sont respectivement espacés de 3 et 8 fois la hauteur de la colline. Les résultats obtenus de ces collines successives ont été comparés à ceux de la configuration à colline unique (1C). Les simulations physiques ont été réalisées

dans une soufflerie aérodynamique équipée d'une installation de métrologie optique PIV pour la mesure.

Cette thèse se décompose en 5 parties distinctes. La première partie concerne l'état de l'art sur la chronologie de l'évolution des études des écoulements sur les topographies. La prédiction précise des caractéristiques des écoulements turbulents en présence ou non d'obstacles a été octroyée aux progrès de l'outil informatique et à l'évolution des techniques optiques de mesure.

Dans la partie 2 la mise en équation qui gèrent la cinématique de l'écoulement turbulent de façon globale, ainsi que la description des différentes modélisations simples (i.e. en absence une topographie) utilisés dans ce domaine.

La troisième partie est consacrée à la description des moyens expérimentaux utilisés pour la simulation physique. La simulation a été réalisée dans une soufflerie aérodynamique de modèle réduit et utilisée précédemment dans ce genre d'étude. Les dimensions et les caractéristiques de la soufflerie sont détaillées dans cette partie.

Dans un second volet nous avons donné l'essentiel de la technique de mesure adoptée "PIV". Parmi les avantages de cette technique :

- Elle est intrusive
- Permet la mesure au voisinage de la paroi où les autres techniques n'arrivent pas à le faire.

Sur la base de la mesure expérimentale de la vitesse de l'écoulement en amont et au sommet de la colline, une modélisation utilisant une analyse à réseaux de neurones artificiels et à logique floue est établie. Cela a contribué à l'établissement des profils de vitesse sur toute la profondeur de la couche limite. L'analyse des résultats de cette technique a été détaillée dans la quatrième partie de ce travail.

La dernière partie du travail est consacrée à l'interprétation des résultats de mesure expérimentaux. Les caractéristiques de l'écoulement de la couche limite ont été analysées et confrontées aux résultats de la littérature. Une modélisation de la loi de paroi rugueuse a permis l'établissement d'un modèle numérique basé sur le nombre de Reynolds de rugosité. Les effets de différentes configurations de collines successives sur l'écoulement turbulent

ont été quantifiés et mis évidence par une comparaison avec les résultats obtenus sur une colline unique.

Chapitre1

1 Etats de l'artdes écoulements sur les collines

1.1 Introduction

L'étude des écoulements de l'air sur les montagnes et les collines a fait l'objet, depuis plus d'un siècle, d'une attention considérable de la part des météorologistes et de certains groupes de chercheurs à cause de son importance dans une large gamme de sujets, incluant le modelage numérique de l'atmosphère, l'étude énergétique du vent , l'effet de ces charges sur les structures et les bâtiments, l'érosion des zones semi-arides par le transport des particules de sables, la dispersion des polluants et l'influences des chaines de montagnes et leur état de surface sur les prévisions météorologiques. Il existe aujourd'hui une bibliographie abondante sur le sujet ; citons notamment en ordre chronologique quelques travaux de base qui avaient un objectif principal traduit par de nombreuses tentatives de détermination de fonctions universelles gouvernant l'évolution des caractéristiques de ce type d'écoulement.

L'action aérodynamique d'une colline placée dans une couche limite turbulente est simple dans son principe. Au passage de l'écoulement au-dessus de cette colline, les lignes de courant se compriment et la vitesse augmente. Cette augmentation croit avec l'accroissement de la pente de la colline jusqu'à une certaine valeur où le phénomène de séparation au niveau du sommet apparait et une zone de recirculation en aval se crée. En s'éloignant du sommet de la colline, la vitesse diminue et l'écoulement tend à revenir à son état initial.

Afin de mieux comprendre ce mécanisme, beaucoup d'analyses bibliographiques sur le comportement des écoulements sur les collines ont été développées à commencer par Corby *et al.*, Queney, Plate, Nichols *et al.*[10-13].

Corby, Queney et Nichols [10, 11, 13] ont exploré les premiers travaux théoriques des écoulements sur les collines. Corby a résumé les travaux de Queney réalisés en 1947[14], de Scorer [15] et de Long [16]. Il a déduit que tous les modèles décrits par ces auteurs sont basés sur la théorie des perturbations des écoulements de fluide isentropiques laminaires sans tenir compte des frottements. Les premiers travaux de recherche dans cet axe ont été consacrés uniquement à l'étude des écoulements atmosphériques des niveaux supérieurs, des ondes sous le vent et aux effets de la stratification. Les résultats obtenus sont donc peu fiables à la prédiction des écoulements atmosphériques au-dessus des obstacles réels. Au milieu des années 60, sur la base des études menées par Prandtl (Putnam 1948) [17] et de Rosenberg (Golding 1955)[18], Bartkowski[19] a élaboré le premier modèle de l'écoulement potentiel uniforme sur des collines à faible pente. Plus tard les résultats obtenus par ce type de modèles'avaient peu satisfaisants.

1.2 Développement des théories des écoulements sur les collines.

Les théories qui traitent les écoulements au-dessus des collines tentent toujours à résoudre les équations du mouvement du fluide à l'aide de techniques numériques ou par l'obtention de solutions analytiques pour les modèles physiques. La plupart de ces théories négligent le phénomène de séparation de l'écoulement mis à part certains modèles semi-analytiques qui tentent de tenir compte de son effet. Durant les années 70, plusieurs modèles théoriques ont été développés dont le but est de mettre en évidence tous les effets de la colline sur les caractéristiques de l'écoulement. Ces modèles sont devenus tridimensionnels et ont pu introduire l'échelle du temps dans leurs calculs. Ils ont trouvé leurs applications dans la prévision météorologique, la prévision des niveaux de pollution et dans la prédiction du comportement du feu. Parmi ces modèles, il existe un autre type permettant la mise en évidence des effets du champ de pression en négligeant les effets de stratification. Les modèles théoriques de cette nature ont été développés initialement par

Alexander and Coles[20], Counihan[21]Maus and Fichtl[22] Taylor and Gent [23],Deaves[3], bowen[24], Taylor ([25], Derickson and Meroney[26]

Jackson et Hunt [1] furent les premiers à fournir la première théorie satisfaisante. Ils ont préféré utiliser une théorie analytique sans faire appel à la solution numérique des équations de mouvement pour la mise en évidence des effets d'une colline à faible pente sur un écoulement de couche limite turbulente. L'approche utilisée est basée sur la décomposition de L'écoulement en deux régions distinctes ; une région interne et une autre externe. Dans cette dernière, l'écoulement est considéré potentiel non visqueux, tandis que la région intérieure est un équilibre entre les termes advectifs, le gradient de pression - induit dans la région externe non visqueuse - et les forces de viscosité turbulentes. Dans la région interne, la turbulence est modélisée par un modèle algébrique basé sur la longueur de mélange.

Les perturbations des vitesses et de pression dans chaque région ont été évaluées en évitant les conditions aux limites arbitraires. Cette analyse est basée sur les travaux de Hunt [27, 28]et Smith [29] qui ont traité les écoulements des couches limites laminares au-dessus d'une petite bosse, ainsi que sur la théorie des couches de cisaillement turbulent perturbées développée par Townsend [30] et Bradshaw [31]

Les équations gouvernant les deux régions interne et externe avec des conditions limites correspondantes sont résolues dans le cas d'un écoulement sur une colline décrite par l'équation.

$$f\left(\frac{x}{2L}\right) = \frac{1}{1 + \left(\frac{x}{2L}\right)^2} \quad (I.1)$$

L'important résultat de cette analyse est que l'épaisseur de la région intérieure, ℓ est donnée par :

$$\frac{\ell}{2L} \ln \frac{\ell}{z_0} = \text{constant de } 0(1) \quad (I.2)$$

Qui peut être approximée par l'expression :

$$\frac{\ell}{z_0} = c \left(\frac{2L}{z_0}\right)^{4/5}, c = 0(1) \quad (I.3)$$

L et z_0 Sont respectivement la longueur de la colline et la hauteur de rugosité.

Un autre résultat important de l'analyse de Jackson et Hunt est le facteur donnant l'accélération de l'écoulement appelé "fractional speed up" défini par :

$$\Delta S = 2\left(\frac{H}{2L}\right) \quad (I.4)$$

Il est indépendant de la rugosité de surface et peut être déterminé par le gradient de pression. Au-dessus de la colline, les perturbations de pression et le champ de vitesse deviennent irrotationnels et indépendants de l'épaisseur de la couche limite ;leur variation est calculéepar la théorie du potentiel simple. Ces résultats montrent aussi que les tensions de Reynolds sont importantes au voisinage de la paroi et deviennent négligeables au fur et à mesure qu'on s'éloigne de la surface.

L'analyse est limitée aux collines à faible pente à cause des hypothèses associées à la linéarisation des équations. Pour une couche limite rurale, cette théorie est valide pour les collines qui ont une pente maximale de 0,05. Jackson et Hunt[1]affirment que des résultats fiables peuvent être obtenus pour des pentes plus grandes. Cette affirmation est sans doute faite sur la base d'une comparaison entre les essais in-situ et les essais en soufflerie.

Le profil logarithmique des vitesses déterminé n'arrive pas à décrire correctement les écoulements atmosphériques au voisinage du sol.

1.3 Mesures expérimentales en laboratoires

La simulation de l'écoulement de la couche limite atmosphérique sur les collines dans les laboratoires est vue comme une alternative attrayante aux expériences sur terrains réels, ceci est dû au fait que l'écoulement de la couche limite atmosphérique s'avère complexe dans les conditions aux limites et celles de stabilité. Quoique les sites topographiques originaux soient indispensables pour la simulation d'écoulements atmosphériques, il n'en demeure pas moins que leurs mises en œuvre à l'échelle industrielle soient coûteuses et lentes en termes de faisabilité. En effet, la réalisation d'une maquette topographique ne garantit guère une parfaite similitude des propriétés de l'écoulement atmosphérique. Or, la

majorité des simulations du vent dans les souffleries se sont concentrées sur des formes génériques plus simples

Counihan[32]a traité les écoulements sur une série de collines sinusoïdales bidimensionnelles et sur des escarpements avec différents angles d'inclinaison dans une couche limite atmosphérique rural simulée. Les essais ont été effectués en utilisant deux différentes hauteurs de la colline. Les surfaces des modèles étaient recouvertes de sable afin d'obtenir une rugosité désirée.

Il a constaté que les profils de vitesse moyenne sur des collines sinusoïdales perdent leur uniformité progressivement en descendant du sommet vers la pente en aval jusqu'à la valeur $H/L = 0,33$. La séparation en aval de la colline se produit lorsque le rapport de forme H/L dépasse 0,43 tandis que l'étendue du sillage diminue avec la diminution de la pente.

Les cinq escarpements étudiés ont des profils de vitesse moyenne au sommet similaires à ceux des mesures rapportées par Bowen et Lindley[24]. La pente la plus raide de l'escarpement provoque dans l'écoulement en aval, des perturbations qui s'atteignent très rapidement. Counihan[21]a élargi son travail précédent en passant au traitement des écoulements de couche limite rurale simulé sur des collines sinusoïdales enchainées. La vitesse moyenne, les fluctuations de vitesse et les tensions de Reynolds ont été mesurés à différentes positions sur les collines.

L'exploration des résultats a montré que la vitesse moyenne au sommet de la première colline croît et l'intensité de la turbulence se réduit à toutes les hauteurs comparativement aux valeurs de référence en amont. Au sommet de la colline suivante, la vitesse moyenne diminue et l'intensité de turbulence augmente par rapport aux valeurs de référence en amont. Sur la troisième colline le modèle d'écoulement devient répétitif comme dans le cas d'une surface rugueuse. Les tensions de Reynolds se sont réduites au sommet de la première colline et se sont accrues au sommet de la seconde par rapport aux valeurs de références.

Frost, Maus et Fichtl[22]ont étudié l'écoulement atmosphérique sur des cylindres semi-elliptiques qui ont des régions de séparation en amont et en aval. La géométrie de ces

cylindres aide à faire la simulation des bâtiments et des collines par contre la forme elliptique donne la possibilité de faire varier les paramètres du facteur de forme. Les concepts de la théorie de couche limite sont élargis par l'introduction de l'idée d'une couche limite perturbée au lieu de considérer les équations de mouvement complètes d'un écoulement turbulent. L'inconvénient de cette approche est que les approximations de la couche limite ne sont pas valides dans les régions de séparation en amont et en aval.

Dans la région de séparation en amont, les gradients de pression sont introduits d'une façon itérative pour contourner le corps en s'éloignant le plus possible de sa surface. Cette méthode de traitement de la région de séparation repose sur l'hypothèse stipulant que l'écoulement au-dessus de l'ellipse n'est pas influencé par la séparation locale et sera dirigée par les gradients de pression bien loin du corps. Cette hypothèse a été très contestée suite aux résultats obtenus qui indiquent que les effets des gradients de pression dans la région de séparation en aval, sont beaucoup plus sévères.

Les profils de l'écoulement sont présentés pour un certain nombre d'ellipses montrant que la valeur maximale de la vitesse est atteinte au sommet. Elle décroît au fur et à mesure que le facteur de forme de l'ellipse accroît ou quand la rugosité de surface diminue. Il a été constaté que de grandes régions de séparation ont été formées dès qu'ils font diminuer le facteur de forme ou augmenter la rugosité de surface.

Les modèles théoriques appliqués aux écoulements au-dessus des obstacles et qui tiennent compte des effets de séparation ont également été développés par Fraenkel[33], Kiya et Arie [34] et Bitte et Frost [35]. Tous ces modèles exigent une grande quantité d'informations empiriques.

1.4 Mesures sur des collines réelles

Les études des écoulements sur les collines en plein champ sont nécessaires pour valider les résultats obtenus numériquement ou en laboratoire. Ces études, qui mènent à la vérification expérimentale des profils de l'écoulement dans l'atmosphère, sont très rares à cause des facteurs suivants :

- (i) Les collines naturelle ont rarement une forme parfaite. Les formes irrégulières conduisent toujours à une dépendance directionnelle du facteur speed-up
- (ii) Les essais requis sont très complexes et les mesures simultanées à différentes positions longitudinales et verticales sont nécessaires et doivent être faites en l'absence d'effets thermiques, car la vitesse dépend de plusieurs conditions telles que la stabilité et l'insolation.
- (iii) L'instabilité de la direction du vent en fonction du temps. Ceci provoque un changement du schéma d'écoulement sur la colline.
- (iv) Certaines mesures sur des collines ont été réalisées dans des sites qui ont une mauvaise exposition au vent et sont généralement prises sur des mâts de 3.1m de hauteur. A cette hauteur, la rugosité locale aura une grande influence sur les résultats.

En général, il peut être conclu qu'il est a priori presque impossible d'estimer la valeur numérique de la vitesse si de tels facteurs existent pour un lieu particulier

Dans les années 80, les travaux de Taylor et al. [36] ont été pris comme référence précieuse dans le domaine. Ils résument clairement certaines approches réalisées en soufflerie ou sur champ réel. L'expérimentation performante en plein champ est très coûteuse, il est donc rare de trouver des données disponibles fiables et complètes (Ding et al.) [37]. Les essais réalisés en plein champ, les plus utilisés sont ceux de Brent Knoll Black Mountain (Bradley) [38], Blashaval Hill (Mason et King) [2], Nyland Hill (Mason) [39], Askervein Hill (Taylor et Teunissen) [36], Kettles Hill (Salmon et al.) [40], les crêtes de Cooper (Coppin et al.) [41]. et récemment Bolund Hill (Berg et al.) [42].

1.5 Modélisation de l'écoulement sur les collines

La modélisation d'un terrain complexe nécessite la compréhension des caractéristiques des surfaces impliquées. C'est la raison qui a poussé les chercheurs à se convertir vers l'étude des écoulements sur les collines 2D et 3D tel que Britter et al. [43], Snyder et al. [44], Arya, et Capuano [45], Zeman et Jensen [46], Miller et Davenport [47], Neff et Meroney [48], ainsi que Carpenter et Locke [4],

Le développement de la modélisation des écoulements en soufflerie depuis la fin du 20ème siècle est poussé par le besoin croissant de l'expérimentation, l'avancée technologique dans les méthodes et les instruments de mesure ainsi que l'agrandissement de la taille des souffleries mais sa difficulté principale réside en grande partie dans la complexité et la variété des phénomènes à décrire.

La modélisation d'une colline isolée permet de développer la connaissance de l'effet des changements topographiques sur l'écoulement. La modélisation d'une combinaison de collines met en évidence les effets d'un champ réel et la façon dont l'écoulement sur une telle colline affecte une autre. Dans ce même contexte, Miller et Davenport [47] ont montré que les accélérations de vitesse sur un terrain complexe sont réduites par rapport à celles trouvées sur les collines isolées. Cette situation prouve que l'existence d'une série de collines atteint l'effet du relief et l'écoulement se perturbe comme dans le cas d'une surface très rugueuse.

Récemment, des nouveaux logiciels ont été développés pour la simulation de l'écoulement de couche limite turbulente sur des obstacles, ils utilisent les équations de transport de Reynolds (RANS) combinées à d'autres modèles de turbulence pour améliorer les prédictions.

L'approche RANS est considérée comme le moyen le plus adapté à la simulation vu la précision de ses résultats et son faible coût de calcul. A cause de leur étalonnage par des écoulements simples, les modèles RANS prédissent parfaitement les caractéristiques moyennes sur les topographies s'ils ne présentent pas de phénomènes complexes tels que fortes courbures aérodynamiques, l'accélération, la décélération ou la séparation. Cependant, ils ont une précision limitée pour les quantités turbulentes. Pour surmonter ces problèmes, d'autres modèles ont été développés tels que les LES, DES¹ (Detached-eddy simulation), ou l'hybride LES/RANS. La LES a l'avantage de reproduire plus fidèlement la turbulence puisque l'on résout directement une partie des échelles turbulentes. Elle devrait donc en principe accroître la précision associée à la prédiction de la séparation. Cette

¹ Est une approche zonale où certaines régions de l'écoulement sont résolues par la LES et les autres régions par un modèle RANS

technique a par contre le désavantage de ne pas être à la portée de toutes les bourses en raison du coût de calcul élevé qu'elle implique. Ainsi, elle n'est pas recommandée pour ceux qui recherchent une méthode de modélisation rapide et pratique. La représentation adéquate de la région proche-paroi en LES reste également un défi important car l'écoulement y sera inévitablement mal résolu. La raison qui appuie ce dernier problème est que physiquement, les grandes échelles de la turbulence se voient confinées par la paroi, et les petites échelles échappent ainsi à la capture par la LES dans cette région sans passer par un modèle de sous-maille adéquat. En comparaison, le coût de calcul est beaucoup plus abordable dans le cas de l'approche RANS. Elle permet toujours de faire dans le moment des prédictions améliorées avec le développement de modèles de turbulence de plus en plus raffinés et reste, pour l'instant, le paradigme dominant.

Deaves[3] a donné sa grande importance à l'approche numérique pour la modélisation de l'écoulement en montrant la bonne concordance avec des résultats expérimentaux existants, bien que les modèles utilisés n'ont été développés que très peu depuis le temps. Dans un travail publié plus tard, Deaves[49] a modélisé l'écoulement du vent sur des collines 2D en montrant que le rapport speed-up est proportionnel à la pente en aval de la colline.

Les études numériques de l'écoulement turbulent sur une colline avec zone de séparation étaient rares à l'exception des tentatives faites par Coelho et Pereira [50], qui ont présenté les résultats à l'aide de modèle standard $k-\epsilon$ plus un modèle à faible nombre de Reynolds.

Coelho a remis en cause la validité des hypothèses du modèle de turbulence utilisées dans différentes régions ainsi que la précision numérique des résultats obtenus en raison de la complexité de l'écoulement qui présente des forts gradients de pression, des irrégularités des lignes de courant, une ligne de détachement non fixée et de très grands gradients vitesse dans la région proche paroi au-dessus de la colline

Ferreira et al.[51], a également étudié l'écoulement sur des collines bidimensionnelles en examinant l'impact de la forme sur la zone de recirculation par la comparaison des résultats expérimentaux avec ceux d'un modèle k- ϵ version RANS.

Les résultats indiquent que l'extension de la zone de recirculation dépend fortement de la forme de la colline. L'étude a montré aussi que les caractéristiques adimensionnelles de l'écoulement sont indépendantes du nombre de Reynolds quand le régime atteint une valeur critique $Re = 9 \times 10^4$.

Apsley et Castro[52] ont effectué des simulations 2D et 3D de l'écoulement sur des collines avec un modèle de k- ϵ modifié. Les résultats obtenus étaient satisfaisants, bien que les variations spatiales latérales ont été sous-estimées par les modèles de viscosité turbulente et que ces simulations n'étaient applicables que pour un écoulement fortement stratifié. Dans un document similaire, Castro et Apsley[52] ont modélisé l'écoulement 2D et ont comparé leurs résultats numériques avec des données de laboratoire. En utilisant un modèle k- ϵ modifié, l'écoulement moyen était parfaitement défini, tandis que les valeurs de l'énergie cinétique ont été jugées très faibles. Leurs simulations ont très bien modélisé les régions de séparation quand elles existent mais dans le cas des collines à faibles pentes les résultats sont moins satisfaisants.

Carpenter et Locke [4] ont étudié la vitesse du vent sur plusieurs collines 2-D en comparant les résultats numériques aux résultats expérimentaux de soufflerie. L'objectif de cette comparaison est de quantifier les effets des collines et du relief sur la vitesse du vent et sa turbulence et aussi d'évaluer la capacité et la performance des programmes informatiques dans la prévision. Le groupe a testé plusieurs formes de collines avec différents types d'irrégularités dans la pente sous le vent. Leur travaux sont similaires à ceux qui ont été développés auparavant comme Counihan[21] Bowen and Lundley[24], Pearse[53], Gong and Ibbetson[54], Neff and Meroney[48] et Sacre[55]. Dans leur simulation numérique, ils ont utilisé le modèle standard de turbulence k- ϵ , et ont pu démontrer ses limites tout en fournissant une bonne base de données pour de futurs travaux dans ce domaine. Les résultats obtenus par Carpenter [4] donnent une bonne prévision de la vitesse lorsque la

zone de séparation est faible ou totalement inexistante, par contre les tensions de Reynolds et l'énergie cinétique sont mal estimés.

Kim et al. [56], ont fait une modélisation numérique de l'écoulement au-dessus d'un terrain réel ; les résultats obtenus ont montré une bonne concordance entre les profils de vitesse comparativement aux données déjà disponibles. Ils ont testé les modèles numériques appropriés pour caractériser l'écoulement du vent à l'échelle locale sur un terrain collinaire possédant une région de recirculation. Ils ont également noté que la version RNG du modèle k- ϵ est plus performante que la version standard.

En 2003 Lun et al. [57] ont présenté la simulation de l'écoulement sur une falaise et sur une colline en utilisant les trois versions du modèle de k ϵ , le modèle standard, le modèle Durbin et la version non linéaire développée par Shih[58]. Cette étude a mis en évidence les effets de la rugosité de surface sur la position du point de séparation de l'écoulement et sur l'étendue de la zone de recirculation. Les modèles modifiés sont introduits pour améliorer la prédiction de l'énergie cinétique. Le modèle Durbin est en mesure de bien prédire les propriétés de l'écoulement sauf dans les régions de recirculation où le modèle de Shih[58] est le mieux adapté. Les travaux de Maurizi[59] sur l'écoulement au-dessus des obstacles 2D ont exprimé la nécessité des modèles de fermeture de turbulence d'ordre supérieur en présentant l'inexactitude du modèle k- ϵ et ses deux variantes modifiées. Une approche couplée qui avait fait introduire l'équation de transport des contraintes de Reynolds a été suggérée sans se passer des avantages de la version RNG améliorée, qui était adaptée au modèle de prédiction de l'écoulement de séparation.

Uchida et Oyha[60] ont examiné les effets de différents types de maillages sur l'écoulement dans un terrain complexe. Ils ont conclu qu'il n'y a aucune différence significative dans les résultats numériques en montrant que les effets de numérisation dus aux erreurs de discrétisation spatiales sont minimes. Plus tard ils ont entamé l'étude des effets de stratification de l'écoulement sur la colline 2D. La stratification de l'écoulement est assurée soit par un réchauffement du plancher de la soufflerie ou par un refroidissement. Les travaux de Zegadi et al [61], ils ont observé que les tourbillons se décolent derrière la

bulle de recirculation à partir d'un certain niveau de stabilité par contre, les effets d'instabilité ne sont ressentis que dans des conditions de très forte stratification c'est à dire quand les effets de flottabilité sont importants.

Le travail numérique d'Ishihara et al. [62] est une suite aux essais en soufflerie effectués auparavant par le même groupe en utilisant le modèle $k-\varepsilon$ standard plus une version non linéaire proposé par Shih[58] pour la simulation de l'écoulement sur une pente raide d'une colline 3D. Ce dernier modèle est arrivé à bien prédire les profils de vitesse, en particulier dans la région de recirculation et a pu définir la longueur de rattachement et la hauteur des bulles de recirculation en réalisant des simulations précises basées sur des résultats antérieurs. Le modèle standard $k-\varepsilon$ n'a pas réussi à reproduire le courant ascendant formé derrière la colline et a surestimé l'énergie cinétique turbulente dans la région de séparation.

Ils ont confirmé que le modèle standard $k-\varepsilon$ sous-estime l'énergie cinétique et donc les tensions de Reynolds. En revanche, les prévisions du modèle Shih[58] parviennent à mieux reproduire l'anisotropie de la contrainte normale. Cependant la cohérence avec les résultats expérimentaux en amont de la colline est très faible. La défaillance a été attribuée à la modélisation inadéquate du terme de transport de turbulence qui représente l'approximation clé dans le modèle des équations algébriques des tensions de Reynolds.

Lee et al. [63] ont examiné les effets d'une multitude de collines sur l'écoulement en analysant la structure de turbulence au niveau du point de séparation situé au sommet de la colline. Les simulations numériques utilisées dans cette étude ont été comparées avec les données de soufflerie. Ils ont trouvé que les variables de l'écoulement moyen se ressemblent (sauf au sommet de la colline) par contre les régions de séparation sont mal reproduites par le modèle numérique standard $k-\varepsilon$.

Les modèles méso-échelle ont été utilisés pour modéliser l'écoulement du vent par Finardi et al. [64]. Ces modèles négligent certaines caractéristiques de l'écoulement de grille mais ils arrivent à donner des prévisions raisonnables. Leurs avantages ont été consolidés dans le travail de Derickson et Peterka [65] qui utilisent un modèle multi-échelle capable de simuler toutes les échelles (macro et micro échelles) grâce à un processus d'interpénétration

de grille (grid-nesting). Ce type de modèle permet la modélisation de tous les effets de Coriolis, de stratification et de turbulence. Pour cette raison, ils ont envisagé d'en faire de cet outil un hybride puissant pour l'évaluation des sites d'énergie éolienne.

Kim et Patel [56] sont convaincus que dans l'écoulement atmosphérique, les modèles méso-échelle ne sont pas adaptés à l'estimation de l'énergie éolienne ou à l'évaluation des forces du vent. Ils se sont basés sur l'hypothèse hydrostatique qui stipule que le champ de pression et la gravité dans le sens vertical sont équilibrés. Ceci est approprié aux échelles de longueur de l'ordre de plusieurs centaines de kilomètres, mais pas pour les effets du vent local. Ces modèles ne sont pas en mesure de résoudre les effets des variations topographiques dans la direction verticale qui sont importantes dans la prédiction des vents locaux telle que la recirculation et de séparation de l'écoulement sur les surfaces de rugosité variable.

1.6 Récentes investigations en soufflerie

Athanassiadou et Castro [66], ont examiné et comparé les écoulements neutres sur une série de collines sinusoïdales bidimensionnelles de différentes pentes. La principale préoccupation dans ce travail est d'étudier expérimentalement l'influence de la zone de séparation sur le comportement des champs moyens et turbulents de la vitesse le long de la topographie. Dans le même contexte, Ayotte et Hughes [67], Loureiro et al. [68], ont caractérisé les écoulements stratifiés neutres sur le sommet des collines bidimensionnelles isolées, de pente et de rugosité variables, dans le but de comprendre aussi si la théorie linéaire est applicable dans la phase de transition.

Cao et Tamura [5, 6], ont procédé à des mesures de l'impact des changements de rugosité sur 2 collines bidimensionnelles raides et sur deux autres à faibles pentes. Au départ, ils ont réexaminé la variation de la bulle de séparation et les effets de rugosité sur le taux d'accélération de l'écoulement (speed-up ratio). Dans une seconde expérience menée sur une seule colline à faible pente, ils ont mis en évidence les effets du changement de rugosité sur les écoulements moyen et turbulent. Ces résultats ont été revus par Lubitz et Blanc [69], en décrivant l'effet de l'accélération latérale et l'effet de direction de l'écoulement

sur le speed-up au-dessus de 2 collines bidimensionnelles de formes elliptiques et circulaires.

Les autres approches de modélisation de la turbulence comme la Large-eddy simulation(LES) ou Detached-eddy simulation(DES) sont encore peu utilisés, surtout en raison du coût de calcul important qu'ils impliquent. C'est dans ce contexte de dynamique non linéaire de l'écoulement et de croissance constante de la puissance de calcul disponible que les efforts de développement futurs sont vraisemblablement orientés vers la LES. Ce niveau de modélisation semble en conséquence dorénavant inévitable pour l'avenir afin de répondre à la demande de prédictions de plus en plus précises. De nombreux chercheurs ont préféré utiliser la LES pour caractériser les écoulements sur les collines bidimensionnelles principalement à l'échelle de laboratoire (Cao et al.[7],Chaudhari et al. [70], Gong et al.[54], Hattori et al. [71],Tamura et al. [6], Wan et Porté-Agel[72]),

Le travail que nous présentons dans ce mémoire est purement expérimental et relève de la modélisation physique d'un écoulement de couche limite turbulente au-dessus d'une multitude de collines bidimensionnelles. L'objectif est de caractériser cet écoulement pour une future étude du phénomène de transport des particules de sable favorisant l'érosion éolienne et plus précisément la désertification des zones semi-arides.

Ce phénomène se manifeste dans la couche de surface atmosphérique et peut être appréhendé par :

- ◆ Des observations et des mesures en nature : elles fournissent l'information expérimentale indispensable ; cette voie, prise isolément, s'avère rapidement impraticable en raison de la multiplicité des paramètres à contrôler et de la variabilité dans le temps des paramètres météorologiques et surtout aux difficultés de mesure.
- ◆ Des simulations sur modèle physique à échelle réduite : malgré les approximations qu'elle comporte, cette méthode permet de prendre en compte des caractéristiques complexes du site (collines gaussiennes bidimensionnelles); les informations qu'elle délivre (champs instantanés de vitesse, de température et de concentration) sont

d'un intérêt primordial, notamment pour définir les conditions aux limites nécessaires aux modèles numériques.

La démarche expérimentale pour la détermination des grandeurs moyennes, fluctuantes et statistiques fait appel à des techniques de visualisation et de traitements et analyses d'images. Elle permet d'obtenir une vue globale des champs cinématiques et de concentration dans un plan. Les vitesses peuvent être déterminées en amont et au sommet de la colline et de plus dans la zone de recirculation comme il existe au voisinage immédiat d'un obstacle ; ce que ne permettent pas à d'autres techniques classiques de mesure (sonde à fils chauds). Les écoulements étudiés étant turbulents et stationnaires en moyenne, nous utilisons la description statistique au sens de Reynolds.

Chapitre 2

2 Physique de la couche limite Turbulente

2.1 Écoulement turbulent

La turbulence ou l'agitation au sein d'un écoulement dit turbulent se développe dans la plupart des écoulements qui conditionnent notre environnement comme les rivières, l'océan ou l'atmosphère. Elle se révèle également dans un grand nombre d'écoulements industriels (aéronautiques, hydrauliques, énergétiques) comme un paramètre dimensionnant important. Ces quelques exemples illustrent admirablement l'omniprésence des écoulements turbulents. Il est impossible d'exprimer une définition exacte de la turbulence étant donné la complexité du phénomène. Evidemment chacun de nous conçoit de façon intuitive en employant des termes vagues tels que phénomène désordonné, aléatoire ou chaotique. Il est par contre possible de dégager certaines propriétés observables qui caractérisent tous les écoulements turbulents. De nombreux travaux ont été consacrés à l'étude des propriétés de la turbulence, les voies de la simulation et de la modélisation numérique ont été très fructueuses. La simulation numérique est apparue dès les années 1980 comme une méthodologie très efficace et l'augmentation des moyens de calculs disponibles a permis de réaliser des simulations numériques d'écoulements turbulents de plus en plus réalistes. D'autre part, le caractère non déterministe et aléatoire de la turbulence a ouvert la porte de la modélisation de la turbulence. De nombreuses modélisations numériques ont été établies pour approcher le caractère fluctuant de la turbulence et son influence sur l'écoulement. Toutefois, nous sommes forcés de constater

qu'aucune modélisation et simulation n'est capable à l'heure actuelle de rendre compte de l'intégralité des phénomènes turbulents et de leur modification éventuelle par d'autres phénomènes tels que la stratification (variation de la masse volumique) et l'état de surface. Cependant, une prédiction et un contrôle adéquats de la turbulence permettent aux scientifiques de limiter par exemple la traînée sur les corps aérodynamiques ou d'augmenter l'efficacité de combustion dans les moteurs. La modification de la forme et de l'organisation des structures tourbillonnaires au sein d'un écoulement turbulent constitue un défi scientifique se traduisant par de substantiels gains énergétiques engendrant des effets bénéfiques tant du point de vue économique qu'écologique. Or, ce n'est que depuis quelques années, grâce à la capacité grandissante des outils informatiques qu'il est possible pour les communautés scientifique et industrielle d'utiliser des logiciels numériques permettant de simuler des écoulements turbulents. Contrairement aux essais expérimentaux, les simulations numériques permettent d'étudier une vaste gamme de paramètres dans une période de temps relativement courte et à un coût considérablement moindre. Dans le domaine de la mécanique des fluides, l'analyse de la turbulence constitue un problème d'envergure encore peu maîtrisé. Jusqu'à ce jour, il n'existe pas de théorie capable de prédire tous les phénomènes turbulents présents dans l'univers.

L'écoulement turbulent est caractérisé par :

- ◆ Une forte variabilité dans l'espace et dans le temps : les grandeurs physiques comme la vitesse et la pression varient aléatoirement.
- ◆ La présence de tourbillons : le mouvement turbulent présente des fluctuations du rotationnel de vitesse
- ◆ Un aspect tridimensionnel : les mouvements turbulents fluctuants sont toujours tridimensionnels
- ◆ Des nombres de Reynolds élevés : au-dessus d'une valeur seuil du nombre de Reynolds l'écoulement est toujours turbulent

- ◆ Un effet diffusif : il y a un mélange important entre les couches de l'écoulement de sorte que l'écoulement turbulent diffuse fortement la quantité de mouvement et les autres grandeurs physiques
- ◆ Un aspect très dissipatif : une grande quantité de l'énergie cinétique est convertie en chaleur sous l'effet de la viscosité à cause de forts gradients de vitesse accompagnant les fluctuations de la vitesse instantanée

2.2 Concept de couche limite

Le concept de couche limite a été introduit la première fois par Ludwig Prandtl, en 1904 et a montré que, pour un fluide newtonien qui bouge au contact d'un corps solide, les effets de la viscosité affectent seulement une couche très fine du fluide très près de la surface, et que c'est le développement de cette couche qui est responsable de la majeure partie de la résistance du solide envers le fluide. Cette région fut appelée Couche Limite. Très tôt il fut découvert que l'écoulement dans cette couche pouvait être laminaire ou turbulent, puisqu'une couche limite laminaire devient instable à une certaine distance de son origine, en fonction de la vitesse de l'écoulement externe, de l'état de surface de la paroi et des perturbations comme les variations de pression ou de température. La vitesse proche de la paroi est inférieure à celle à une grande distance de celui-ci. L'épaisseur de cette couche augmente progressivement le long de la plaque plane en aval de la région de déclenchement [73]. La distribution de vitesses sur une plaque plane est représentée dans la figure 2.1.

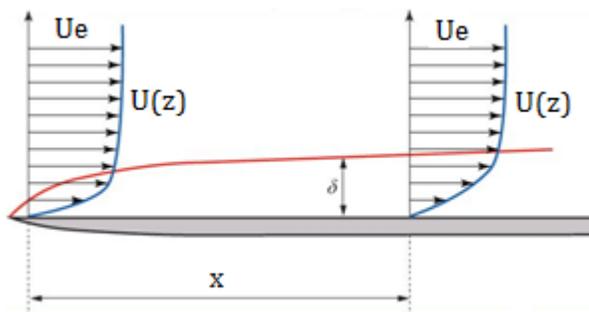


Figure 2.1: Couche limite turbulente à deux dimensions sur une plaque plane lisse

Un grand nombre d'études théoriques, numériques et expérimentales ont été développées, et pourtant, beaucoup de problèmes de la couche limite turbulente dans un écoulement incompressible sont loin d'être résolus.

En effet, la couche limite turbulente est l'un des problèmes les plus importants de la mécanique des fluides d'un point de vue pratique, puisqu'elle est présente dans une multitude d'applications industrielles et environnementales. Cependant, il existe encore de nombreuses questions sur les caractéristiques structurales des couches limites turbulentes.

Les écoulements les plus étudiés dans la littérature sont ceux le long d'une plaque plane, dans un canal plan ou un tube. La structure de la couche limite de ces trois types d'écoulement a souvent été considérée comme semblable, permettant ainsi aux auteurs de tirer des conclusions générales de leurs études, indépendamment du cas traité. Néanmoins, de récentes études ont montré des comportements différents de ces trois types d'écoulement. Par leurs travaux, Monty et al.[74], puis Bailey et al. [75], ont montré l'existence d'une différence notable dans l'organisation et dans l'évolution des structures cohérentes au sein des couches limites selon l'écoulement considéré. Ces observations ont été confirmées par l'analyse spectrale menée par Monty et al. [76], qui relèvent des différences majeures, principalement localisées au niveau du sillage de la couche limite.

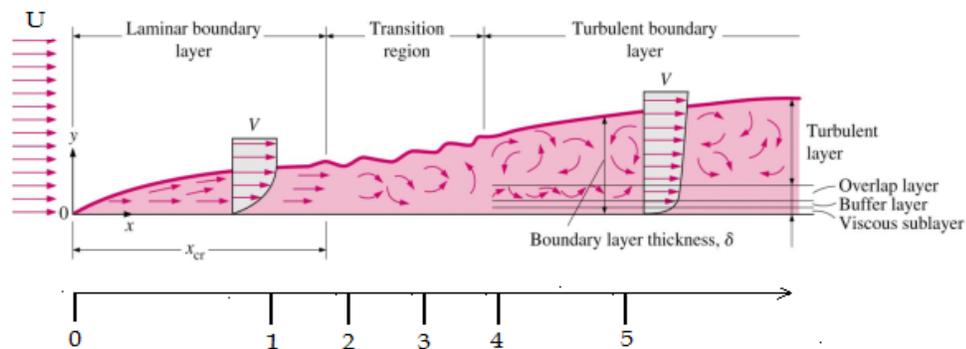


Figure 2.2: Transition de la couche limite d'un écoulement longitudinal sur une plaque plane: laminaire-turbulente[77]

La description proposée se focalise sur le cas d'une couche limite en développement spatial. Cette configuration est préférée à celle du canal plan en raison de sa plus grande pertinence du point de vue applicatif. La couche limite se développe à partir du bord d'attaque et ne cesse de s'épaissir le long de la plaque. Il est courant de définir $\delta(x)$,

l'évolution longitudinale de l'épaisseur de la couche limite, comme la distance à la paroi où la vitesse est égale à 99% de la vitesse de l'écoulement extérieur, et $Re_x = U_e x / \nu$ le nombre de Reynolds local, basé sur la distance au bord d'attaque.

Au-delà d'une certaine valeur du nombre de Reynolds, typiquement $Re_x = 2300$, l'écoulement devient instationnaire et la solution de Blasius n'est plus vérifiée. La figure 2.2 illustre cette transition où les états 0 et 5 sont respectivement les états stationnaire et turbulent alors que les évolutions de 1 à 4 correspondent aux régimes transitoires où l'on retrouve des phénomènes tels que les instabilités de Tollmien - Schlichting, la formation de structures tourbillonnaires 3D et la formation de petites zones turbulentes instationnaires, qui désorganisent en apparence les champs de vitesse et de pression.

2.3 Équations des écoulements turbulents

2.3.1 Les équations de départ

On considère un fluide incompressible et newtonien en régime turbulent. Les équations de Navier-Stokes constituent le support mathématique de la représentation physique des écoulements turbulents. Elles sont basées sur le principe de conservation de la masse et de la quantité de mouvement (Tennekes and Lumley)[78].

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.1)$$

$$\rho \left(\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} \quad (2.2)$$

$u_i = u, v, w$: sont les composantes instantanées de la vitesse suivant les directions x, y, z ,

En introduisant, les conditions aux limites, ces équations permettent d'aboutir à une prédiction numérique de l'écoulement. Par contre, il est généralement admis que la turbulence résulte d'une succession d'instabilités subites par l'écoulement initialement laminaire, lorsqu'on augmente le nombre de Reynolds. La solution peut devenir instationnaire. Donc, la turbulence peut faire partie des conditions aux limites. Ainsi un

problème d'échelle entre les valeurs macroscopiques de l'écoulement et leurs fluctuations se pose. Cette approche reste aujourd'hui très cher au niveau du temps de calcul et de stockage (mémoire) nécessaire pour des nombres de Reynolds encore faibles dans le cas de la turbulence. Une autre approche est nécessaire, il s'agit de la décomposition statistique des variables instantanées en une valeur moyenne et une valeur fluctuante.

Pour résoudre le système d'équations (2.1), (2.2) une approche statistique sera utilisée. Elle consiste à décomposer chaque grandeur des équations de Navier-Stokes en une grandeur moyenne et une fluctuation

$$\varphi = \bar{\varphi} + \varphi' \begin{cases} u = \bar{u} + u' \\ p = \bar{p} + p' \end{cases}$$

Où φ' représente p et u_i

En appliquant ce type de décomposition aux équations de Navier-Stokes, des inconnues supplémentaires dans les équations de ces grandeurs moyennées vont apparaître.

2.3.1.1 Equation de continuité

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} + \frac{\partial u'_i}{\partial x_i} = 0$$

L'opérateur de moyenne appliqué à cette équation fournit la relation suivante :

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.3)$$

2.3.1.2 Equation de conservation de la quantité de mouvement

De même si on applique l'opérateur moyenne à l'équation de conservation de la quantité de mouvement (2.2) après application de la décomposition de Reynolds, on aura l'équation suivante :

$$\rho \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_i \bar{u}_j) \right) = - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2} - \mu \frac{\partial (\overline{u'_i u'_j})}{\partial x_j} \quad (2.4)$$

Donc une nouvelle inconnue $\overline{u_i' u_j'}$ apparaît dans le système d'équations et un problème de fermeture se pose par l'apparition d'un tenseur d'ordre 2.

Le terme $-\overline{\rho u_i' u_j'}$ est appelé le tenseur des contraintes de Reynolds. C'est un tenseur symétrique dont les composantes non diagonales sont les contraintes de cisaillement et les composantes diagonales sont les contraintes normales. Dû à la symétrie, ce tenseur qui traduit la corrélation entre les fluctuations de vitesses, fait apparaître six nouvelles inconnues et rend les systèmes d'équations ouverts (plus d'inconnues que de relations). Ainsi se pose alors le problème de la fermeture du système, c'est-à-dire du lien entre les corrélations doubles et le champ moyen. C'est pour cette raison qu'il faut faire appel à des modèles de fermeture.

2.3.1.3 Hypothèses simplificatrices :

- l'hypothèse de Boussinesq

En 1877, Boussinesq a proposé une hypothèse supposant que les contraintes turbulentes agissent d'une façon analogue aux contraintes visqueuses pour un fluide newtonien en régime laminaire. Elles sont alors proportionnelles aux gradients de vitesse :

$$-\overline{\rho u_i' u_j'} = 2\mu_t \overline{S_{ij}} = \mu_t \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) \quad (2.5)$$

où μ_t est la viscosité dynamique turbulente et $\nu_t = \mu_t / \rho$ la viscosité cinématique turbulente du fluide. Afin de corriger cette relation, en tenant compte que l'énergie cinétique k est donnée par $\frac{1}{2} \overline{u_i' u_i'}$, on écrit :

$$-\overline{u_i' u_j'} = -\frac{2}{3} k \delta_{ij} + 2\nu_t \overline{S_{ij}} \quad (2.6)$$

δ_{ij} est le symbole de Kronecker : $\delta_{ij}=1$ si $i=j$ et $\delta_{ij}=0$ si $i \neq j$.

Il est nécessaire de déterminer les composantes du tenseur de Reynolds $\overline{u_i' u_j'}$ qui sont des moments de deuxième ordre, afin de résoudre le système d'équation moyennées (2.3) et (2.4). La résolution de ce système d'équations se fait, soit par la modélisation directe des

inconnues à l'aide des relations algébriques ou par le calcul à partir de leurs équations de transport.

L'introduction de la décomposition de Reynolds dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement permet d'écrire les équations de transport des composantes du tenseur de Reynolds

$$\frac{\partial(\bar{u}_i + u'_i)}{\partial t} + (\bar{u}_j + u'_j) \frac{\partial(\bar{u}_i + u'_i)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial(\bar{p} + p')}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2(\bar{u}_i + u'_i)}{\partial x_j^2} \quad (2.7)$$

En isolant la moyenne statistique

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2} \quad (2.8)$$

On déduit les équations de l'évolution de la fluctuation de vitesse des deux composantes u_i et u_j :

$$\frac{\partial u'_i}{\partial t} + \bar{u}_k \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} + u'_k \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} + \frac{\partial}{\partial x_k} (u'_i u'_k - \overline{u'_i u'_k}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u'_i}{\partial x_j^2} \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial u'_j}{\partial t} + \bar{u}_k \frac{\partial u'_j}{\partial x_k} + u'_k \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_k} + \frac{\partial}{\partial x_k} (u'_j u'_k - \overline{u'_j u'_k}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x_j} + \nu \frac{\partial^2 u'_j}{\partial x_j^2} \quad (2.10)$$

En multipliant les équations (2. 9) et (2. 10) par u'_i et u'_j , et en additionnant les résultats, on obtient la moyenne :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial t} + \bar{u}_k \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_k} = & - \left(\overline{u'_j u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} + \overline{u'_i u'_k} \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_k} \right) - \frac{\partial}{\partial x_k} \overline{u'_i u'_j u'_k} \\ & - \frac{1}{\rho} \left(\overline{u'_j \frac{\partial p'}{\partial x_i}} + \overline{u'_i \frac{\partial p'}{\partial x_j}} \right) + \nu \left(\overline{u'_j \frac{\partial^2 u'_i}{\partial x_k^2}} + \overline{u'_i \frac{\partial^2 u'_j}{\partial x_k^2}} \right) \end{aligned} \quad (2.11)$$

Le terme du produit des composantes de fluctuation de vitesse par la pression, peut s'écrire sous la forme :

$$\overline{u_i' \frac{\partial p'}{\partial x_k}} = \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{p' u_i'}) - p' \frac{\partial \overline{u_i'}}{\partial x_k} \quad (2. 12)$$

Le terme visqueux peut être séparé en un terme de dissipation visqueuse et un terme de diffusion visqueuse par la relation suivante :

$$\overline{u_j' \frac{\partial^2 u_i'}{\partial x_k^2}} + \overline{u_i' \frac{\partial^2 u_j'}{\partial x_k^2}} = \frac{\partial^2 \overline{u_i' u_j'}}{\partial x_j^2} - 2 \frac{\partial \overline{u_i'}}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{u_j'}}{\partial x_k}$$

En remplaçant ces deux termes dans l'équation (2. 11), on obtient:

$$\begin{aligned} \overline{\frac{\partial u_i' u_j'}{\partial t}} + \overline{u_k} \frac{\partial \overline{u_i' u_j'}}{\partial x_k} &= \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\overline{v \frac{\partial u_i' u_j'}{\partial x_k}} - \overline{u_i' u_j' u_k'} \right) - \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \overline{p' u_i'}}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{p' u_j'}}{\partial x_i} \right) \\ \text{-I-} \qquad \qquad \qquad \text{-II-} \qquad \qquad \text{-III-} \qquad \qquad \text{-IV-} \\ &+ \frac{1}{\rho} \overline{p' \left(\frac{\partial u_i'}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j'}{\partial x_i} \right)} - \overline{u_j' u_k} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_k} - \overline{u_i' u_k} \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_k} - 2 \overline{v \frac{\partial u_j'}{\partial x_k} \frac{\partial u_i'}{\partial x_k}} \\ \text{-V-} \qquad \qquad \qquad \text{-Pij-} \qquad \qquad \text{-VI-} \end{aligned} \quad (2. 13)$$

C'est l'équation de transport du tenseur de Reynolds (Launder)[79],(Hanjalic)[80] dont les termes ont la « signification Suivante

- I- Evolution et transport de la tension de Reynolds due à la convection par l'écoulement moyen.
- II- Transport de la tension de Reynolds due à la viscosité.
- III- Transport de la tension de Reynolds due à la convection par les fluctuations de vitesse.
- IV- Diffusion par effet des fluctuations de pression.
- V- Corrélation entre les fluctuations de pression et le taux de déformation.
- Pij- production par le gradient de vitesse moyen.
- VI- Dissipation par les effets visqueux.

En revenant à l'équation (2. 6), l'inconnue principale est la viscosité turbulente. Ce terme est un scalaire non constant, il varie dans l'espace et dans le temps. Pour le déterminer, il est nécessaire d'utiliser un des modèles conçus pour cette situation.

2.4 Grandeurs et échelles caractéristiques de la couche limite

La couche limite se caractérise par différentes grandeurs intégrales et locales.

2.4.1 Epaisseur de la couche limite

On définit classiquement l'épaisseur δ de la couche limite comme la distance à la paroi pour laquelle la vitesse dans la couche limite atteint 99% de la valeur de la vitesse extérieure U_e , soit :

$$u(x, \delta(x)) = 0.99U_e(x) \quad (2.14)$$

Cette définition n'est pas vraiment satisfaisante dans la mesure où elle est purement conventionnelle et ne traduit pas un caractère physique de l'écoulement. L'épaisseur de la couche limite peut être caractérisée par des quantités beaucoup plus significatives du point de vue physique : l'épaisseur dite de déplacement et l'épaisseur de quantité de mouvement.

2.4.2 Epaisseur de déplacement

Dans un écoulement plan et une plaque parallèle. Le débit de masse de fluide passant dans la section x , à l'intérieur de la couche limite, est donné par :

$$q_m = \int_0^{\delta} \rho u dz \quad (2.15)$$

En l'absence de couche limite, en fluide parfait, le débit masse aurait pour expression :

$$q_{me} = \int_0^{\delta} \rho U_e dz \quad (2.16)$$

D'où un déficit de débit masse

$$q_{me} - q_m = \int_0^{\delta} (\rho U_e - \rho u) dz \quad (2.17)$$

Cette perte de débit s'écrit sous la forme :

$$q_{me} - q_m = \rho U_e \delta_1 \quad (2.18)$$

où δ_1 est homogène à une longueur :

$$\delta_1 = \int_0^{\delta} \left(1 - \frac{u}{U_e}\right) dz \quad (2.19)$$

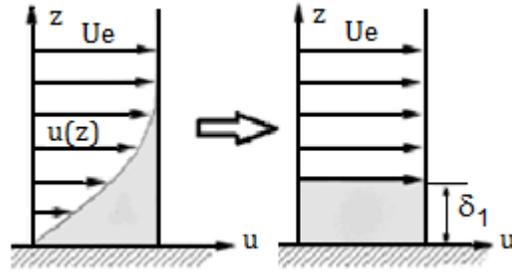


Figure 2.3: Paramètres caractéristiques de la couche limites.

L'épaisseur δ_1 est appelée épaisseur de déplacement (figure 2.3). C'est la distance à laquelle un écoulement de fluide parfait est déplacé par rapport à la paroi du fait du ralentissement de l'écoulement à l'intérieur de la couche limite.

2.4.3 Epaisseur de quantité de mouvement

Le débit de quantité de mouvement passant à l'intérieur de la couche limite :

$$j = \int_0^{\delta} \rho u^2 dz \quad (2.20)$$

Par comparaison de ce débit à celui d'un écoulement de même débit masse mais ayant comme vitesse, la vitesse externe U_e . En utilisant la relation (2.15) du débit masse passant dans la couche limite, le débit de quantité de mouvement s'écrit :

$$j_e = q_m U_e = \int_0^{\delta} \rho u U_e dz \quad (2.21)$$

La différence de débits de quantité de mouvement est donc :

$$j_e - j = \int_0^{\delta} \rho u (U_e - u) dz \quad (2.22)$$

et cette différence peut être écrite :

$$j_e - j = \rho U_e^2 \theta \quad (2.23)$$

Donc θ exprime la perte de quantité de mouvement dans la couche limite. θ est ainsi dénommée épaisseur de perte de quantité de mouvement ou épaisseur de quantité de mouvement :

$$\theta = \int_0^{\delta} \frac{u}{U_e} \left(1 - \frac{u}{U_e}\right) dz \quad (2.24)$$

2.4.4 Paramètre de forme

Comme le nombre de Reynolds, le paramètre H appelé facteur de forme est utilisé pour caractériser le type d'écoulement, laminaire ou turbulent. Il est défini comme étant le rapport entre le déplacement de la couche limite et l'épaisseur de la quantité de mouvement perdue.

$$H^* = \delta_1/\theta \quad (2.25)$$

Pour un écoulement laminaire (*Blasius*) : $H^* = 2,59$.

Pour un écoulement turbulent : $H^* \sim 1,4$.

2.4.5 Coefficient de frottement

D'autres coefficients peuvent être utilisés pour caractériser le frottement dans la couche limite, τ_p est la contrainte de cisaillement subie par le fluide à proximité de la paroi. Cette contrainte étant le rapport entre les forces de cisaillement et la surface des particules de fluide sur laquelle le cisaillement a lieu. Le coefficient de friction C_f permet de calculer les forces de frictions engendrées à la surface d'un solide et permet donc de connaître les pertes énergétiques dues à la vitesse du fluide par rapport au solide.

$$\tau_p = \rho u_f^2 = \frac{1}{2} \rho U_e^2 C_f \quad (2.26)$$

$$u_f = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho}} = U_e \cdot \sqrt{\frac{C_f}{2}} \quad (2.27)$$

$$C_f = \frac{2\tau_p}{\rho U_e^2} = 2 \frac{u_f^2}{U_e^2} \quad (2.28)$$

2.5 Structure de la couche limite

2.5.1 Couche limite sur une surface lisse

Les premières mesures effectuées dans la couche limite turbulente par Townsend, [30] et Klébanoff[81] ont permis de distinguer différentes régions, décrites par des grandeurs cinématiques caractéristiques différentes (Fig. 2.4). Dans la région de proche paroi, les grandeurs cinématiques sont généralement reliées aux paramètres internes de la couche limite ; à savoir, la vitesse de frottement à la paroi u_f et la viscosité cinématique du fluide ν .

On définit ainsi les grandeurs adimensionnelles telles que la vitesse moyenne U^+ et la distance z^+ par : $U^+ = \frac{U}{u_f}$ et $z^+ = \frac{z u_f}{\nu}$.

Dans la région externe, d'autres paramètres peuvent intervenir comme δ l'épaisseur de la couche limite, et U_e la vitesse de l'écoulement à l'extérieur. Ainsi, le profil de vitesse moyenne dans la couche limite turbulente permet de distinguer trois régions :

- La sous-couche visqueuse, valable pour $5 \leq z^+ \leq 5$, où la contrainte visqueuse est supérieure à la contrainte turbulente. Dans cette région, le profil de vitesse moyenne est linéaire,

$$U^+ = z^+ \quad (2.29)$$

- Une deuxième région, où la production et la dissipation de l'énergie cinétique turbulente sont dominantes. Elle se compose d'une "zone tampon" appelée aussi "buffer layer" valable pour $5 \leq z^+ \leq 30$, et d'une zone logarithmique définie par :

$$U^+ = \frac{1}{k} \ln z^+ + C \quad (2.30)$$

valable pour $30 \leq z^+ \leq 200$, k étant la constante universelle de von Kármán et C une constante voisine de 5. La sous-couche et cette deuxième région, constituent la région interne de la couche limite turbulente qui correspond à la zone $z^+ \leq 0.2\delta$.

- Une région externe où la structure de l'écoulement est entièrement contrôlée par la turbulence. Elle est valable pour $\frac{z}{\delta} \leq 0.2$. Dans cette région, on parle de loi de vitesse déficitaire qui est donnée par :

$$\frac{U_e - U}{u_f} = f\left(\frac{z}{\delta}\right) \quad (2.31)$$

Où $U_e - U$, représente le déficit de vitesse par rapport à la vitesse extérieure. La fonction f , n'est pas universelle car elle peut être influencée par de nombreux paramètres comme le gradient de pression, le nombre de Reynolds ou les conditions de développement de la couche limite en amont de l'abscisse x . Notons que la transition entre ces différentes régions nécessite un recouvrement des profils de vitesses valables dans deux régions voisines.

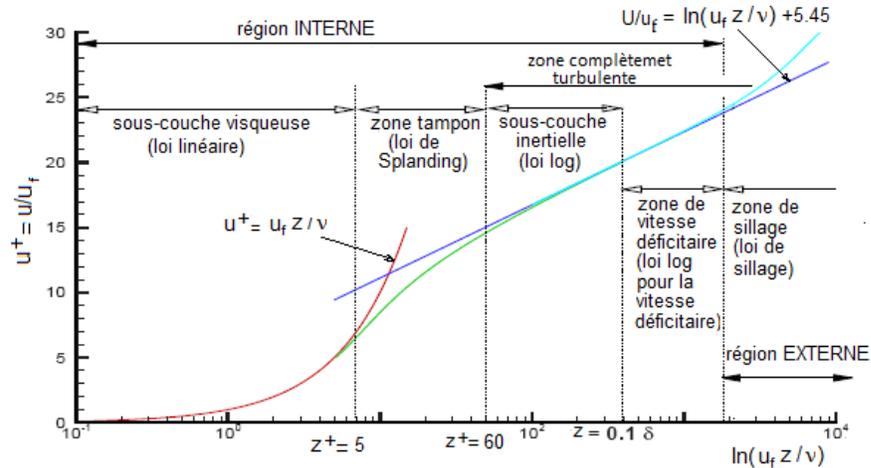


Figure 2.4: Subdivision de la couche limite

2.5.2 Couche limite sur une paroi rugueuse

La distribution des vitesses sur une surface rugueuse dans la zone interne dépend de la taille, de la forme et de l'espacement des éléments extérieurs de rugosité. Une recherche systématique sur les effets du nombre de Reynolds et de la rugosité relative sur les coefficients de frottement défini par Darcy-Weisbach et sur la distribution de la vitesse a été effectuée par Nikuradse[82]. Cet auteur a utilisé des conduites circulaires avec des grains de sable de même taille collés aux parois. En choisissant les conduites avec des diamètres variables et en changeant la taille des grains, il pouvait changer la rugosité relative, k_s/R , de 1/500 à 1/15, où k_s est la taille moyenne des grains de sable (hauteur de rugosité) et R le rayon du tube. Il a obtenu des données expérimentales pour six différentes valeurs de rugosité relative avec des nombres de Reynolds s'étendant de 10^4 à 10^6 . Il a conclu que :

- ◆ Pour de petits nombres de Reynolds, le coefficient de frottement de Darcy-Weisbach est le même pour les conduites rugueuses et lisses.
- ◆ Au-dessus d'une valeur critique du nombre de Reynolds, une augmentation du coefficient est observée avec l'augmentation de la rugosité relative.
- ◆ Pour des valeurs élevées du nombre de Reynolds, le coefficient de frottement s'est avéré être indépendant du nombre de Reynolds et ne dépend que de k_s/R .
- ◆ La distribution de vitesse est donnée par l'expression générale.

$$\frac{U}{u_f} = \frac{1}{K} \ln \left(\frac{Z}{k_s} \right) + B \quad (2.32)$$

Où B est la fonction de rugosité qui dépend du nombre de Reynolds de rugosité $Re_* = \frac{u_f K_s}{\nu}$. Pour Schlichting [73], l'écoulement sur les parois rugueuses peut être divisé en différents régimes d'écoulement suivant $\frac{u_f K_s}{\nu}$:

- ◆ Lisse : $\frac{u_f K_s}{\nu} \leq 5$. Cet écoulement est caractérisé par le fait que sa distribution de vitesse ne dépend ni de la taille ni de la nature de la rugosité. L'écoulement est donc le même que celui correspondant à une valeur nulle de k_s , soit un canal complètement lisse. Dans ce cas, B est évalué à 5.5 selon la relation suivante

$$\frac{U}{u_f} = \frac{1}{K} \ln \left(\frac{u_f K_s}{\nu} \right) + 5.5 \quad (2.33)$$

- ◆ Turbulent Rugueux : $\frac{u_f K_s}{\nu} \geq 70$ dans ce cas, la distribution de la vitesse ne dépend pas de la viscosité (B constant = 8.5), mais à la différence du cas précédent, ceci correspond à une rugosité importante des parois, l'épaisseur de la sous couche visqueuse est petite par rapport à la taille de la rugosité de sorte que les éléments de rugosité sont totalement exposés au mouvement de l'écoulement turbulent. La turbulence a pénétré dans les éléments de la rugosité (figure 2.5).
- ◆ Transition : $5 < \frac{u_f K_s}{\nu} < 70$. Dans ce régime de transition, La distribution de vitesse dépend à la fois de la viscosité et de la rugosité. La valeur de B ne peut pas être indiquée analytiquement par une formule simple.

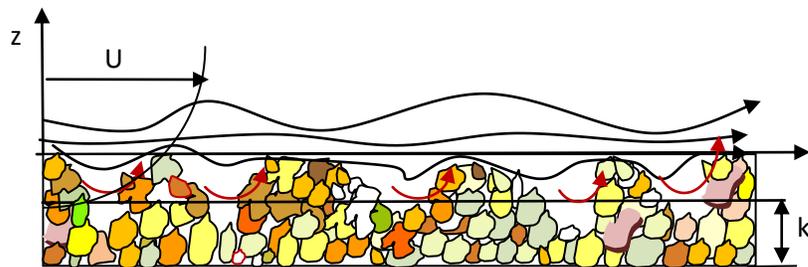


Figure 2.5: Ecoulement près d'une paroi rugueuse (Pénétration de la turbulence entre les grains)

2.5.3 Décalage entre les profils de vitesse en lisse et rugueux

L'effet de la présence d'une rugosité de paroi est de diminuer la vitesse moyenne de l'écoulement par l'augmentation du coefficient de frottement. Nikuradse a montré que seule la structure interne de la couche limite est modifiée lors d'un écoulement turbulent sur plaque plane rugueuse sans gradient de pression

$$U^+ = \frac{1}{K} \ln z^+ + C - \Delta U ; K = 0,41 \quad (2.34)$$

Le décalage ΔU , représenté sur la figure 2.6 est une fonction de la hauteur de rugosité k_s et dans le cas du régime rugueux pleinement établi, il est égal :

$$\Delta U = \frac{1}{K} \ln k_s^+ - 2.98 \quad (2.35)$$

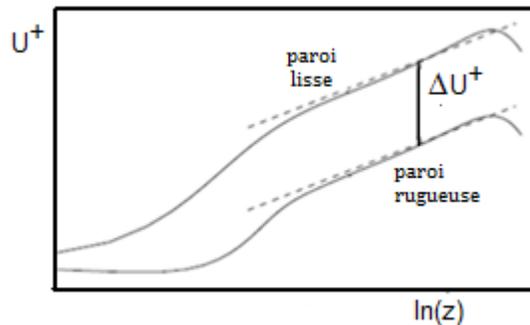


Figure 2.6: le profil de vitesse dans la couche limite turbulente (Cousteix)[83]

D'après Nikuradse, l'expression de vitesse en présence des rugosités est exprimée en fonction de la hauteur de rugosité de sable (Schlichting)[73]

$$U_r^+ = \frac{1}{K} \ln \frac{z}{k_s} + B \quad (2.36)$$

Le paramètre B dépend de du régime de l'écoulement :

- Pour le régime hydrauliquement lisse, $B = 5.5 + 2.5 \ln(k_s^+)$. La vitesse moyenne de l'écoulement est indépendante de la hauteur des rugosités.
- Pour le régime intermédiaire, B est fonction de k_s .
- Pour le régime rugueux pleinement établi, $B = 8,5$. La loi logarithmique est indépendante de la viscosité et s'exprime en fonction de la hauteur réduite z/k_s .

La variation de B en fonction de $\ln(k_s)$ est tracée sur la figure 2.7.

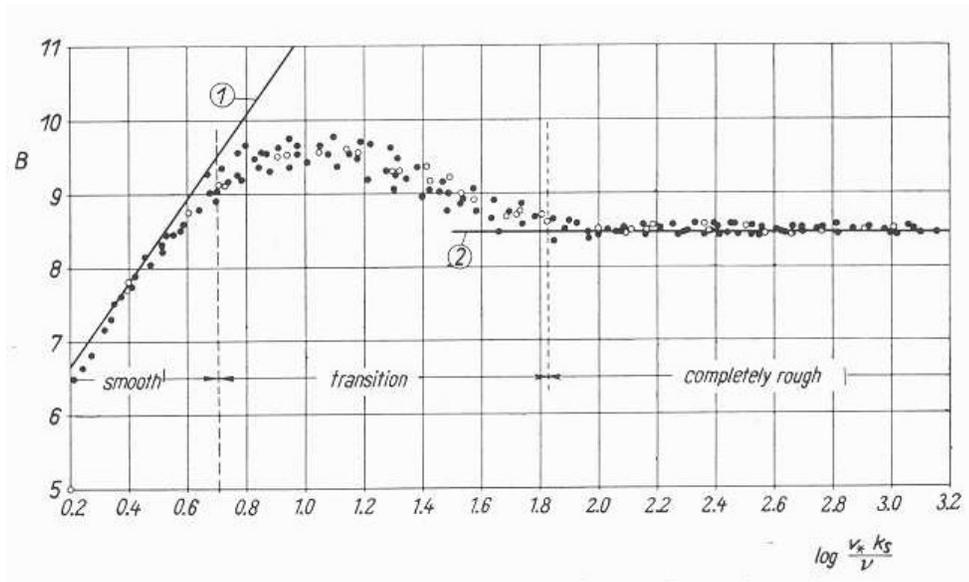


Figure 2.7: Evolution du facteur de rugosité B pour les différents régimes de rugosité Schlichting[73]

Afin de différencier entre les profils de distribution de vitesse dans les cas lisse et rugueux il est nécessaire d'introduire les indices let r.

Pour un écoulement sur une paroi rugueuse, l'équation de la distribution de vitesse (2.36) prend la forme :

$$U_r^+ = \frac{1}{K} \ln\left(\frac{z_r}{k_s}\right) + B \quad (2.37)$$

Elle peut être mise sous la forme :

$$U_r^+ = \frac{1}{K} \ln\left(\frac{z_r^+}{k_s^+}\right) + B = \frac{1}{K} \ln(z_r^+) - \frac{1}{K} \ln(k_s^+) + B \quad (2.38)$$

où $z_r^+ = \frac{z_r u_{f,r}}{\nu}$ et $k_s^+ = \frac{k_s u_{f,r}}{\nu}$. Le terme $\frac{1}{K} \ln(k_s^+)$ est constant, de ce fait l'équation (2.38) s'écrit :

$$U_r^+ = \frac{1}{K} \ln(z_r^+) + D \quad (2.39)$$

L'équation de la distribution de vitesse dans le cas lisse prend la forme :

$$U_l^+ = \frac{1}{K} \ln z_l^+ + C \quad (2.40)$$

où $z_l^+ = \frac{z_l u_{f,l}}{\nu}$.

Pratiquement le profil de vitesse dans le cas rugueux est toujours en dessous de celui du cas lisse (figure 2.8). En tenant compte de cette situation, l'équation (2.39) devient :

$$U_r^+ = \frac{1}{K} \ln(z_r^+) + C - \Delta U \quad (2.41)$$

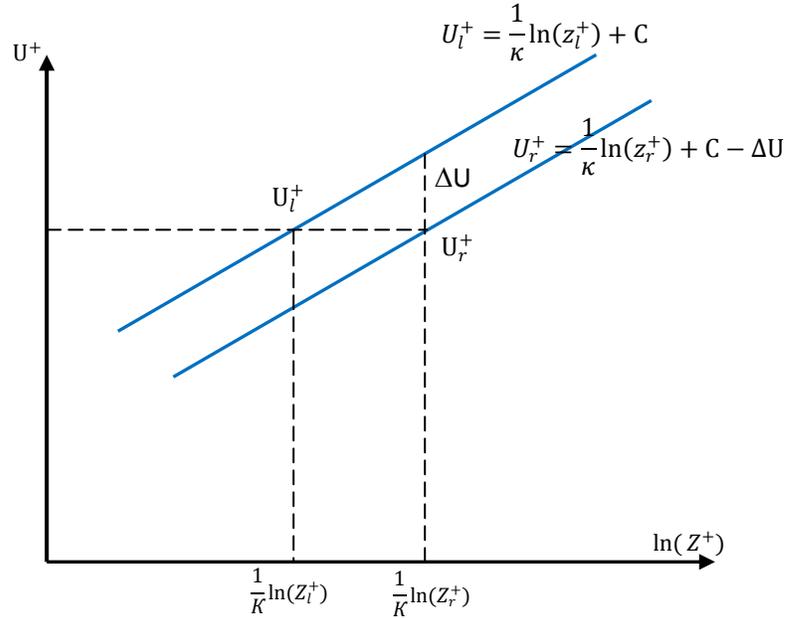


Figure 2.8: Décalage entre lisse et rugueux

ΔU est calculé graphiquement au point où $U_r^+ = U_l^+$ (figure 2.8). Il correspond au changement du profil de vitesse dans la direction positive de z^+ selon la relation :

$$U_r^+ = U_l^+ = \frac{1}{K} \ln(z_l^+) + C = \frac{1}{K} \ln(z_r^+) + C - \Delta U \quad (2.42)$$

Cette égalité permet de déduire :

$$\Delta U = \frac{1}{K} \ln(z_r^+) - \frac{1}{K} \ln(z_l^+) \quad (2.43)$$

En tenant compte du rapport :

$$\frac{z_r^+}{z_l^+} = \frac{\frac{z_r u_{f_r}}{v}}{\frac{z_l u_{f_l}}{v}} = \frac{z_r u_{f_r}}{z_l u_{f_l}} \quad (2.44)$$

Il conduit à :

$$\frac{z_r^+}{z_l^+} = \alpha \frac{u_{f_r}}{u_{f_l}} = \alpha \frac{\sqrt{\tau_{p_r}}}{\sqrt{\tau_{p_l}}} \Rightarrow z_r^+ = \alpha z_l^+ \frac{\sqrt{\tau_{p_r}}}{\sqrt{\tau_{p_l}}} \quad (2.45)$$

α est une valeur constante : elle représente le rapport $\frac{z_r}{z_l}$ à $U_r^+ = U_l^+$

En remplaçant z_r^+ dans l'équation (2.46), nous obtenons le déficit exprimé par :

$$\Delta U = \frac{1}{K} \ln \frac{\alpha z_l^+ \sqrt{\tau_{p_r}}}{z_l^+ \sqrt{\tau_{p_l}}} = \frac{1}{2K} \ln \alpha \frac{\tau_{p_r}}{\tau_{p_l}} \quad (2.46)$$

τ_{p_l} et τ_{p_r} sont respectivement les contraintes de cisaillement à la paroi dans les deux cas, lisse et rugueux.

Cette équation est très utile et donne le décalage entre la loi log en lisse et en rugueux sans avoir besoin d'information sur les éléments de rugosité. Cela signifie qu'à la même valeur de la vitesse U^+ en lisse et en rugueux (figure 2.8), le décalage peut être déterminé à partir des mesures des contraintes de cisaillement dans les deux cas.

Elle est aussi très importante pour une déduction précise de la hauteur de rugosité.

Nikuradse a défini la loi universelle pour les parois rugueuses par la relation suivante :

$$U_r^+ = \frac{1}{K} \ln \frac{z}{k_s} + 8.5 \quad (2.47)$$

La détermination de ΔU par la relation (2.46) et le calcul de la vitesse adimensionnelle U_r^+ pour différentes valeurs de z par l'équation (2.47) permettent la déduction de la hauteur de la rugosité k_s correspondante.

2.6 Modélisation et simulation des écoulements turbulents

En effet, un siècle est déjà passé depuis que O. Reynolds (1894) et Boussinesq (1877), ont fondé les premières bases de calcul de la turbulence en mécanique des fluides. Les variations "irrégulières" des grandeurs physiques observées par ces deux auteurs les ont conduits à introduire le caractère aléatoire dans le traitement des écoulements turbulents. Cette démarche a une conséquence qu'est le recours à un traitement statistique de la turbulence pour résoudre des problèmes pratiques.

L'équation de Navier-Stokes pour la vitesse instantanée est connue depuis longtemps, cependant sa résolution demeure trop compliquée. L'idée convoitée était uniquement la recherche d'une solution pour l'écoulement moyen. Malheureusement le passage de l'équation de Navier-Stokes à l'équation pour la moyenne fait apparaître un terme qui n'est

pas connu de manière exacte. Ce terme représente l'effet des fluctuations sur la vitesse moyenne et doit être quantifié.

L'idée de base dans la modélisation de la turbulence à partir des grandeurs statistiques définies en un point est d'utiliser en chaque point des grandeurs moyennes non fluctuantes définies de façon conventionnelle à partir des grandeurs instantanées fluctuantes. On peut ainsi, établir un système d'équations moyennées qui font apparaître des contraintes turbulentes (Contraintes de Reynolds), qui représentent les transferts associés aux fluctuations. Le problème central de la détermination des écoulements turbulents consiste en la modélisation de ces contraintes. Ce problème est généralement désigné sous le nom de problème de fermeture.

Il est maintenant admis que presque tous les écoulements turbulents contiennent simultanément des caractères organisés et aléatoires. Les proportions de leur présence dépendent principalement des configurations géométriques du domaine d'écoulement, du nombre de Reynolds, des conditions initiales et des conditions aux limites. De ce fait, à l'heure actuelle, personne ne pense sérieusement qu'il est possible de proposer un modèle de turbulence, à schémas de fermeture en un point, suffisamment universel pour décrire tous les écoulements turbulents complexes à caractère industriel.

2.6.1 Modèles de turbulence

Dans ce chapitre, on abordera de façon descriptive les trois grandes approches présentées dans la littérature pour représenter les écoulements turbulents. Il s'agit de la modélisation statistique des équations de Navier-Stokes, de la simulation directe et de la simulation des grandes échelles. Avant de poursuivre, il est bon de clarifier qu'il existe une différence fondamentale entre la modélisation et la simulation de la turbulence. En effet, la modélisation consiste à effectuer un traitement statistique sur toutes les équations de conservation et à les résoudre numériquement pour prédire les différents champs moyens présents dans l'écoulement. Inversement, la simulation de la turbulence résout numériquement et explicitement toutes les équations de base et traite statistiquement les banques de données des différents champs instantanés ainsi engendrés.

2.6.2 Modélisation statistique (RANS)

Ce type de modélisation consiste à prédire statistiquement les caractéristiques de la turbulence sans résoudre de façon explicite le champ instantané de vitesse des équations de Navier-Stokes. Cette approche, conçue en 1893 par Reynolds, consiste en effet à décomposer une grandeur turbulente en une partie moyenne et en une partie fluctuante. L'application d'un opérateur de moyennage sur les équations de Navier-Stokes génère l'équation moyennée dite de Reynolds. Cette dernière décrit le mouvement moyen d'un écoulement turbulent et est couramment appelée RANS pour "Reynolds Averaged Navier-Stokes". La non-linéarité des équations de Navier-Stokes fait en sorte que des termes moyennés de produits de fluctuation de vitesse apparaissent dans l'équation moyennée de Reynolds : on les nomme « contraintes turbulentes de Reynolds » par lesquelles se manifeste l'interaction entre le mouvement moyen et le mouvement fluctuant.

Les contraintes turbulentes de Reynolds doivent être modélisées en fonction des inconnues principales du problème afin de pouvoir fermer le système d'équations. Pour ce faire, plusieurs modèles ont été développés. Parmi ceux-ci, on retrouve le modèle à longueur de mélange, les modèles à 2 équations ($k - \varepsilon$ et $k - \omega$), le modèle algébrique "Algebraic Stress model (ASM) et le modèle avec fermeture au second ordre "Reynolds Stress model" (RSM). Tous ces modèles comportent des constantes de fermeture qui sont déterminées expérimentalement pour des écoulements simples. Lorsqu'ils sont appliqués à des cas très différents de ceux qui ont été utilisés lors de la calibration, on doit souvent modifier les constantes de fermeture pour espérer obtenir des résultats numériques acceptables, ce qui nécessite habituellement la connaissance à priori des résultats approximatifs. Le manque de généralité de ces modèles, dû au fait qu'ils ne sont pas aptes à représenter la large gamme d'échelles de tourbillons présents dans un écoulement turbulent, les restreint donc à un certain nombre d'applications simples.

Le modèle le plus populaire utilisé pour représenter les contraintes turbulentes de Reynolds, est celui du type $k-\varepsilon$ basé sur le concept de viscosité turbulente. Il a été développé au début des années soixante-dix par Launder et Spalding[84] à partir des travaux de Harlow et Nakayama[85]. Ce modèle exprime la viscosité turbulente de l'écoulement en

fonction de l'énergie cinétique turbulente k et de son taux de dissipation ε . Pour ce faire, on doit faire appel à la loi de Kolmogorov qui suppose qu'il y a isotropie locale de la turbulence. Pour des applications industrielles bien contrôlées, ce modèle offre de bons résultats et ne requiert pas de grandes ressources informatiques. Par contre, il comporte des lacunes majeures lorsqu'il est appliqué à des écoulements où l'hypothèse d'isotropie ne peut être posée. En effet, le modèle k - ε ne représente pas de façon adéquate les phénomènes de recirculation, de stratification, de compressibilité ou de rotation du fluide. Une excellente description de tous les modèles statistiques est présentée dans les travaux de Cousteix, Schiestel et Wilcox [83, 86, 87].

2.6.3 Simulation directe (DNS)

Dans le domaine de la turbulence, la simulation directe est souvent désignée sous l'appellation DNS pour « Direct Numerical Simulation ». Cette approche consiste à simuler directement les équations de Navier-Stokes afin de capter toutes les échelles présentes dans un écoulement turbulent, depuis les plus grandes imposées par la géométrie du problème jusqu'aux plus petites échelles dont la taille est régie par la viscosité du fluide. Puisqu'aucune modélisation n'est effectuée, on résout donc explicitement les différents champs instantanés présents dans l'écoulement en considérant bien entendu que la taille de la plus petite structure tourbillonnaire est de plusieurs ordres de grandeur supérieure à l'échelle moléculaire (Lesieur. 1994), ce qui assure la validité de l'équation de Navier-Stokes. Cette méthode semble très attrayante mais en réalité, elle est difficilement applicable à des situations industrielles à cause de l'énorme capacité informatique qu'elle requiert. En effet, on peut montrer que le rapport de longueur caractéristique des tourbillons de grande échelle à celle des tourbillons de petite échelle de dissipation est proportionnel au nombre de Reynolds par $Re^{3/4}$ [88], ce qui implique que pour une direction donnée de l'espace, le nombre de points de discrétisation nécessaires est de l'ordre de $Re^{3/4}$. Pour une simulation tridimensionnelle, le nombre total de points est alors approximativement de l'ordre de $Re^{9/4}$. En sachant qu'en pratique on rencontre en industrie des écoulements possédant un nombre de Reynolds de 10^6 [89], il faudrait ainsi, pour

pouvoir utiliser adéquatement l'approche DNS, environ 30000 milliards de points de discrétisation. Pour les ressources informatiques disponibles aujourd'hui, il est clair qu'il est impossible d'envisager cette approche pour résoudre des situations industrielles. Actuellement, la simulation directe n'est employée que pour des écoulements très simples comportant des nombres de Reynolds de l'ordre de quelques milliers et sert surtout à mieux comprendre les mécanismes fondamentaux de la turbulence.

2.6.4 Simulation des grandes échelles (LES)

La simulation des grandes échelles est souvent désignée par LES pour « Large Eddy Simulation ». Cette technique constitue en fait un intermédiaire entre l'approche statistique (RANS) et la simulation directe (DNS). En effet, les grosses structures anisotropes qui dépendent de la géométrie de l'écoulement sont simulées directement (DNS) alors que les petites échelles, beaucoup plus universelles et isotropes, sont modélisées (RANS). En d'autres mots, les grandes échelles qui transportent la masse, la quantité de mouvement et l'énergie doivent être représentées de façon explicite sans recourir à aucun modèle alors que les petites structures tourbillonnaires, présentant un caractère universel d'un écoulement à l'autre, se prêtent bien à la modélisation. Puisque, l'approche LES ne décrit pas les petites échelles de façon directe, le nombre de points de discrétisation est nécessairement moindre que lors d'une simulation entièrement effectuée par la méthode DNS. La méthode LES est ainsi plus économique.

De plus, la partie modélisation de cette technique ne représente qu'une petite fraction de l'énergie totale de l'écoulement soit de l'ordre de 15% selon Piomelli et al. 1994. Dans l'approche RANS, la modélisation est effectuée pour l'écoulement moyen qui constitue la grande partie de l'énergie totale. Ainsi, la modélisation de l'approche RANS est beaucoup plus critique que celle de l'approche LES [88].

Un des points cruciaux de cette approche consiste à distinguer les grandes échelles des petites en utilisant une notion importante qui est celle du filtrage [90]. On choisit une largeur du filtre permettant de regrouper toutes les structures dont la taille est supérieure à celle des tourbillons de grandes échelles, et toutes les structures plus petites comme

étant les tourbillons de petites échelles. Par la suite, il suffit de filtrer l'équation de Navier-Stokes pour connaître l'évolution spatiale et temporelle des grandes échelles. A cause de la présence des termes non linéaires, cette opération de filtrage engendre des inconnues appelées contraintes de sous-maille qui représentent l'interaction entre les grandes et les petites échelles et qui permet à l'énergie des grandes structures de se propager vers les petites par le mécanisme de cascade d'énergie.

2.6.5 Exemple de modèle (Modèle de base)

2.6.5.1 Modèle $k-\epsilon$

Le modèle de turbulence à deux équations $k-\epsilon$ standard de Launder et Spalding [91] représente le modèle de base de plusieurs modèles de turbulence. Les termes d'advection et de production dans les équations de Navier-Stokes moyennées sont exacts alors que les termes de diffusion et de dissipation doivent être paramétrés empiriquement selon les caractéristiques physiques de l'écoulement. Le modèle $k-\epsilon$ standard a été appliqué dans la résolution de plusieurs problèmes de simulation sur les collines et les vallées [52, 92] à cause de sa stabilité et de sa facilité d'être implémenté, il demande un temps de calcul bas et donne des prédictions raisonnables. Néanmoins, le concept de l'isotropie de la viscosité tourbillonnaire du modèle $k-\epsilon$ standard échoue à modéliser précisément certains phénomènes comme la zone de recirculation et de séparation. Pour surmonter ces difficultés, plusieurs versions du modèle $k-\epsilon$ ont été proposées, Maurizi[59] simule l'écoulement sur des vallées en utilisant le modèle $k-\epsilon$ réalisable qui était proposé par Chen et Kim[93] pour contourner la surestimation de la production de l'énergie cinétique de turbulence. Le modèle de turbulence (RNG) utilise le groupe de re-normalisation proposé par Yakhot et Orszag[94], est une extension du modèle de turbulence $k-\epsilon$ standard. Les tourbillons de petites échelles dans le modèle de turbulence RNG sont modélisées alors que ceux de grandes échelles sont étudiées pour déterminer la quantité de l'énergie qui sera transportée et celle qui sera dissipée. Ce modèle qui a un terme supplémentaire dissipatif de l'énergie cinétique k dans l'équation de ϵ , permet de prédire certains phénomènes

comme la zone de séparation et celle de recirculation sur des géométries complexes et accidentées.

2.6.5.2 Viscosité turbulente

Dans ce modèle la viscosité turbulente est estimée comme étant un produit d'une échelle de longueur caractéristique des fluctuations turbulentes par une échelle de vitesse fluctuante O. Hinze[95]

$$\nu_t \approx C_\mu u' l$$

L'échelle de vitesse fluctuante u' est calculée à partir de l'énergie cinétique turbulente k .

$$u' = k^{1/2}$$

L'échelle de longueur de turbulence est estimée à partir de l'énergie cinétique turbulente et son taux de dissipation ϵ .

$$l_t = \frac{\sqrt{k^3}}{\epsilon}$$

Une relation liant la viscosité turbulente à l'énergie cinétique turbulente et à son taux de dissipation a été déduite par Piquet[96] . En effet, la viscosité turbulente est :

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon}$$

$$\mu_t = C_\mu \rho \frac{k^2}{\epsilon} \quad (2. 48)$$

Où C_μ est un coefficient sans dimension qui doit être évalué expérimentalement.

Cette nouvelle définition de la viscosité turbulente présente un degré de généralité plus élevé et requiert la résolution de deux nouvelles équations de transport; l'équation de l'énergie cinétique turbulente k et celle de son taux de dissipation ϵ , [97].

2.6.5.3 L'équation de l'énergie cinétique

Pour avoir l'équation de transport pour l'énergie cinétique turbulente, il suffit de revenir à l'équation (2. 13) et prendre $i=j$ car $k = \frac{1}{2} \overline{u_i u_i}$ on aura donc l'équation de transport pour k

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial k}{\partial x_j} - \overline{u_j k} - \overline{u_j p} \right) - \overline{u_i u_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \nu \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \quad (2. 49)$$

2.6.5.4 L'équation de dissipation

L'équation de transport de la dissipation ε est obtenue par la multiplication de l'équation de la fluctuation de vitesse par le terme :

$$v \frac{\partial u_j'}{\partial x_i}$$

et prendre le terme de dissipation

$$\varepsilon = v \frac{\overline{\partial u_j' \partial u_i'}}{\partial x_k \partial x_k}$$

L'équation de transport de la dissipation ε devient

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(v \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} - \overline{v u_j' \left(\frac{\partial u_i'}{\partial x_i} \right)^2} - 2v \frac{\partial p}{\partial x_j} \frac{\partial u_i'}{\partial x_i} \right) - 2v \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \left(\frac{\overline{\partial u_i' \partial u_j'}}{\partial x_i \partial x_i} + \frac{\overline{\partial u_i' \partial u_i'}}{\partial x_i \partial x_j} \right) \\ - 2v \overline{u_j' \frac{\partial u_i'}{\partial x_i} \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_i}} - 2v \frac{\overline{\partial u_i' \partial u_i' \partial u_j'}}{\partial x_j \partial x_i \partial x_i} - 2 \left(v \frac{\partial^2 u_i'}{\partial x_j \partial x_i} \right)^2 \end{aligned} \quad (2.50)$$

L'analyse de l'ordre de grandeur des termes de l'équation de l'énergie (2. 49) et de l'équation de la dissipation (2. 50) nous permet de faire certaines simplifications. On obtient :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \underbrace{\bar{u}_j \frac{\partial k}{\partial x_j}}_{(I)} = \frac{\partial}{\partial x_j} \underbrace{\left(-\overline{u_j' k} - \overline{u_j' p'} \right)}_{(II)} - \underbrace{\bar{u}_i \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}}_{(III)} - \underbrace{v \frac{\overline{\partial u_i' \partial u_i'}}{\partial x_j \partial x_j}}_{(IV)} \quad (2.51)$$

Avec :

- ◆ (I) convection par écoulement moyen
- ◆ (II) convection par la pression totale turbulente
- ◆ (III) production
- ◆ (IV) dissipation

Dans la modélisation de cette équation, le terme $\left(-\overline{u_j' k} - \overline{u_j' p'} \right)$ peut être pris sous la forme

$$-\overline{u_j' k} = \frac{v_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j}$$

où σ_k est une constante. Le terme $(\overline{u_j' p'})$ est souvent négligé par les auteurs ou bien, il peut être rajouté à $(\overline{u_j' k})$ avec ajustement de σ_k .

Ainsi l'équation d'énergie s'écrit :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) - P - \varepsilon \quad (2.52)$$

De même, pour l'équation de la dissipation, il nous reste :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \underbrace{\bar{u}_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j}}_{(I)} = & - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\underbrace{\overline{\nu u_j' \left(\frac{\partial u_i'}{\partial x_i} \right)^2}}_{(II)} + \underbrace{2 \nu \frac{\partial p}{\partial x_j} \frac{\partial u_i'}{\partial x_i}}_{(III)} \right) - 2 \nu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \underbrace{\left(\frac{\partial u_i' \partial u_j'}{\partial x_i \partial x_i} + \frac{\partial u_i' \partial u_i'}{\partial x_i \partial x_j} \right)}_{(IV)} \\ & - \underbrace{2 \nu \frac{\partial u_i' \partial u_i' \partial u_j'}{\partial x_j \partial x_i \partial x_i}}_{(V)} - \underbrace{2 \left(\nu \frac{\partial^2 u_i'}{\partial x_j \partial x_i} \right)^2}_{(VI)} \end{aligned} \quad (2.53)$$

Avec :

- ◆ (I) convection
- ◆ (II) diffusion par la viscosité
- ◆ (III) diffusion par fluctuation de pression
- ◆ (IV) production
- ◆ (V) et (VI) dissipation

Pour la modélisation de cette équation, certaines équivalences de ces termes s'imposent :

Les termes (II) et (III) sont équivalents à

$$- \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right)$$

$$\text{avec: } a_{ij} = \frac{\overline{u_i' u_j'}}{k} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \quad \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}$$

$$(IV) \approx c_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} P$$

$$\text{Les termes (V) et (VI)} \approx c_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k}$$

$$\text{Ainsi on obtient (2.54)} \quad \frac{D\varepsilon}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + c_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} P - c_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k}$$

Où $C_{\epsilon 1}$ et $C_{\epsilon 2}$ sont deux constantes de fermeture et σ_{ϵ} représente le nombre de Prandtl turbulent pour ϵ .

Les constantes empiriques contenues dans ce modèle font qu'il soit moins fiable. Nous regroupons dans le tableau ci-dessous les principales valeurs trouvées dans littérature. Les plus couramment utilisées sont celles de Launder et al [84], initiateurs principaux de ce type de modèle.

Modèle	C_{μ}	σ_k	$C_{\epsilon 1}$	$C_{\epsilon 2}$	σ_{ϵ}
Hanjalic (1970)	0.07	1.0	1.45	2.0	1.09
Jones & Launder (1972)	0.09	1.0	1.57	2.00	1.3
Launder & Sharma (1974)	0.09	1.0	1.44	1.92	1.3
Bradshaw et al (1981)	0.09	1.0	1.44	1.92	1.3
Chien (1982)	0.09	1.0	1.35	1.80	1.3
Yakhot & Orzag (1986)	0.08	0.72	1.06	1.72	0.72
Nagano and Tagawa (1990)	0.09	1.4	1.45	1.90	1.3
Myong & Kasagi (1990)	0.09	1.4	1.40	1.80	1.3
Michelassi & Shih (1991)	0.09	1.3	1.45	2.00	1.3
So & al. (1992)	0.09	1.0	1.50	1.83	1.45
Hwang et Chiang (1995)	0.09	0.87	1.23	1.92	0.82
Bézard (2000)	0.09	0.58	1.48	1.97	1.14

Tableau 2.1: Valeurs des constantes du modèle k- ϵ

Ce modèle permet d'étudier de façon satisfaisante un certain nombre d'écoulements mais n'est applicable qu'assez loin des parois. C'est pourquoi, il doit être associé à une loi de paroi qui permet de ne pas mener la résolution des équations de bilan jusqu'à cette paroi. Il a été appliqué avec succès pour la simulation d'une variété d'écoulements turbulents à nombre de Reynolds élevé. Il est considéré à l'heure actuelle comme le modèle le plus fiable et le plus populaire parmi les modèles de turbulence et peut combiner en

revanche la simplicité de la formulation mathématique, le réalisme des phénomènes de transport et l'économie en termes de coût numérique[96].

Chapitre 3

3 Installations expérimentales et techniques de mesures

Ce chapitre est composé de deux parties. Dans la première partie nous décrivons les installations expérimentales utilisées pour étudier l'écoulement de couche limite turbulente en présence d'obstacle bidimensionnelle. Les caractéristiques de la soufflerie, sa plaque planes sur laquelle se développe la couche limite et les moyens d'exploration seront détaillés. Une description du système d'acquisition et de l'analyse des données expérimentales est fournie. Dans la deuxième partie, nous présentons les différentes techniques de mesures utilisées et mises au point pour la détermination des grandeurs turbulentes des écoulements étudiés.

3.1 La soufflerie aérodynamique

Les essais menés dont le but de caractériser les écoulements chargés de particules solides se sont déroulés dans une soufflerie aérodynamique de type Eiffel utilisée précédemment par Vinçont et al. [98], fonctionnant en circuit ouvert et adaptée ici pour les mesures par PIV et la diffusion de Mie (figure 3.1). Elle comprend les éléments suivants :

- Un ventilateur centrifuge type Dynair 5 moyenne pression, monté à l'aval de la veine d'essai et génère un écoulement d'air par aspiration. Il est entraîné par un moteur électrique à courant continu, à vitesse variable et équipé d'une régulation électronique offrant une bonne stabilité de vitesse (variations de $\pm 0.3\%$ pour des variations de tension du réseau de $\pm 10\%$).
- Une chambre de tranquillisation située à l'amont de la veine d'essais, de section carrée de 1.2m de côté et de 0.85m de long.

- A l'intérieur de la chambre de tranquillisation, sont disposés successivement, de l'amont vers l'aval : un filtre dépoussiéreur (efficacité de 98% pour des particules de $3\mu\text{m}$), un nid d'abeilles, composé de cellules hexagonales de 4mm de côté et de 150mm de profondeur et trois grillages anti-turbulence en fil de laiton de 0.2mm de diamètre, à mailles carrées de 0.8 mm, espacées de 150mm.
- Un convergent de rapport de contraction 5.8 relie la chambre de tranquillisation à la veine d'essais.

Afin d'isoler la veine d'essais des vibrations induites par le groupe moteur-ventilateur, une manchette souple en toile caoutchoutée a été fixée entre ce groupe et la veine.

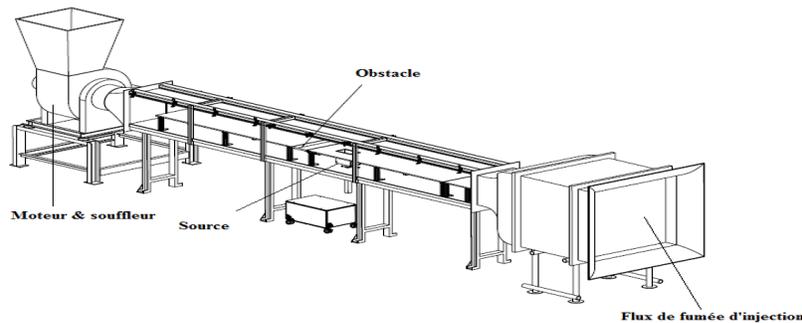


Figure 3.1: Schéma de la soufflerie

La veine d'essais est constituée d'une conduite de section carrée $0.5\text{m} \times 0.5\text{m}$ et de 5.5 m de long. On distingue deux zones : La première, en amont de la veine, faisant 2.50m de long et permet ainsi à la couche limite de se développer. La seconde, en aval de la veine, est la zone où est installée une colline bidimensionnelle gaussienne de 10mm de hauteur et de 200mm de largeur. Les parois latérales de la conduite sont en Plexiglas. Une des parois est couverte de papier noir mat afin d'éviter toute réflexion lors des visualisations optiques, l'autre paroi permet de repérer la position des sondes de mesure, des maquettes utilisées et à travers laquelle s'effectue les prises de vue. Le plafond est également menu d'un accès optique afin d'obtenir l'éclairement d'un plan vertical pour les mesures de vitesse par PIV et comporte aussi sur une partie de sa longueur une fente de 10mm de large pour le passage de la tige porte-sondes à l'intérieur de la veine.

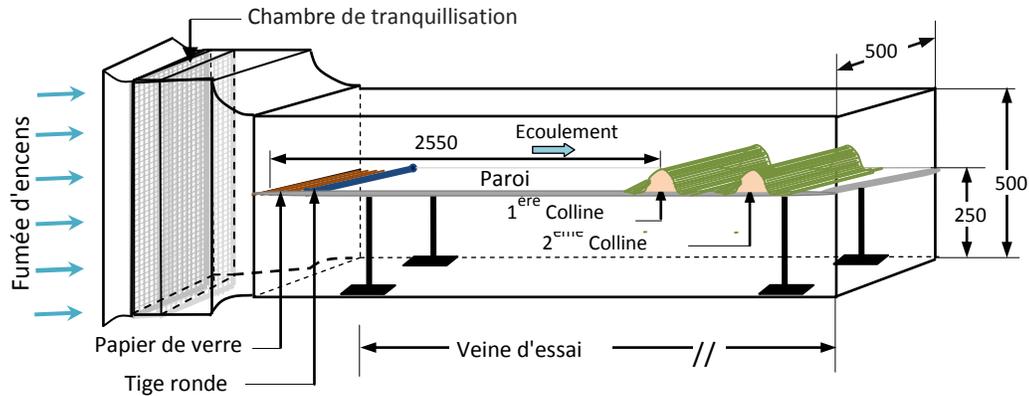


Figure 3.2: Veine d'essai de la soufflerie

Un tube de Pitot double fixé sur la tige porte-sondes et relié à un manomètre type Furness, est installé à demeure pour mesurer la vitesse moyenne de l'écoulement et étalonner les systèmes de mesure. La couche limite turbulente étudiée se développe sur la face supérieure d'une plaque plane horizontale fixe de 2cm d'épaisseur et de 0.5m de large, située dans le plan médian de la veine d'essais (figure 3.2). La plaque plane possède un état de surface lisse et soigneusement poli. Le bord d'attaque de celle-ci est effilé et est recouvert de papier de verre sur ses deux premiers centimètres. Un barreau rond de 5mm de diamètre est ajusté à la suite du papier de verre dans le but de déclencher et d'équilibrer la transition de la couche limite laminaire vers la couche limite turbulente.

Une série de mesures préliminaires a été effectuée afin de vérifier les propriétés de la couche limite turbulente sur plaque plane lisse utilisée comme écoulement incident sur l'obstacle. Ce dernier est une colline gaussienne bidimensionnelle de hauteur 10 mm placée à 2,55m du bord d'attaque. Ces mesures ont eu lieu après les diverses modifications apportées à la soufflerie aérodynamique comme la mise en place des filtres à encens en sortie de veine et l'obturation de tous les points de fuite par un film adhésif afin de maintenir une étanchéité parfaite dans la soufflerie. Il a donc été procédé à des séries de mesures dans différents points en amont de l'obstacle afin de vérifier l'établissement de la couche limite turbulente et sa hauteur pour faire des comparaisons avec des résultats de la littérature.

Les mesures de vitesse longitudinales moyennes ont été effectuées à l'aide d'un tube de Pitot placé dans la ligne médiane de la soufflerie.

L'ensemencement en particules de fumée a été effectué globalement par des serpentins d'encens fixés à l'amont de la soufflerie afin de déterminer la vitesse en tout point et à tout instant ce que ne permet pas l'ensemencement par la source au sol.

La couche limite turbulente sur plaque plane lisse a été validée à l'aide d'une série préliminaire de mesures par VIP et à l'aide d'un tube de Pitot. Les composantes longitudinale et transversale ont été déterminées. La comparaison des premiers résultats expérimentaux avec des simulations numériques par DNS de Spalart[99] et la loi empirique de Spalding[100] montre une bonne correspondance avec les propriétés de la couche limite turbulente sur plaque plane lisse.

3.2 Les techniques de mesure

Dans ce chapitre, nous allons nous présenter certaines techniques de mesures qui sont très utilisées pour la caractérisation des écoulements de couche limite turbulente. Nous rappellerons également le principe de fonctionnement de ces techniques expérimentales ainsi que leurs avantages et inconvénients.

3.2.1 Mesures par tube de Pitot

Nous avons utilisé cette technique pour mesurer la vitesse moyenne de l'écoulement nécessaire à l'étalonnage des sondes de l'anémométrie par fil chaud et à l'estimation du temps Δt entre deux images dans le cas des méthodes optiques.

La mesure des pressions statique et totales en un point donné de l'écoulement permet de connaître la vitesse locale du fluide selon la relation :

$$u = \sqrt{\frac{2(P_{totale} - P_{statique})}{\rho}} \quad (3.1)$$

Cette technique de mesure est facile à mettre en œuvre, mais elle ne donne qu'une mesure moyenne en raison de l'inertie dans la ligne de transmission des pressions. Le sens ainsi que la direction de l'écoulement doivent être connus à priori.

3.2.2 Anémométrie à fil chaud

3.2.2.1 Introduction

L'anémométrie à fil chaud est une technique classique de mesure de la vitesse d'un fluide en un point, faiblement intrusive, de mise en œuvre relativement légère et assez bon marché. Son point fort est son excellente résolution spatiale et temporelle, très utile pour l'étude des fluctuations turbulentes. Ses points faibles sont sa fragilité et la limitation de la mesure à une seule composante de la vitesse.

Les anémomètres à fils chauds usuels sont constitués d'un fin fil d'environ 1 mm de long, de 1 à 10 μm de diamètre, tendu entre deux broches (Figure 3.3). Les mesures sont effectuées le plus souvent dans des souffleries (écoulement d'air de l'ordre de 0,1 m/s à plusieurs centaines de m/s), mais aussi dans des veines d'essai hydrauliques (écoulement d'eau de l'ordre de 0,01 m/s à quelques m/s). Divers compromis entre résistivité, conductivité thermique et robustesse mécanique conduisent à privilégier pour le fil des matériaux comme le tungstène, le platine ou certains alliages.

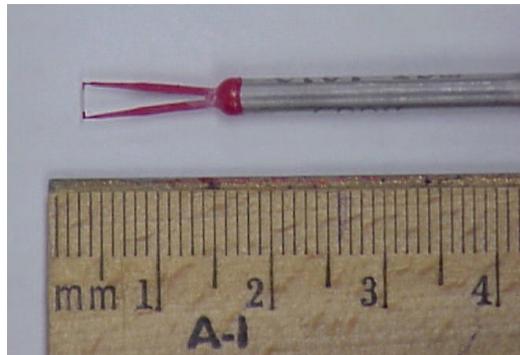


Figure 3.3: Photo d'un anémomètre à fil chaud

3.2.2.2 Principe du fil chaud

Le principe de tous les anémomètres thermiques est la mesure de la vitesse d'un écoulement de fluide basée sur la relation entre les variations de résistance d'un fil chauffé par effet de Joule et celle de vitesse. Cette technique mise en œuvre par King depuis 1941, est utilisée soit à courant constant ou à température constante et repose sur le transfert de chaleur autour du fil chauffé par un circuit électrique. Pour cela on place dans un écoulement un fil porté par effet de joule à une température supérieure à celle du fluide. Il

se produit alors un échange de chaleur par convection. Le fil est disposé dans un pont de Wheastone, et un asservissement permet de le maintenir à une température constante. Généralement, ces sondes ont une très petite taille afin d'obtenir une très bonne réponse en fréquence, ce qui en fait un système adapté spécialement à l'étude des écoulements turbulents [101].

Il existe deux types de capteurs qui fonctionnent selon ce principe : le fil chaud et le film chaud. Dans l'anémométrie à fil chaud, l'élément sensible est un fil métallique très fin (0.5 à 5 μ m environ de diamètre) généralement en platine ou en tungstène. Sa longueur varie entre 0.4 et 2.2mm. Le matériau doit suivre les caractéristiques suivantes :

- Le coefficient de variation de la résistance avec la température α élevé.
- Résistivité élevée.
- Bonne résistance mécanique pour supporter la pression du fluide.
- Conductivité thermique faible, pour réduire la conduction vers le support.
- Matériau ductile, pour pouvoir être étiré en fils de petits diamètres.

D'autre part, la longueur et le diamètre du fil doivent être choisis de façon à avoir une résolution maximale, et de très faibles pertes vers les broches pour pouvoir obtenir une distribution uniforme de la température le long du fil. Pour cela, le rapport entre la longueur du fil et son diamètre doit être le plus grand possible (typiquement $\frac{l_f}{d_f} \geq 100$).

Le fil chaud est adapté à la mesure de vitesse dans les gaz. Pour la mesure dans les liquides ou dans les gaz avec particules, on utilise le film chaud. C'est un film métallique très mince (de 0.1 μ m d'épaisseur) en nickel ou en platine déposé sur un support en quartz, de forme conique ou cylindrique, recouvert d'une couche mince isolante. Ces sondes ont une résistance mécanique beaucoup plus élevée, et elles sont donc utilisées dans des conditions plus dures que les fils.

Chauffé par un courant électrique, l'élément sensible est refroidi par l'écoulement incident. La réponse qu'il fournit dépend principalement de la vitesse et de la température de l'écoulement. Dans les situations considérées dans cette thèse (cas neutre), la température du fluide, sa composition et la pression sont constantes, et ainsi la seule

variable qui affecte le transfert thermique est la vitesse. On peut donc relier le signal de sortie de l'anémomètre avec la vitesse du fluide à travers une loi d'étalonnage. Quand les autres paramètres varient aussi, la mesure précise de la vitesse devient plus complexe, et il est nécessaire de tenir en compte de ces variations dans la loi d'étalonnage et dans la mesure, comme c'est le cas notamment pour la température du fluide.

Sur la figure 3.4 on observe le principe de l'anémométrie par fil chaud. Si l'on suppose une relation linéaire entre la température du fil et sa résistance (ce qui est vrai pour le platine), la résistance R_f du capteur est

$$R_f = R_0 [1 + \alpha (T_f - T_0)] \quad (3.2)$$

où R_0 est la résistance du fil à la température de référence T_0 , T_f est la température du fil et α est le coefficient de variation de la résistance avec la température, caractéristique du matériau.

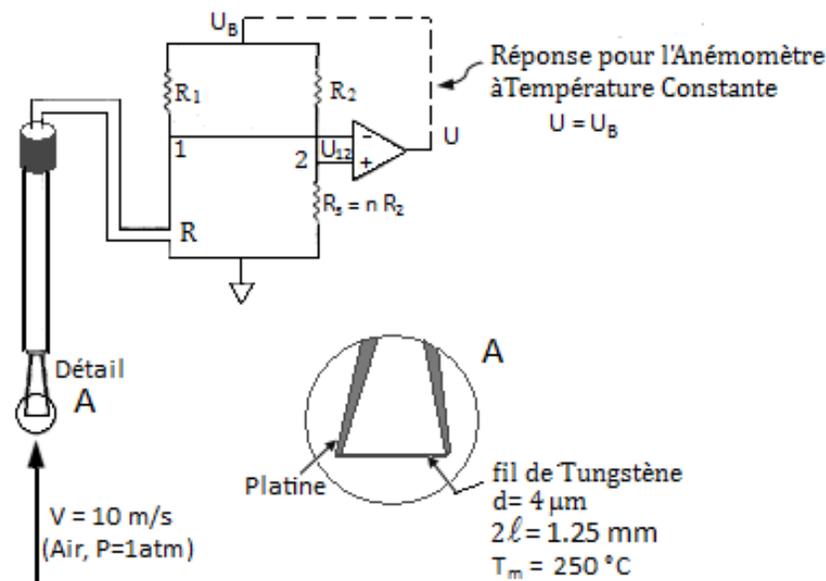


Figure 3.4: Schéma de principe d'un anémomètre à fil chaud [102]

La valeur du coefficient α est très importante, parce qu'elle conditionne la sensibilité du capteur. Plus α est grand, plus la résistance du fil varie avec la température, plus la sensibilité du fil sera grande. La valeur de ce coefficient dépend de la température de référence utilisée, qui normalement est celle du fluide[102].

Sur la figure 3.4 le fil, de résistance R , fait partie d'une des branches d'un pont de Wheatstone. Il est traversé par un courant électrique I qui le chauffe par effet Joule. Une augmentation du refroidissement du fil fait diminuer sa résistance et donc la tension U_{12} et la sortie U de l'amplificateur. Si le transfert de chaleur diminue, l'effet est contraire. Quand les variations de taux de transfert sont dues aux variations de vitesse du fluide on peut ainsi mesurer la vitesse de l'écoulement.

Il existe deux modes différents de régulation du circuit électronique :

- Les anémomètres à température constante pour la mesure des fluctuations de vitesse, où la température du fil est maintenue constante [103].
- Les anémomètres à courant constant pour la mesure des fluctuations de température où le courant traversant le fil est maintenu constant. Ce type d'anémomètre est relativement plus utilisé, au profit des anémomètres à température constante [104].

L'anémométrie à courant constant (CCA) et l'anémométrie à température constante (CTA). Dans les deux cas, la tension de déséquilibre du pont est une mesure de la vitesse du fluide.

La mesure de deux composantes de la vitesse nécessite l'utilisation d'une sonde fils croisés. La figure 3.5 représente schématiquement la géométrie d'une telle sonde. Les deux fils de la sonde sont disposés en X, inclinés approximativement d'un angle de 45° . Les deux composantes de vitesse mesurées sont dans le plan (x, y) parallèle aux deux fils.

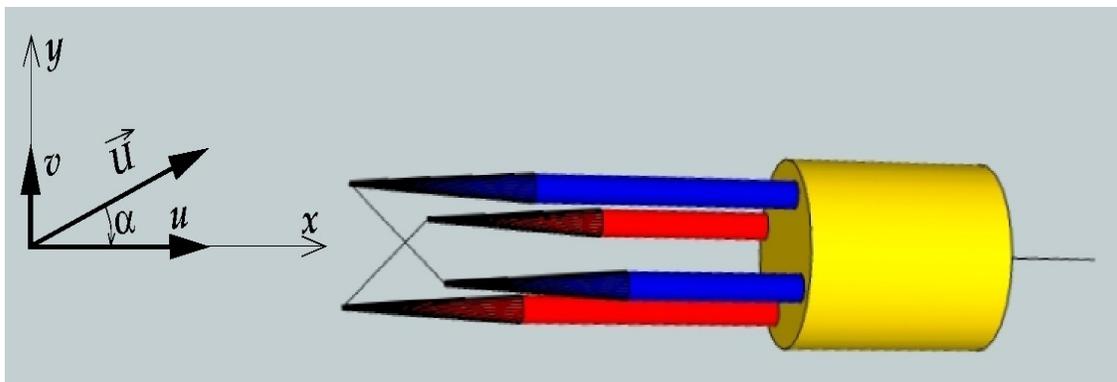


Figure 3.5: Schéma d'une sonde à deux fils chauds croisés en X

3.2.2.3 Étalonnage

Une des méthodes d'étalonnage la plus connue est la méthode dite stationnaire. C'est-à-dire que le fil à calibrer est maintenu dans une position fixe alors que le fluide est en mouvement à une vitesse constante. Cette méthode présente l'avantage d'être simple à mettre en œuvre. Dans ce cas la tension de sortie (en volt) de l'anémomètre est enregistrée pour différentes valeurs discrètes de la vitesse de l'air. Par contre le temps d'intégration nécessaire pour chaque valeur de la vitesse peut être important pour une utilisation dans des écoulements turbulents. Comte-Bellot[105] a montré que pour obtenir une précision de 1% sur la réponse de l'anémomètre il était nécessaire, dans un écoulement ayant une vitesse de 20 m/s, de prendre un temps d'intégration de l'ordre de 10 s.

Les courbes d'étalonnages sont généralement obtenues en utilisant l'hypothèse que les données suivent la loi de King(1914). Cette loi relie la tension de sortie de l'anémomètre E à la vitesse du fluide U (on considère une vitesse unidirectionnelle), elle s'écrit :

$$E^2 = A_c + B_c U^n \quad (3.3)$$

Où n est proche de 0.5, A_c et B_c sont des constantes de calibrage[103]. L'étalonnage de l'anémomètre se fait avec une loi équivalente à celle de King, qui se trouve être un polynôme de degré quatre. Pour établir les différents coefficients de ce polynôme il faut effectuer une vingtaine de points de mesure pour des vitesses variant de 0.5 à 6 m/s avec une fréquence d'échantillonnage de 1000 Hz.

3.2.3 Présentation des méthodes de vélocimétrie par plan laser

Le but de ces méthodes est d'obtenir les composantes de la vitesse dans un plan de l'écoulement étudié, à partir de la détermination du déplacement de petites particules transportées par le fluide. Toutes les techniques de mesure instantanée du champ de vitesse d'un écoulement telles que la vélocimétrie par suivi de particules (P.T.V. "Particle tracking velocimetry"), la vélocimétrie Speckle (L.S.V. "Laser Speckle Velocimetry"), la vélocimétrie par images de particules (P.I.V. "Particle Image Velocimetry"), sont basées sur le même principe[106].

Les techniques de suivi de particules (P.T.V.) ne déterminent qu'en des positions aléatoires les valeurs du vecteur vitesse. Elles permettent donc difficilement des mesures statistiques. Néanmoins par des techniques d'interpolation on obtient les résultats quantitatifs recherchés [107-109]. Le problème essentiel est d'obtenir un équilibre entre densité de particules et rapidité des traitements. Si la densité en particules est trop faible, le champ de vitesse restera indéterminé dans de nombreuses zones de l'image. Si le rapport entre les échelles de l'écoulement (intégrale, micro-échelle de Taylor ...) et la distance entre deux points où la vitesse est déterminée est importante alors les résultats interpolés sont peu fiables, par contre si le champ de particules est trop dense il est difficile de déterminer la position des multipoints, le taux d'erreurs, dû au recouvrement des images de particules devient trop élevé. De plus les temps de calculs sont prohibitifs.

Les deux méthodes suivantes, L.S.V. et P.I.V., permettent la détermination du champ de vitesse aux nœuds d'un maillage superposé à l'image à dépouiller. Le principe de base est l'utilisation des propriétés statistiques de corrélation des images de particules à l'intérieur des mailles. Ces méthodes permettent des mesures quantitatives. La différence entre ces deux méthodes réside dans la concentration en particules à l'intérieur de chaque maille si elle est élevée et que les images de particules se superposent on parle de L.S.V.[110, 111] sinon on parle de P.I.V. [112].

La technique de détermination du champ de vitesse instantané que nous avons choisie relève de la dernière catégorie (P.I.V.). Dans ce qui suit, elle va faire l'objet d'une description détaillée.

3.2.3.1 Technique PIV

La vélocimétrie par images de particules (l'abréviation PIV qui sera utilisée dans le texte provient du terme anglophone Particle Image Velocimetry) est une technique de mesure non intrusive couramment utilisée en mécanique des fluides expérimentale. Cette technique englobe en fait plusieurs variantes. Nous utilisons celle qui permet d'obtenir un champ vectoriel comprenant les deux composantes de la vitesse de l'écoulement pour une

zone de mesure correspondant à un plan. Les premières applications de cette technique datent de la fin des années 80.

3.2.3.2 Principe de la PIV

L'éclairement de l'écoulement peut s'effectuer globalement à l'aide d'une source ponctuelle, ou par un plan lumineux réalisé la plupart du temps à l'aide d'une source laser (Figure 3.6). La puissance et la cohérence spatiale des faisceaux qui sont fournies par une source laser permettent d'obtenir des tranches lumineuses d'épaisseur minimale. Les particules utilisées ont en général un diamètre compris entre 1 et 100 μm dans l'eau et 0.1 à 1 μm dans l'air. Ces particules doivent posséder une masse volumique similaire à celle du fluide étudié pour que leur déplacement représente le plus fidèlement possible celui du fluide. Un laser pulsé délivre de fortes énergies à des intervalles de temps, réglables, successifs (de l'ordre de la microseconde) est utilisé pour l'éclairement à cause de sa puissance réglable et de sa précision de directivité. Sur un même plan de prise de vues on enregistre l'image des particules à des instants séparés par des intervalles de temps Δt précisément déterminé en fonction de la vitesse du fluide estimée, le temps d'exposition très court dépend des caractéristiques moyennes du champ de vitesse ainsi que des conditions expérimentales de prises de vues (le grossissement par exemple).

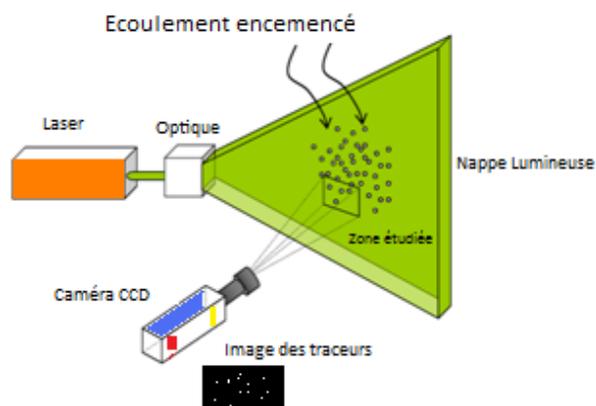


Figure 3.6: Principe de fonctionnement d'un système PIV [113]

Ces méthodes permettent d'obtenir le sens des composantes de la vitesse en translatant virtuellement les images de particules au cours de l'expérience entre deux expositions. Les images des particules sont prises à l'aide d'une caméra numérique C.C.D haute résolution

puis enregistrées et traitées dans une station informatique performante. Une fois le champ de vitesse est obtenu, il est possible, lors de l'analyse des résultats, de calculer plusieurs quantités telles que la vitesse moyennée sur plusieurs acquisitions ainsi que les caractéristiques turbulentes de l'écoulement.

3.2.3.3 Equipement de mesure

a) Le laser

L'illumination a été réalisée à l'aide d'un Laser Nd YAG Brillant (Quantel) à deux cavités. Ce laser délivre une lumière cohérente de longueur d'onde 532 nm, à une puissance maximum de 120 mJ par flash. Il comprend deux cavités qui permettent d'obtenir des flashes espacés d'au moins 10 μ s. Le rayon laser est guidé dans un bras articulé pourvu de miroirs sur lequel est montée une lentille cylindrique (Figure 3.7). Cette lentille cylindrique permet d'obtenir le plan laser d'environ 0.3 mm d'épaisseur qui illumine l'écoulement.

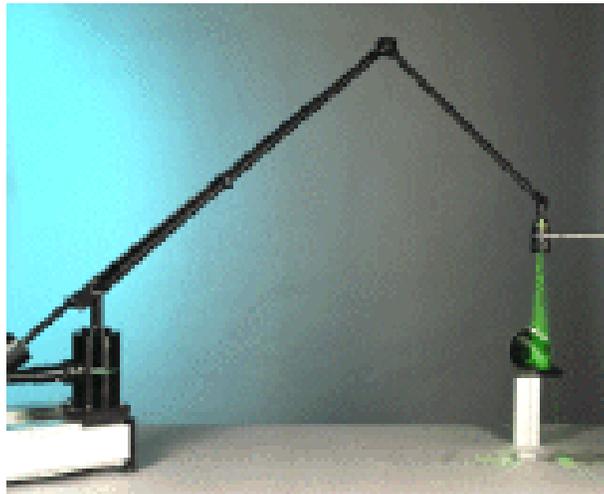


Figure 3.7: Bras articulé et lentille cylindrique

b) La caméra

Les images sont acquises grâce à une caméra numérique HiSense de 8 bits. Le capteur numérique CCD de la caméra mesure 1280×1024 pixels. La vitesse de ce capteur permet d'acquérir des paires d'images à une fréquence maximale de 4 paires par seconde. L'intervalle de temps Δt entre les deux trames de la caméra est fixé à 200 μ s. Il est choisi le

plus grand possible afin d'avoir une erreur minimum sur le calcul de la vitesse. En même temps, il ne doit pas être trop grand pour s'assurer que la plupart des particules enregistrées sur la première trame de la caméra soit présentes sur la suivante.

d) Particules traceurs

Les techniques de vélocimétrie laser reposent sur le fait que l'on va mesurer la vitesse de petites particules, par la suite appelées traceurs, supposées suivre exactement les mouvements de l'écoulement, comme pour le matérialiser parfaitement à chaque instant. Un compromis est à réaliser entre le temps de réponse et la détectabilité optique des traceurs [114]. Il est ainsi opportun de choisir des particules de fort indice de réfraction par rapport au milieu ambiant et dont la masse volumique soit la plus proche de celle du fluide étudié. Dans le cadre de notre application, il était aussi nécessaire de choisir un ensemencement le moins toxique possible pour préserver la santé de l'expérimentateur. L'ensemencement en particules de fumée d'encens a été effectué globalement à l'amont de la chambre de tranquillisation de la soufflerie afin de déterminer la vitesse en tout point et à tout instant.

d) Logiciel d'acquisition

Le traitement des champs de vitesse est effectué à l'aide d'un logiciel commercial LaVisionDaVis, basé sur la méthode de la corrélation croisée. Les champs de la vitesse instantanée sont obtenus par traitement des doublets d'images acquis par la caméra CCD.

3.2.3.4 Prise d'images

Quelques notions de photographie de base sont nécessaires à la compréhension de certains aspects de l'acquisition de données par un système PIV. L'ouverture du diaphragme ainsi que le temps d'exposition font partie de celles-ci. Cette partie du travail explique ces paramètres et montre le rôle particulièrement important qu'ils jouent dans la prise d'images.

3.2.3.4.1 Ouverture du diaphragme

Le diaphragme est un dispositif présent dans l'assemblage d'une lentille qui permet de contrôler la quantité de lumière traversant l'objectif. Pour une même intensité lumineuse et

un même temps d'exposition, plus il est ouvert, plus la quantité de lumière admise est importante. La quantification de son ouverture se fait en calculant le rapport entre son diamètre d et la distance focale f de la lentille. Ce rapport se nomme l'ouverture relative et est notée f_2 . Pour une même lentille, la quantité de lumière admise est donc inversement proportionnelle à l'ouverture relative. L'ouverture du diaphragme influence aussi la profondeur de champ d_z . Cette dernière est définie comme un intervalle de distance à l'intérieur duquel un objet doit être positionné pour que son image soit nette. Cet intervalle est défini par l'équation (3.4):

$$d_z = \frac{2 \cdot f_2 \cdot d_{diff} \cdot (M+1)}{M^2} \quad (3.4)$$

Où d_{diff} le diamètre de la tache d'Airy² et est donné par :

$$d_{diff} = 2.44 \cdot f_2 \cdot (M+1) \cdot \lambda \quad (3.5)$$

M définit le grandissement :

$$M = \frac{S_o}{S_i} \quad (3.6)$$

- λ = Longueur d'onde de la lumière (dans le cas du PIV, celle du laser);
- S_o = Distance entre la lentille et le plan de l'objet ;
- S_i = Distance entre la lentille et le plan de l'image ;

L'équation (3.4) montre que pour un montage donné, l'augmentation de la profondeur de champ nécessite l'augmentation de l'ouverture relative. De façon générale, dans un contexte de mesures utilisant un système PIV, la profondeur de champ doit être similaire à l'épaisseur de la tranche laser, de manière à obtenir une image nette des particules. Typiquement, elle est de l'ordre du millimètre.

3.2.3.4.2 Temps d'exposition

Le temps d'exposition correspond à l'intervalle pendant lequel le capteur CCD est exposé à la lumière. Deux facteurs influencent l'ajustement de ce paramètre. Tout d'abord, afin d'obtenir une image nette, il est important qu'il soit inférieur au temps que prend une

²La tache d'Airy est la figure de [diffraction](#) résultant de la traversée d'un trou circulaire par la lumière.

particule pour se déplacer d'une distance perceptible sur cette image. D'autre part, l'intensité de la lumière parvenant au capteur doit aussi être considérée. Plus l'intensité lumineuse est faible, plus le temps d'exposition requis pour l'obtention d'une image claire sera important. L'ouverture du diaphragme et le temps d'exposition étant fortement reliés ils doivent donc être considérés conjointement lors de leur réglage, de façon à trouver un compromis permettant l'acquisition d'images de qualité. Ces réglages varient évidemment en fonction du montage.

Lors de l'acquisition des images pour chaque campagne de mesures, deux images consécutives seront acquises en un court intervalle de temps. Lors de la prise de la première image, il est possible de varier le temps d'exposition. Le réglage de ce dernier doit donc être réalisé en fonction de la vitesse moyenne estimée. Pendant la prise de la deuxième image, le capteur CCD demeure exposé jusqu'à ce que l'information provenant de la première image soit transférée vers le système d'acquisition. La quantité de lumière atteignant le capteur CCD est donc influencée par la durée du flash laser. Le niveau d'éclairage ambiant a aussi un impact sur la quantité de lumière qui atteint le capteur, d'où l'intérêt de le diminuer le plus possible.

3.2.3.5 Traitement des paires d'images acquises

L'acquisition terminée, nous sommes en possession d'un millier de paires d'images qu'il faut traiter afin de connaître les champs de vitesses.

Rappelons tout d'abord que chacune de ces images est une photographie numérique. Cette photographie est constituée de plusieurs points. Dans le cas d'une photo sur film on parle de grains, mais dans notre cas, il s'agit de pixels. L'image, en noir et blanc, est formée de différents tons de gris. À chaque ton de gris est associé une valeur comprise entre 0 et 255 (codage sur 8 bits). Par exemple, le code 255 correspond au blanc (illumination la plus forte) et le code 0 correspond au noir (absence d'illumination). On comprend donc qu'en fait chacune des images est une matrice de la dimension du capteur numérique (ici 1280×1024) et dont chaque élément est un chiffre auquel correspond un ton de gris.

Pour ce qui est du traitement de ces images, plusieurs techniques d'interrogation sont disponibles. Dans notre cas, étant donné que nous traitons des paires d'images exposées une seule fois, on a recours à deux méthodes de corrélation entre les doublets d'images enregistrés, la corrélation croisée (cross corrélation) et l'autocorrélation.

3.2.3.5.1 La corrélation croisée

L'objectif est donc de calculer le déplacement moyen des particules à l'intérieur d'une zone d'interrogation entre le temps t et l'instant $t + \Delta t$. Connaissant le temps Δt qui sépare la prise des deux images, on peut déterminer la vitesse.

Pour effectuer une corrélation croisée, les deux images constituant la paire sont d'abord subdivisées en zones d'interrogation (Figure 3.8). La taille de la zone d'interrogation est laissée à la discrétion de l'utilisateur (capacité de stockage). Les dimensions de zones d'interrogation qui sont disponibles dans le logiciel utilisé vont de 16×16 à 256×256 pixels. Le Δt est choisi pour que le déplacement maximum au sein d'une zone d'interrogation soit d'environ 10 pixels.

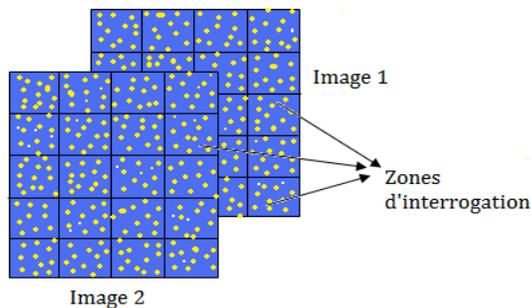


Figure 3.8: Division de l'image en zones d'interrogation.

Pour chacune de ces zones d'interrogation, une corrélation croisée est effectuée entre l'image 1 et l'image 2. Cette corrélation analyse la même fenêtre sur deux images capturées aux instants t et $t + \Delta t$ et repère les mêmes traceurs sur les deux fenêtres d'interrogation.

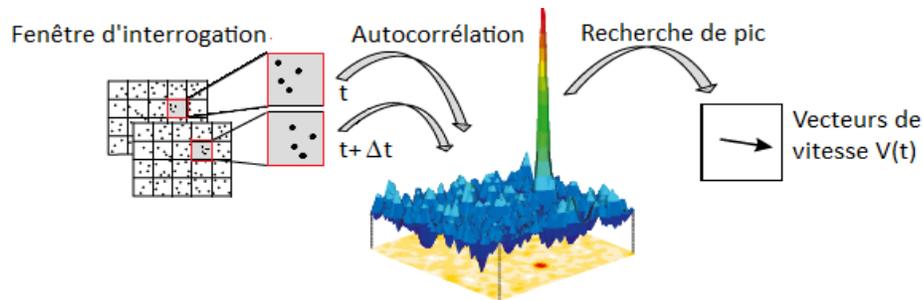


Figure 3.9: Fonction d'intercorrélacion (Corrélacion croisée, LaVision)

La carte (figure 3.9) montre un seul pic dont la distance par rapport au centre donne la norme du vecteur vitesse et la position rend compte de la direction de ce dernier. Le pic de corrélation obtenu correspond au déplacement le plus probable des particules, encore appelé véritable corrélation. Plus le maximum d'intensité est important devant les autres valeurs de l'intercorrélacion (corrélacion aléatoire), moins l'image est modifiée au cours du temps. La position du pic par rapport au centre de la fenêtre d'interrogation représenté sur la Figure (3.9) détermine le vecteur déplacement moyen qui divisé par le temps séparant les deux images Δt , permet d'obtenir le vecteur vitesse correspondant à la fenêtre d'analyse considérée. Ainsi, en balayant toutes les zones d'interrogation, on obtient un champ instantané de vitesse. Si une image compte 1200 zones d'interrogation, on se retrouve alors avec un champ de 1200 déplacements qui, une fois divisés par Δt , donnent 1200 vecteurs vitesse. (Figure 3.10). Il y a un champ de vitesses par paire d'images.

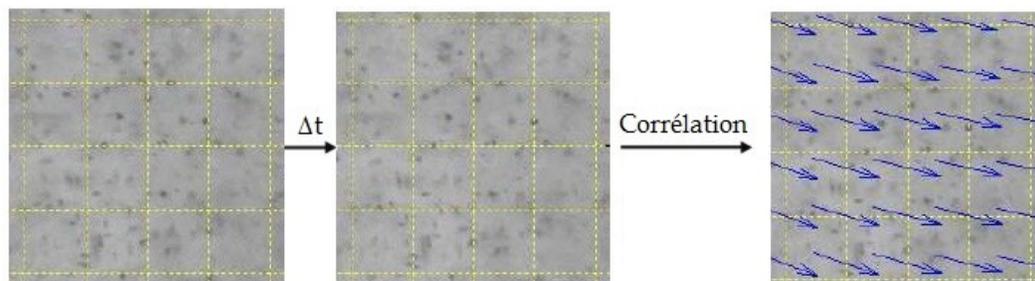


Figure 3.10: Exemple de corrélation croisée d'une paire d'images

Fonction d'intercorrélacion

D'après l'idée de Huang [115], on considère une zone d'interrogation de taille 3×3 , qui contient donc 9 pixels. La Figure 3.11 montre cette zone d'interrogation pour l'image 1 et pour l'image 2. Les pixels noirs sont les images de particules.

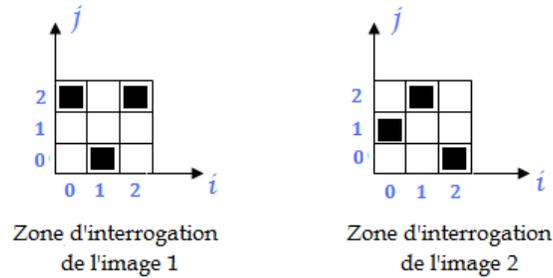


Figure 3.11: Zones d'interrogations 3×3

Ces zones d'interrogation ne contiennent pas de tons de gris mais uniquement du noir et du blanc (représentation du négatif).

Tout d'abord, on met en place un système d'axes (i, j) qui permet de situer un pixel dans la zone d'interrogation (par exemple, le pixel en bas à gauche a pour coordonnées $(0; 0)$). On s'intéresse ensuite à l'illumination des pixels. Dans ce cas-ci les particules ne mesurent qu'un pixel. On note l'illumination d'un pixel de l'image 1, f et l'illumination d'un pixel de l'image 2, g . La valeur de f ou g , est 1 si le pixel est noir (présence d'une particule), 0 sinon. On procède ensuite à la corrélation croisée, en appliquant la formule suivante

$$\Phi(m, n) = \sum_{i=0}^2 \sum_{j=0}^2 f(i, j)g(i + m, j + n) \quad (m, n) \in \{0, 1, 2\}^2 \quad (3.7)$$

où $\Phi(m, n)$ est le coefficient de corrélation correspondant au déplacement (m, n) , soit m pixels dans la direction i et n pixels dans la direction j . On applique cette formule pour toutes les valeurs de (m, n) . En fait on teste tous les déplacements d'images de particules possibles. À chaque valeur de déplacement (m, n) correspond une valeur de Φ . Par exemple, pour $m = 0$ et $n = 2$ (déplacement de deux pixels dans la direction j), en éliminant les termes nuls, on a : $\Phi(0, 2) = f(1, 0) \cdot g(1, 2) = 1$

Pour une valeur particulière du doublet (m, n) la fonction Φ admet un seul maximum. C'est cette valeur du doublet qui est le déplacement estimé du groupe de particules de la zone d'interrogation. La Figure 3.12 représente la fonction Φ sous forme d'histogramme, on

peut voir que le plus grand pic, qui correspond au déplacement estimé, est ici $(m, n) = (1, 0)$, avec $\Phi(1,0) = 2$. Ce qui veut dire, pour cet exemple, que deux particules de la zone d'interpolation 3×3 se sont déplacées vers la droite d'un pixel. On peut d'ailleurs le calculer facilement car les pixels $(0, 2)$ et $(1, 0)$ de la zone d'interrogation 1 de la Figure (3.8) se retrouvent un pixel plus loin à droite dans la zone d'interrogation 2.

Sur la Figure 3.9, on remarque que le pic de corrélation qui correspond au déplacement estimé (le plus grand) n'est pas le seul présent. Les autres pics sont du bruit (comme $\Phi(0,2)$ qui correspond au déplacement du pixel $(1, 0)$ de l'image 1 vers le pixel $(1, 2)$ de l'image 2). Généralement on considère que la corrélation est bonne si le rapport du plus grand pic sur le deuxième plus grand est au moins 1.2 [112]. Ici le plus grand vaut 2 et les autres valent 1, donc le rapport obtenu est 2, ce qui est bon.

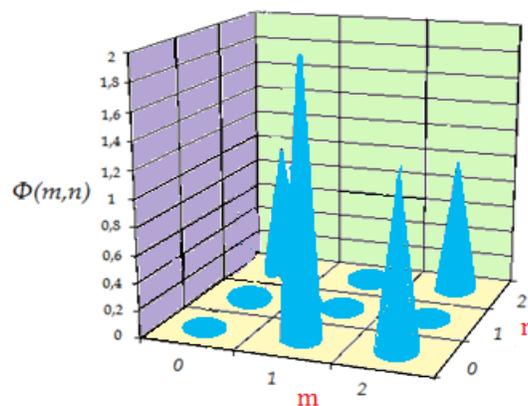


Figure 3.12: Représentation des valeurs de la fonction $\Phi(m, n)$

Une fois que le déplacement en pixel est connu, il est converti en mètres grâce au facteur d'échelle calculé lors de l'étalonnage de l'image. En divisant ce déplacement métrique par l'intervalle de temps qui séparent les deux images on obtient la valeur de la vitesse en mètres par seconde. Sa direction est obtenue grâce aux valeurs de m et n . Cette corrélation croisée est faite pour toutes les zones d'interrogation de l'image

3.2.3.5.2 L'autocorrélation

Cette corrélation se base sur la comparaison entre deux instants successifs de la même fenêtre. Pour ce faire, on concentre l'objectif du système de prise de vue sur la même

surface éclairée et on recueille deux clichés aux dates t et $t+\Delta t$. On choisit ensuite la même fenêtre d'analyse aux deux dates et une fenêtre d'interrogation.

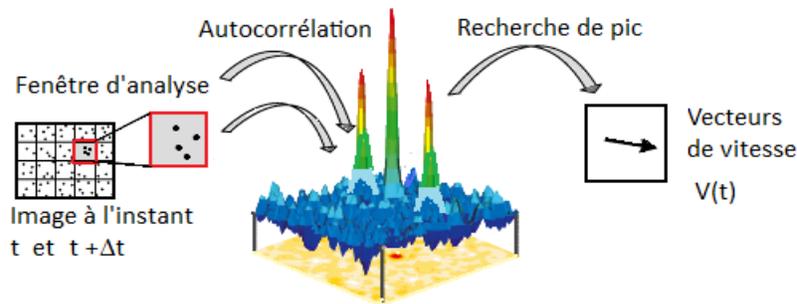


Figure 3.13: Fonction d'autocorrélation

L'inconvénient majeur de cette méthode est la présence d'un pic central corroboré de deux pics moins intenses mais symétriques très visible la carte d'autocorrélation (Figure 3.13). La position de ces pics secondaires par rapport au centre de la fenêtre d'analyse donne le déplacement des particules. La symétrie de la fonction de corrélation empêche de connaître le sens du déplacement de l'écoulement. Cette symétrie, si intéressante du point de vue de la légèreté des calculs qui en découle, rend la reconnaissance du sens de mouvement indiscernable. En fait, les pics qu'on peut observer ci-dessus sont d'autant plus intenses que la norme du vecteur vitesse est importante et leur éloignement du centre donne la direction. C'est dans ce sens que la symétrie fausse une partie des résultats. En outre, pour des déplacements identiques, les amplitudes des pics secondaires de l'autocorrélation sont toujours inférieures à celles des pics de la corrélation croisée. Ceci donne l'avantage à cette dernière au détriment de la première qui est d'un intérêt moindre.

La PIV est une technique de mesure instantanée : toutes les informations sont échantillonnées au même instant. Il est par conséquent probable que certaines régions n'aient aucune signification physique. Pour remédier à ce problème, il existe des méthodes mathématiques qui permettent de valider ou non les champs de vecteurs. Il n'y a pas de méthode unique permettant d'effectuer une telle validation : par exemple, il est possible d'agir sur la hauteur et la largeur du pic de corrélation ou encore sur le module de la vitesse en délimitant les vitesses mini et maxi au-delà desquelles les vitesses calculées seront erronées. Enfin, il est nécessaire de calculer un champ de vitesse moyen à partir de

l'ensemble des champs instantanés de vecteurs calculés sur chaque couple d'images ainsi que les propriétés statistiques (moyenne, variance, écart-type, coefficient de corrélation, ...). Le nombre de champs instantanés nécessaire au calcul du champ moyen dépend évidemment des conditions expérimentales.

3.2.3.6 Amélioration de l'analyse du signal :

Plusieurs techniques s'offrent à l'expérimentateur pour améliorer la qualité de ses mesures effectuées.

3.2.3.6.1 Interpolation sous-pixel

Dans l'exemple donné pour l'explication de la fonction d'intercorrélation on n'a traité que des déplacements qui sont des nombres entiers de pixels. Or, en pratique, on obtient des déplacements qui ne sont pas un nombre entier de pixels, i.e. $(m, n) \in \mathbb{R}^2$, c'est ce que l'on appelle l'interpolation sous-pixel « subpixel interpolation ». L'interpolation réalisée est une interpolation 2D. On interpole le pic de la fonction Φ par une gaussienne dans la direction i puis une autre fois dans la direction j . Cette interpolation permet de localiser précisément le maximum (le pic) de la fonction Φ , ainsi que sa hauteur et sa largeur. Cette interpolation nous permet donc d'estimer le déplacement en un nombre non entier de pixel. L'interpolation sous-pixel, telle que décrite dans ce paragraphe, est détaillée par Willert et al.[108]

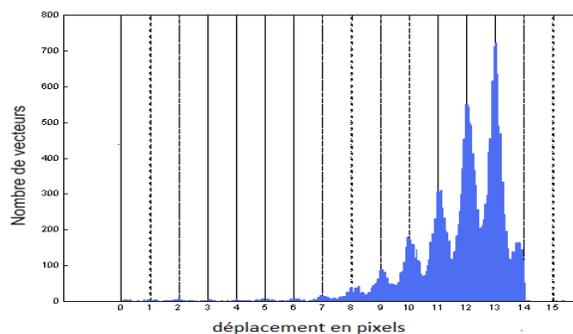


Figure 3.14: Illustration du peak-locking, tracé réalisé à partir de 20 corrélations croisées

Cependant, pour que cette interpolation renvoie des résultats acceptables, il est important que la taille des images de particules soit supérieure à 1 pixel de diamètre. Si ce critère n'est pas respecté, les résultats obtenus sont faussés. Il se produit ce que l'on appelle

l'effet de «peak-locking». Les déplacements calculés avec cet effet ont tendance à être des nombres entiers de pixels. On peut observer ce phénomène en traçant un histogramme des déplacements, qui est en fait une courbe de densité de probabilité de déplacements. On remarque en effet, sur la Figure 3.14, la présence des pics qui sont centrés sur des déplacements entiers. Cet effet de «peak-locking» ajoute un biais à la mesure des quantités turbulentes [116].

La raison pour laquelle les corrélations subissent du peak-locking vient probablement de la qualité des images et de l'ensemencement. L'ensemencement n'est peut-être pas assez homogène et la taille des particules qui servent à la corrélation devrait être inférieure à 2 pixels dans la majorité des cas. Le peak-locking est surtout préjudiciable à la mesure des quantités turbulentes.

3.2.3.6.2 *L'interpolation gaussienne*

Cette technique découle naturellement du besoin de dépasser une résolution basée sur un cadrage des fenêtres d'interrogation un peu trop grossier. Puisque ce cadrage ne dépasse la précision du pixel dans le traitement à priori du signal, les valeurs que fournit la corrélation restent insatisfaisantes. On peut néanmoins dépasser ces limites jusqu'à une résolution qui porte à un dixième de pixel et la méthode requiert un certain savoir-faire mais l'idée est toute aussi intuitive. Comme nous avons recueilli des niveaux de gris sur notre système d'exploitation, il est évident qu'au voisinage d'un niveau assez intense, le gris s'estompe et prend des valeurs d'intensité décroissante. Il est donc intéressant de séparer ces niveaux, noter le maximum et placer autour les niveaux inférieurs décroissants. Une certaine interpolation est opérée dès lors. On a le choix entre une gaussienne ou une parabole pour relier les niveaux entre eux. Le maximum de la courbe ainsi obtenue donne une estimation plus probable de la position du traceur repéré.

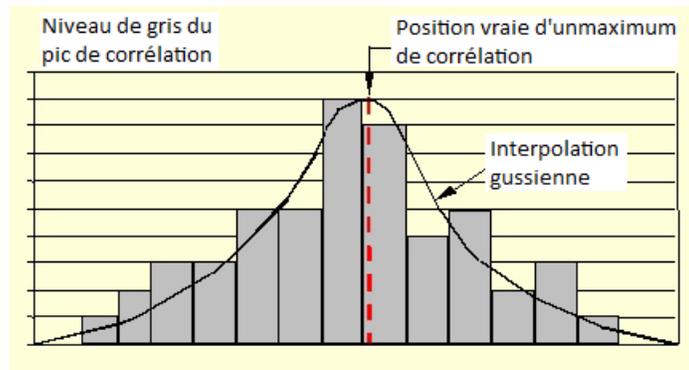


Figure 3.15: Interpolation gaussienne subpixel

L'interpolation utilisée de façon plus fréquente est l'interpolation gaussienne selon laquelle les niveaux de gris se répartissent suivant une loi normale autour d'un niveau maximum (figure 3.15).

3.2.3.6.3 La méthode du centroïde

C'est une méthode toute aussi intéressante que la précédente. Ici on ne cherche pas le maximum de la valeur de l'intensité du gris pour repérer ensuite, moyennant une interpolation, la position du traceur mais toutes les positions qui correspondent à des niveaux de gris différents comptent. Elles ne comptent pas de la même manière mais proportionnellement à la valeur de l'intensité du gris correspondante. Plus précisément et dans le souci de simplifier sans restreindre le champ d'action de cette méthode, imaginons que le mouvement des particules est unidirectionnel. Les différentes positions possibles ont chacune un niveau de gris qui, en quelque sorte, donne la probabilité de trouver le traceur en cette position. On pondère les différentes positions par l'intensité du gris correspondante pour obtenir une sorte de barycentre qui rend le plus compte de la position réelle du traceur.

3.2.3.6.4 Le décalage des fenêtres

C'est une méthode itérative appelée aussi corrélation adaptative. Cette propriété lui donne un avantage certain quant au traitement informatique car plusieurs codes existent déjà pour réduire la complexité, à priori, exponentielle pour un code qui traite les données de façon naïve. Le principe de la méthode consiste à affiner les vecteurs vitesses de fenêtres qu'on réduit d'un quart à chaque traitement. En effet, on opère une corrélation sur une "

assez grosse " fenêtre pour avoir un premier vecteur vitesse qui manque beaucoup de précision. C'est donc dans ce but qu'on divise la fenêtre en quatre et qu'on prenne chacune d'elles pour lui faire subir une corrélation avec son homologue de la fenêtre de l'instant qui suit. On affine ainsi la précision du vecteur vitesse trouvé au préalable. On continue la subdivision jusqu'à ce que la précision soit suffisamment acceptable pour pouvoir utiliser ces résultats.

3.2.4 Origine des erreurs

Plusieurs facteurs ont un impact sur la précision des mesures PIV. Ces facteurs sont présents à tous les niveaux, de la réalisation du montage jusqu'au calcul des composantes de la vitesse, en passant par l'acquisition des images. Les différents paramètres qui sont discutés ci-dessous influencent la précision des résultats obtenus. L'évaluation de la précision de la fonction de calibration des caméras constitue aussi un de ces facteurs.

3.2.4.1.1 Taille des particules sur l'image

L'utilisation de l'interpolation sous-pixel requiert que la fonction d'intercorrélation soit assimilable à une surface gaussienne. Si la taille des particules sur l'image est inférieure à 2 pixels, cette assimilation n'est pas valide. Dans cette situation, l'interpolation sous-pixel devient inappropriée, ce qui cause une augmentation importante de l'erreur [117] Le diamètre optimal de l'image des particules est légèrement supérieur à 2 pixels.

3.2.4.1.2 Densité de particules

Lors de l'évaluation de la fonction d'intercorrélation, on doit s'assurer que le ratio entre le signal et le bruit est maximal. Deux types de corrélation peuvent être réalisés. Tout d'abord, la position initiale d'une particule peut être associée à la position finale d'une autre particule. Cette corrélation est dite aléatoire et représente un bruit face à l'évaluation du déplacement des particules. En second lieu, la position initiale d'une particule et sa position finale peuvent être associées. Ce type de corrélation représente le signal de la fonction d'intercorrélation. Dans le but de s'assurer d'un ratio maximal entre le signal et le bruit, un minimum de cinq particules doit être présent dans chaque zone d'interrogation lorsqu'il est question d'intercorrélation.

3.2.4.1.3 Déplacement des particules

La maximisation du ratio entre le signal de la fonction d'intercorrélation et le bruit implique aussi qu'un minimum de particules doit quitter la zone d'interrogation entre la prise des deux images. Selon Keane [118], le déplacement des particules dans une zone d'interrogation devrait représenter 25% de la dimension d'un des côtés de cette zone d'interrogation. Le déplacement dans le plan de la tranche laser n'est cependant pas le seul qui doit être considéré. Il faut aussi s'assurer que la grandeur du déplacement des particules dans la direction normale à la tranche laser n'est pas suffisante pour que ces dernières la quittent dans l'intervalle de temps qui sépare la prise des deux images. Cette situation aurait pour effet la diminution du ratio entre le signal de la fonction d'intercorrélation et le bruit.

3.2.4.1.4 Lumière parasite

Toujours afin d'optimiser le rapport signal sur bruit, il est important que le contraste entre les particules et le fond de l'image soit élevé. De plus, les zones où il y a réflexion de la tranche laser doivent être minimisées. Comme cette source lumineuse est intense, lorsqu'elle parvient de façon directe ou par réflexion sur le capteur CCD, il devient impossible d'effectuer des mesures dans les zones affectées, car les pixels y sont saturés et les particules indétectables.

3.2.4.1.5 Gradients de vitesse à l'intérieur d'une zone d'interrogation

La présence de gradient de vitesse à l'intérieur d'une même zone d'interrogation influence aussi la qualité des résultats. Les trois principaux effets d'un gradient de vitesse élevé sont présentés par Dantec Dynamics. Tout d'abord, une grande variation de vitesse dans une même zone d'interrogation a pour effet d'augmenter la largeur du pic de corrélation et d'en diminuer la hauteur. Comme le gradient de vitesse n'a pas d'impact direct sur le niveau de bruit, le rapport signal sur bruit est donc lui aussi diminué. En second lieu, comme les particules possédant une vitesse plus élevée sont d'avantages susceptibles de quitter la zone d'interrogation, elles sont donc considérées en moins grand nombre dans la fonction d'intercorrélation. L'évaluation de la position du pic de la fonction

engendre donc une sous-estimation de la vitesse. Le troisième impact d'un fort gradient de vitesse à l'intérieur d'une zone d'interrogation est la dispersion que celui-ci introduit dans les résultats. Effectivement, comme la position des particules à l'intérieur d'une zone d'interrogation est aléatoire, lorsque qu'elles ont la même vitesse, peu importe où sont situées ces particules, la vitesse moyenne sera toujours la même. Par ailleurs, si un gradient de vitesse est introduit dans la zone d'interrogation, la vitesse moyenne dépendra de l'endroit où se situent les particules dans la zone d'interrogation. Cela cause donc une plus grande dispersion dans les résultats.

3.3 Les Compagnes de mesure

Afin d'effectuer un premier croisement métrologique, des mesures de vitesse ont été faites par la technique PIV. Le choix de cette technique a le triple avantage d'être non-intrusive et d'avoir une mise au point facile et permet la visualisation d'un large champ instantané d'écoulement. Le traitement statistique des champs instantanés obtenus impose la prise de 1000 images dans chaque position de mesure. Les algorithmes d'analyse de champ d'écoulement pour l'évaluation des mesures de PIV sont fournis avec le logiciel d'acquisition et de visualisation de données DaVis de la société LaVision. Plusieurs compagnes de mesures ont été réalisées :

- ◆ La première compagne sans obstacle effectués dans plusieurs positions de la veine destinée à vérifier le comportement de l'écoulement de couche limite en aval du barreau de déclenchement. Les grandeurs mesurées sont les grandeurs usuelles telles que la vitesse et les écarts type de la fluctuation de la vitesse.
- ◆ Les autres compagnes sont destinées à caractériser le comportement de l'écoulement en amont et en aval des collines gaussiennes bidimensionnelles et vérifier l'existence d'une zone de recirculation et sa limite dans le sillage.

Chapitre 4

4 Simulation par des techniques de l'intelligence artificielle

4.1 Introduction

Les méthodes numériques présentent l'avantage d'être moins lourdes à mettre en œuvre, d'un coût moins élevé, plus rapide et surtout offrant la possibilité d'envisager un grand nombre de situations différentes. Cependant, un modèle numérique atteint rapidement ses limites, car il ne peut en aucun cas contenir toutes les variables qui interviennent dans le processus et sont loin d'être exactes. Les méthodes expérimentales restent un support indispensable aux méthodes numériques (validation des outils de modélisation, détermination de constantes empiriques, traitement de cas complexes...).

Dans notre étude, les effets de la colline (hauteur et forme) et états de surface sont introduits dans le but de la validation des modèles théoriques et numériques dans une soufflerie. Des données expérimentales sont utilisées. La nécessité de disposer de données expérimentales pour la validation et la mise en place d'un modèle théorique et numérique sont issues des expériences en soufflerie en concordance avec celles réalisées par Castro [119]. Comme les valeurs numériques mesurées se caractérisent par leur complexité, leur analyse par des méthodes mathématiques conventionnelles est très difficile, voire même parfois impossible, il devient nécessaire d'analyser ces données avec les outils de l'intelligence artificielle particulièrement floue logique. La logique floue est une extension de la logique classique. Il s'agit là d'un système fondé sur la théorie des ensembles des variables continues. Sa mise en œuvre peut être réalisée dans le in-situ ou modélisée ou les

deux combinées[120]. Comme la logique floue traite de l'imprécis, du complexe et de l'incertain, le système proposé se trouve alors parfaitement adéquat.

4.1.1 Les modèles proposés

Il existe de nos jours une multitude de modèles, Ces modèles, pouvant se classer en deux catégories :

- Des modèles analytiques simples et rapides d'exécution, mais qui ne permettent pas la prise en compte des complexités géométriques.
- Des modèles plus complexes qui assurent une bonne représentativité de la géométrie des sites étudiés, mais avec des temps de calcul longs et inadaptés à la surveillance de sites.

En tout état de cause, il apparaît qu'il n'existe pas d'outil idéal permettant de traiter tous les types de dispersions. On s'oriente alors vers une combinaison de modèles.

Devant cette situation, nous avons jugé utile d'appliquer une technique de l'intelligence artificielle notamment les principes de la logique floue dans l'analyse et la caractérisation d'un écoulement turbulent en fonction des différents types d'obstacles et leurs états de surface.

Dans notre cas d'étude, les sources d'information (la position par rapport à la colline, l'état de surface de celle-ci, la vitesse de l'écoulement de l'air à ce niveau, la hauteur de la colline ainsi que la vitesse de l'écoulement à la sortie) ne sont pas totalement fiables car la nature même du mouvement du fluide est caractérisé par sa turbulence et l'établissement d'une équation qui régit un tel comportement est loin d'être chose mince. L'application de la théorie de la logique floue devient alors un besoin.

4.1.2 L'inférence floue

L'approche floue est un sous-domaine des systèmes intelligents, sont largement utilisés pour résoudre une grande variété de problèmes complexe dans des applications notamment environnementaux. L'un des domaines les plus importants de l'application de la théorie des ensembles flous développé par Zadeh[121]est le système à base de règles floues. Grâce à cette propriété, les principes de la logique floue ont été appliqués avec

succès à un large éventail de problèmes dans différents domaines pour lesquelles l'incertitude et l'imprécision émergent de diverses façons. La modélisation floue et la classification floue sont les applications les plus courantes. La logique floue est basée sur un raisonnement qui utilise des informations linguistiques acquises par les experts du domaine. Les capacités mentionnées ci-dessus font de la logique floue un outil très puissant pour résoudre de nombreux problèmes écologiques ou environnementaux où les données peuvent être complexes ou en quantité insuffisante. Le concept de logique floue fournit un moyen naturel pour traiter les problèmes où la source d'imprécision est l'absence de critères bien définis plutôt que la présence de variables aléatoires. L'approche floue concerne les cas où les incertitudes linguistiques jouent un rôle dans le mécanisme de contrôle des phénomènes. Un système à inférence floue est un outil puissant pour la simulation des comportements non linéaires faisant appel à des règles linguistiques floues.

4.2 Notions fondamentales

Nous avons jugé utile de donner un aperçu global sur certaines notions fondamentales de la logique floue. On ne retiendra que les éléments indispensables à la compréhension du principe de répartition du flux par logique floue. Ces éléments sont les variables floues et les règles d'inférences. Une base de données est construite à partir des valeurs réelles enregistrées en termes position par rapport à la colline, l'état de surface, la vitesse et la hauteur de la colline et cela en relation avec la vitesse de l'écoulement qui est considérée comme une variable de sortie. Il est nécessaire de convertir ces grandeurs en variables floues. Pour ce faire on définit les deux notions :

- Les fonctions d'appartenances qui permettent de définir le degré de vérité de la variable floue en fonction de la grandeur d'entrée
- Les intervalles flous qui déterminent le nombre de variables floues

Ces paramètres sont traduits en fonctions d'appartenance. Il s'agit là d'établir une relation entre le degré de vérité de la variable floue et la grandeur d'entrée correspondante. Des intervalles flous sont définis en nombre de variables floues associées à une grandeur d'entrée. Dans le cas de notre analyse, des intervalles sont définies selon la variable traitée.

De façon générale elles sont représentées en symboles. Le traitement des données s'opère suivant des règles permettant de relier les variables floues d'entrée aux variables floues de sortie à l'aide d'opérateur. Ces règles d'inférences font appel à l'opérateur «ET », qui s'applique aux variables floues. La variable floue de sortie doit être convertie en une grandeur de mesure afin d'être appliquée au système d'analyse comme étape de défuzzification. Il s'agit là de convertir cette information en une grandeur physique de lecture.

4.2.1 Les variables floues

Contrairement aux variables binaires qui sont définies par les deux états « vrai » ou « faux », les variables floues présentent toute une gradation entre la valeur « vrai » et la valeur « faux ». Si l'on désire classer la taille d'une colline par exemple, en définissant (0 à 5 m) comme faible, et (de 5 à 10 m) comme moyenne. La logique binaire donne la représentation de la figure 4.1 pour les deux variables « faible », « moyenne »

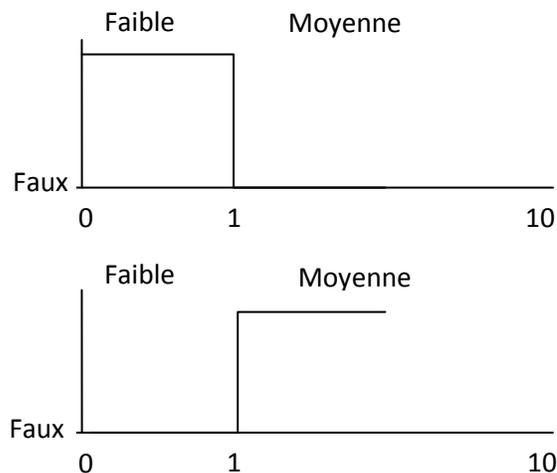


Figure 4.1: Représentation des variables suivant la logique binaire.

Cette fonction peut être défini par :

$$\text{singleton}(x) = \begin{cases} 1, & x = 0 \\ 0, & x \neq 0 \end{cases}$$

Deux remarques s'imposent au sujet de cette représentation :

D'une part, on préfère représenter l'état de la variable à l'aide de son degré de vérité en associant la valeur 1 (degré de vérité de 100%) à la valeur « vrai » et le degré de vérité nul à

la valeur « faux ». D'autre part, on constate que cette façon de faire est très éloignée de ce que fait l'être humain lorsqu'il résout ce genre de problème. En effet, l'homme ne fait pas naturellement une distinction franche entre « faible » et « moyenne » par exemple. Il utilise des expressions du genre « plutôtfaible » pour qualifier une grande appartenance à faible, et « plutôtmoyenne » pour exprimer un rapprochement à la variable moyenne.

En conclusion, la logique binaire présente l'avantage de la simplicité mais est assez éloignée de la logique utilisée naturellement par l'être humain.

Si l'on représente le même problème à l'aide de la logique floue, les variables ne sont plus binaires mais présentent une infinité de valeurs possible entre « faible » et « moyenne » (figure 4.2).

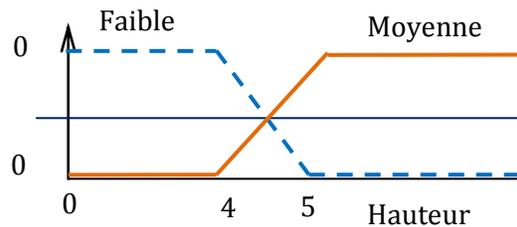


Figure 4.2: Représentation des variables suivant la logique floue

On constate que cette représentation est beaucoup plus proche de la façon dont l'être humain raisonne puisqu'elle permet de faire intervenir des notions telles que «plutôt faible», «assez moyenne»... Cet avantage se fait, évidemment, au détriment de la simplicité de la représentation. La logique floue présente alors un concept naturel pour la résolution des problèmes dont la source est caractérisée par l'imprécision et l'incertitude en l'absence même des formes définies et en présence des variables aléatoires [122]. Elle utilise des informations sous forme de variables linguistique à partir de l'expertise humaine. Cette propriété lui confère son aptitude à résoudre différents problèmes liés à l'environnement où les données se caractérisent par leur complexité. L'approche floue concerne les cas où les variables linguistiques incertaines jouent le rôle du contrôle du mécanisme du système. Le système à inférence floue est un outil puissant dans la simulation du comportement des phénomènes non linéaires. Dans cette étude, nous élaborons un algorithme à règles communes associées à un vecteur d'observation.

$$a = (a(1), a(2), \dots, a(n))$$

avec (a) test, nous attribuons par la suite une forme générale du K^{ième} règle dans le système.

$$(k = 1, 2, \dots, K) :$$

SI a (1) est A_{1k} ET ...ET a(n) est A_{nk} ALORS b est B_k

Où A_{ik} , sont des états flous (les fonctions d'appartenance sont désignées par $(A_{i,k})$ qui correspondent à la nature particulière de l'observation. (Pour des raisons de simplification, nous choisissons des fonctions triangulaires). La particularité des décisions algorithmiques utilisées dans l'analyse des facteurs intervenant dans le processus de la dispersion atmosphérique c'est qu'elles ont la possibilité d'inférer des procédures à partir des règles enregistrées sur terrain. Dans une déduction formelle, le syllogisme :

$Q_1A's$ sont $B's$ ET $Q_2(A\&B)'s$ sont $C's$ ALORS $Q_1Q_2A's$ sont $(B\&C)'s$.

4.2.2 Règles d'inférence

Une implication floue entre deux propositions élémentaires est une relation \mathfrak{R} entre les deux ensembles U_1 et U_2 , quantifiant le degré de vérité de la proposition :

$$si (x \text{ est } A) \text{ alors } (y \text{ est } B)$$

Où, A et B sont des sous-ensembles de U_1 et U_2 respectivement. En logique floue, il existe plusieurs manières pour générer les implications floues, les plus souvent utilisées sont celles de Mamdani[123]. Les règles d'inférence sont l'ensemble des différentes règles reliant les variables floues d'entrée d'un système aux variables floues de sortie de ce système. Elles doivent être définies par le l'expert à partir des résultats enregistrés sur terrains. Ces règles se présentent sous la forme :

SI condition 1 **ET/OU** condition 2 (**ET**)... **ALORS** action sur les sorties

4.2.2.1 Combinaison des règles

L'ensemble des règles se présente sous la forme d'une énumération du type :

SI condition 1 **ET** condition 2 (**ET**)... **ALORS** action sur les sorties

SI condition 3 **ET** condition 4 (**ET**)... **ALORS** action sur les sorties

SI condition 5 **ET** condition 6 (**ET**)... **ALORS** action sur les sorties

Ces règles permettent de relier les variables floues d'entrée aux variables floues de sortie à l'aide de différents opérateurs. Dans notre système d'étude, on peut citer l'exemple :

Lorsque l'on désire savoir quelle est la vitesse de l'écoulement après la colline, un des problèmes qui se présente est de savoir quelle est la part d'influence de la forme de la colline, de sa hauteur, de son état de surface...etc. ou par l'influence des autres paramètres atmosphériques telles que température ou pression.

4.2.2.2 Raisonnement par inférence composée

Contrairement au raisonnement monotone, le raisonnement par inférence floue permet de raisonner à l'aide de plusieurs règles composées, et des variables linguistiques expliquent les états des systèmes, nous pouvons raisonner et évaluer les résultats. En effet toutes les règles floues sont évaluées en parallèle. Pour effectuer ce type de raisonnement, on utilise «la méthode du Min-Max» [121]

4.2.2.3 La méthode d'inférence Mini-Max

La méthode Min-Max se décompose en deux étapes : pour chaque règle appliquée, le minimum de degré d'appartenance est retenu dans le résultat. Par contre, si plusieurs règles donnent un même résultat, le maximum de ces résultats est retenu. Ces opérations sont expliquées par :

$$\mu_{\text{résultat}} = \text{Min} (\mu_{x1}, \mu_{x2})$$

$$\mu_{\text{résultat finale}} = \text{Max} (\mu_{\text{résultat}1}, \mu_{\text{résultat}2}, \dots, \mu_{\text{résultat}n}) \text{ (Figure 4.3).}$$

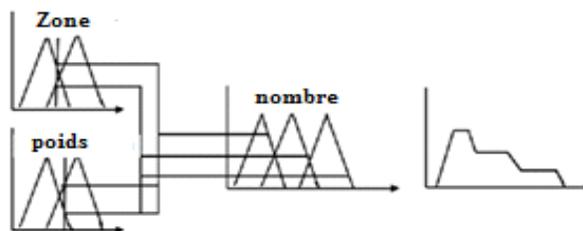


Figure 4.3: Illustration des raisonnements par mini-max

L'opérateur choisi dans notre cas d'étude est l'opérateur [ET] réalisé par le calcul du minimum et représente l'intersection :

$$\mu_{\text{résultat}} = \text{Min}(\mu_{x1}, \mu_{x2})$$

$$\mu_{\text{résultat finale}} = \text{Max} (\mu_{\text{résultat}1}, \mu_{\text{résultat}2}, \dots, \mu_{\text{résultat}n})$$

4.3 Analyse floue de la vitesse d'écoulement en amont et au-dessus de la colline lisse et rugueuse

A partir des valeurs de la vitesse en fonction de la hauteur de la colline, il se trouve que la variation de la vitesse n'est pas seulement fonction de la hauteur, mais aussi autres facteurs peuvent influencer celle-ci. L'état de surface, la raideur de la pente de la colline ainsi que sa hauteur sont aussi des paramètres qui affectent la distribution des vecteurs vitesse. Comme le système à analyser est très complexe pour que son comportement soit prévu avec précision, nous proposons un système d'analyse à logique floue. Comme l'inférence floue traite de l'imprécis et de l'incertain, son application dans ce domaine s'avère adéquate.

4.3.1 Bloc du système d'analyse

L'analyse de la vitesse de l'écoulement avant et sur une colline lisse et rugueuse par logique floue est présentée par un système (figure 4.4a ; 4.4b) avec deux variables d'entrée et une variable de sortie.

- Les variables d'entrée expriment la position (avant ou sur la colline) et la hauteur correspondante à la vitesse mesurée.
- La variable de sortie représente la vitesse.

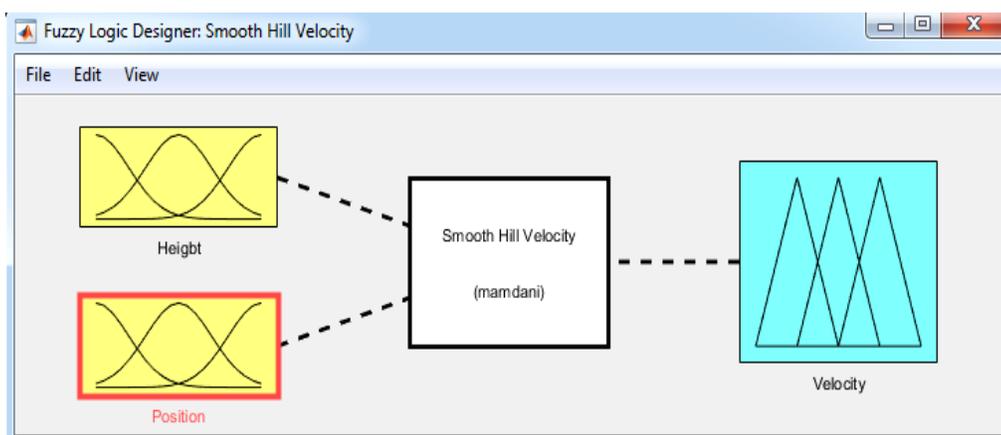


Figure 4.4a : Schéma bloc du système (colline lisse)

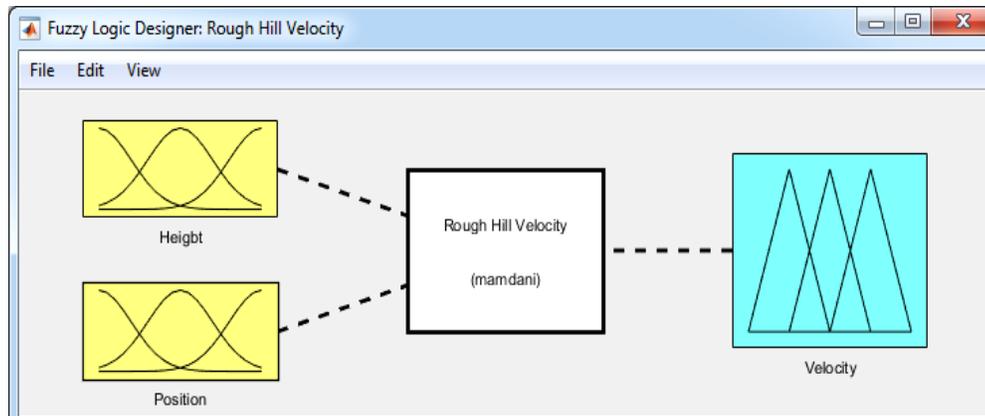


Figure 4.4b : Schéma bloc du système (colline rugueuse)

4.3.2 Fuzzification des variables

Chaque variable d'entrée ou de sortie sont fuzzifiées. Cette opération consiste au passage de valeurs numériques aux variables linguistiques. Des zones floues sont créées entre deux fonctions d'appartenance voisines. Par cela, les incomplétudes sont compensées.

4.3.2.1 Variable d'entrée 'hauteur' :

Cette variable est fuzzifiée en trois fonctions d'appartenance de type triangulaire pour les deux cas de figure (colline lisse et rugueuse).

En fonction des valeurs mesurées, des intervalles flous sont créés :

Low [0 - 1.5]; Medium [0.75 - 2.5]; High [1.5 - 3] (Figure 4.5).

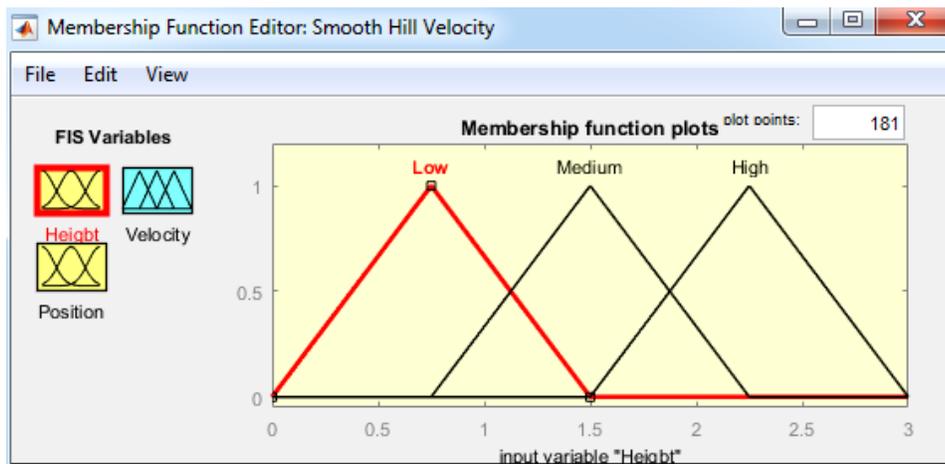


Figure 4.5: Fuzzification de la variable 'hauteur'

4.3.2.2 Variable d'entrée 'Position' :

Cette variable n'est pas fuzzifiée. Elle est codée en deux états.

Avant la colline [1] ; Sur la colline [2] (Figure4.6).

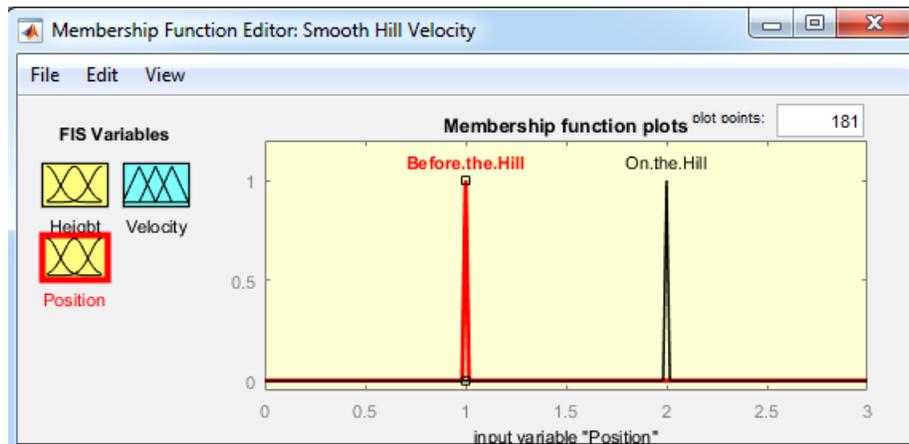


Figure 4.6: Codification de la variable 'Position'

4.3.2.3 Variable de sortie 'Vitesse' :

Selon les valeurs de vitesses enregistrées à différentes positions et à différentes hauteurs, la fuzzifications de cette variable est représentée sur la figure 4.7

Cette variable est fuzzifiée en trois fonctions d'appartenance de type triangulaire pour les deux cas de figure (colline lisse et rugueuse).

Low [0 - 0.4] ; Medium [0.1 - 0.9] ; High [0.8 - 1]

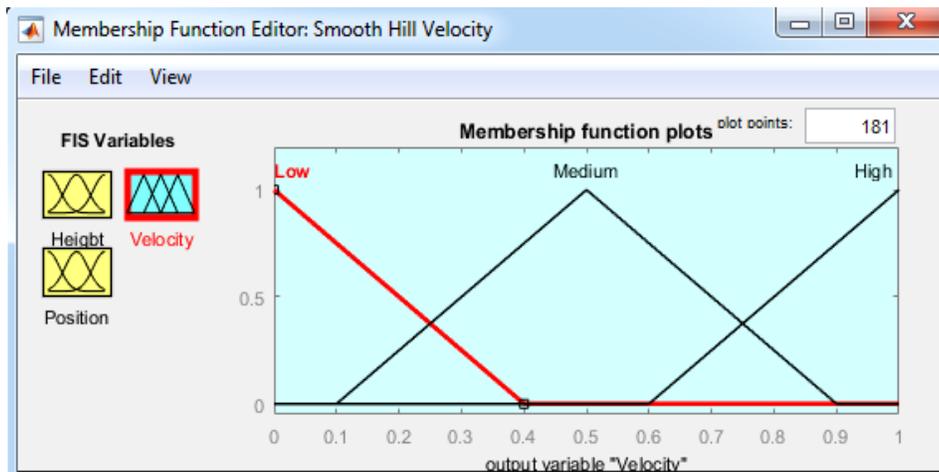


Figure 4.7: Fuzzification de la variable 'Vitesse'

4.3.3 Base des règles :

A partir des valeurs mesurées, il s'agit là de faire la correspondance entre les variables d'entrée et de sortie. En se référant aux valeurs et aux intervalles créés lors de la fuzzification de chaque variable. Toutes les combinaisons doivent être prises en considération.

La forme générale d'une règle est de la forme : [Si...Alors]

Un ensemble de règles est créé et le résultat est l'agrégation de toutes les règles pour en extraire une variable nette à la sortie du système. Cette phase contraire à la fuzzification est dite défuzzification.

Le résultat est que les entrées floues permettent de déduire une variable floue à la sortie exprimant la vitesse et une variable numérique nette de celle-ci.

Un exemple illustratif est présenté sur la figure 4.8, où des valeurs attribuées aléatoirement à l'entrée permettent de lire automatiquement et instantanément le résultat à la sortie.

Hauteur = 1.14 & Position = 1 (ce qui correspond à une colline lisse),

Le résultat est vitesse = 0.5

En se référant à la fuzzification de la variable de sortie ci-avant, la valeur 0.5 correspond à une vitesse moyenne.

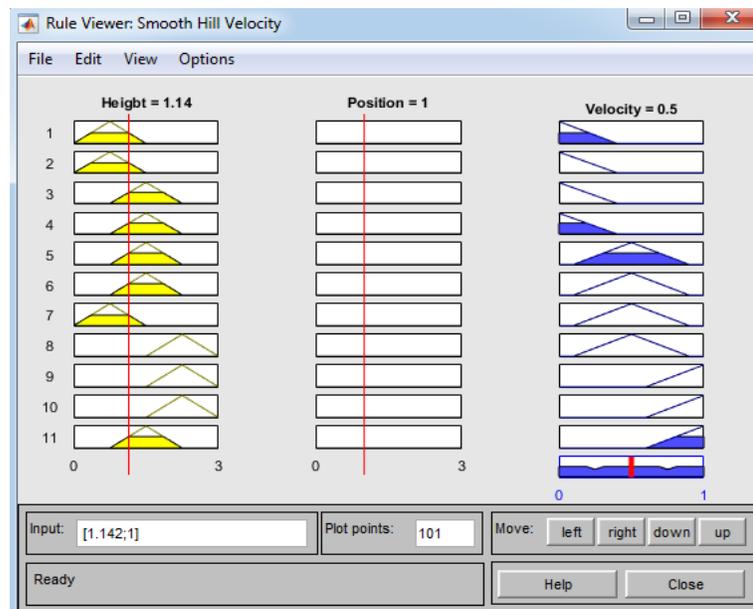


Figure 4.8: Exemple d'application

4.4 Analyse neuronale de la vitesse d'écoulement en amont et au-dessus de la colline lisse et rugueuse

Vue la complexité du système avec plusieurs facteurs qui s'interfèrent, les méthodes mathématiques classiques sont très difficiles à appliquer pour englober toutes les influences. Dans le but d'affiner les résultats, nous proposons une analyse à réseau de neurones artificiels.

Les réseaux de neurones artificiels sont une imitation du réseau de neurones naturel. Les mathématiciens ont reproduit le fonctionnement du réseau mathématique en s'inspirant du réseau naturel. En construisant un ordinateur modèle avec ces fonctions, il sera possible d'en déduire la fonction d'apprentissage. Les réseaux de neurones trouvent des applications dans différents domaines de la science et de la technologie. Ces réseaux ont la capacité de lire à partir des valeurs réelles d'expériences. Ces réseaux permettent de faire correspondre les deux espaces entrées et sortie. Pendant la phase d'apprentissage du réseau, une fonction de transfert est établie. En variant à chaque fois les attributions des valeurs entrées-sortie, le réseau ajuste la fonction de transfert par la variation des coefficients mathématiques dit poids. En d'autres termes, il n'est pas nécessaire de changer le réseau lui-même, mais simplement d'agir sur des coefficients mathématiques. Quand la fonction est ajustée à partir des données réelles, il sera possible d'attribuer aléatoirement les données à l'entrée pour lire automatiquement le résultat à la sortie.

Dans notre cas, il suffira d'introduire les paramètres liés à la position par rapport à la colline et la hauteur pour lire instantanément la vitesse à la sortie.

Le système proposé comprend une couche d'entrée, une couche de sortie et une couche cachée (couche d'entrée et de sortie et une couche cachée).

En fonction de la fonction créée, nous affectons toutes les données qui sont lises à partir du tableur Excel. Pendant la phase d'apprentissage du réseau, il est affecté ligne par ligne pour la lecture. L'intermédiaire les lignes sont laissées aux tests. Nous avons fixé 1000 itérations de boucle pour qu'il puisse ajuster la fonction à son optimum.

Cette application a permis de construire les fonctions qui décrivent l'évolution longitudinale de la vitesse d'écoulement en amont (Figures 4.9, 4.11) et au-dessus de la colline (Figures 4.10, 4.12) pour les états de surface lisse et rugueuse.

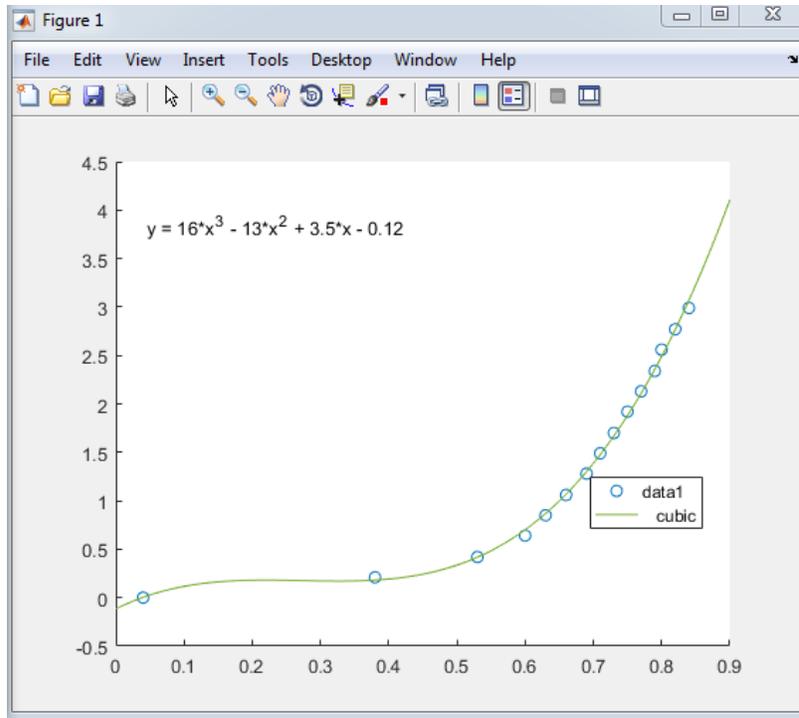
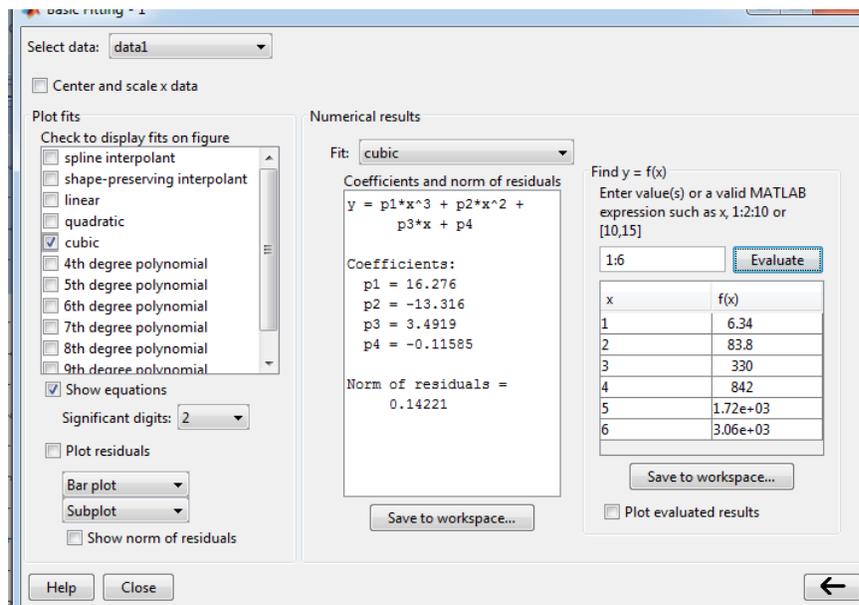


Figure 4.9: Position en amont de la colline lisse ($U_e = 2.98\text{m/s}$)



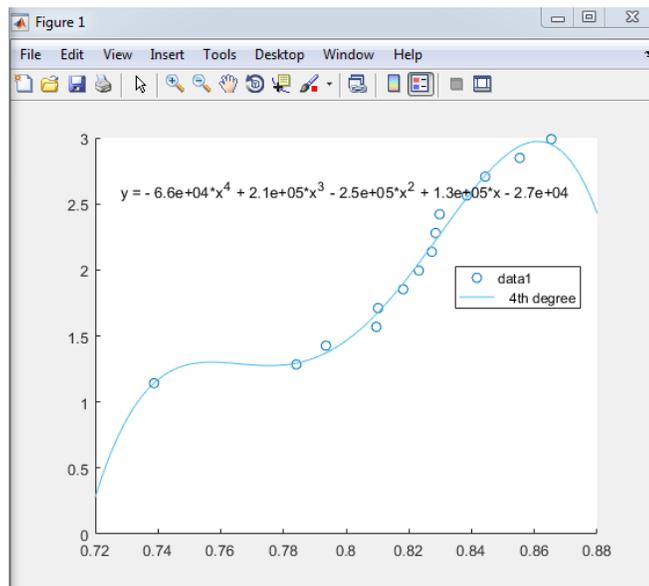
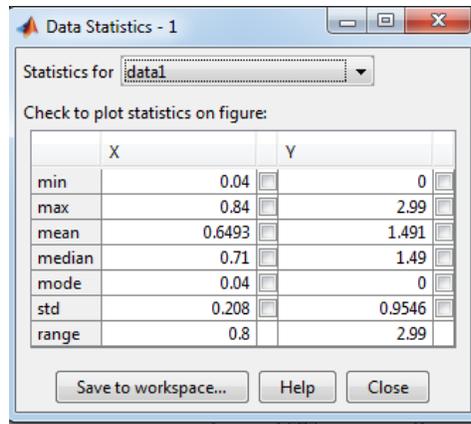
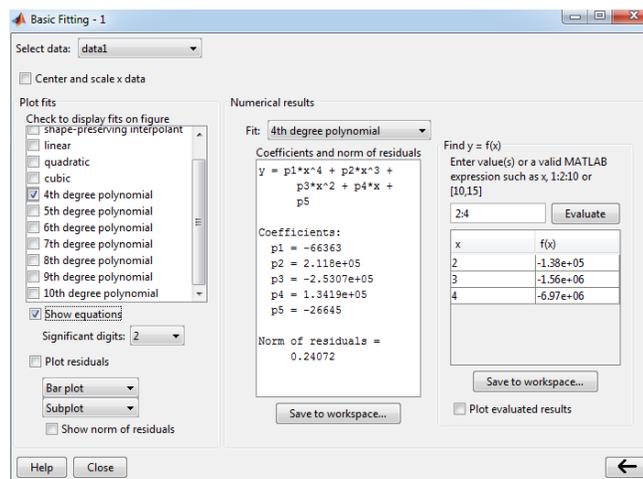


Figure 4.10: Position au sommet de la colline lisse $U_e = 2.98\text{m/s}$



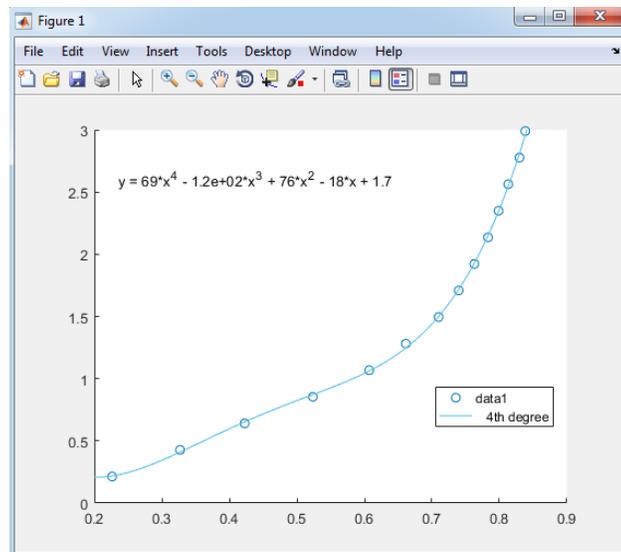
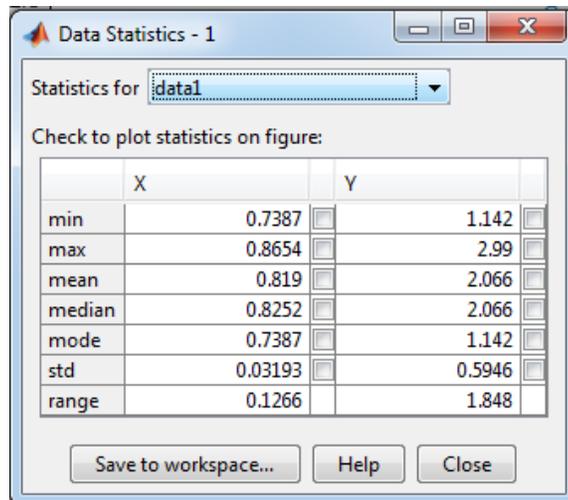
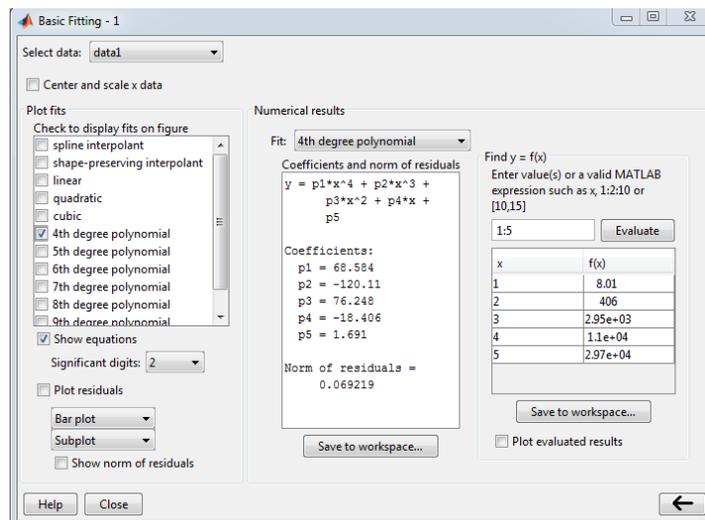


Figure 4.11: Position en amont de la colline rugueuse, $U_e = 2.98\text{m/s}$



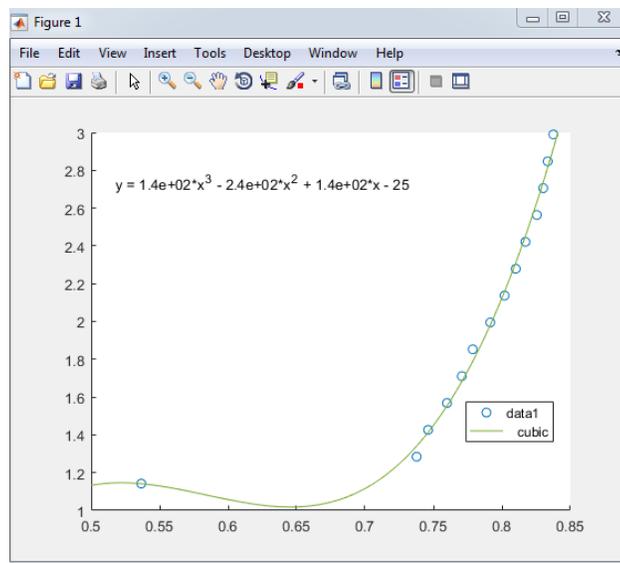
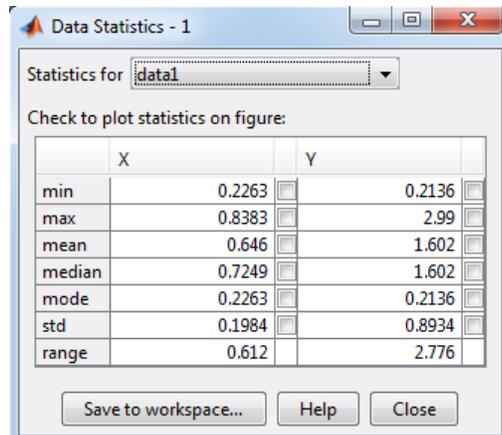
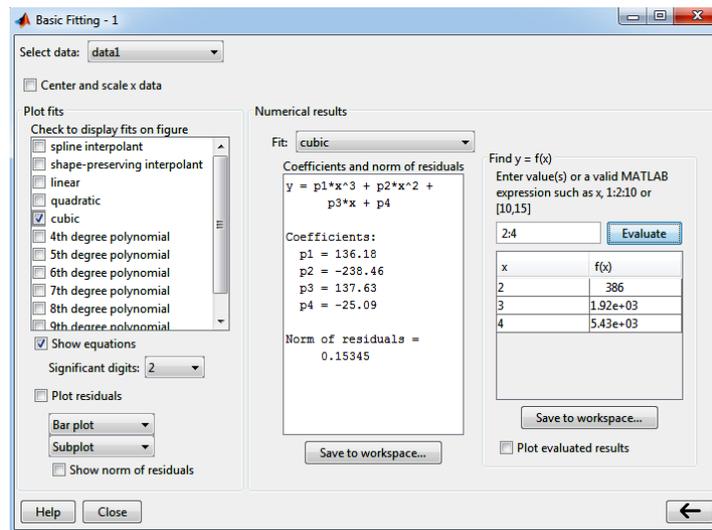


Figure 4.12: Position au sommet de la colline rugueuse, $U_e = 2.98\text{m/s}$



Statistics for `data1`

Check to plot statistics on figure:

	X		Y
min	0.5366	<input type="checkbox"/>	1.142
max	0.8375	<input type="checkbox"/>	2.99
mean	0.7769	<input type="checkbox"/>	2.066
median	0.7967	<input type="checkbox"/>	2.066
mode	0.5366	<input type="checkbox"/>	1.142
std	0.07655	<input type="checkbox"/>	0.5946
range	0.3009	<input type="checkbox"/>	1.848

Save to workspace... Help Close

4.5 Discussion des résultats.

Les caractéristiques des couches limites turbulentes sur la colline dépendent principalement de sa pente, de sa hauteur, des conditions en amont et en particulier de la turbulence de l'écoulement incident (d'approche). La rugosité augmente les effets de la viscosité au voisinage de la paroi ce qui réduit localement la vitesse de l'écoulement et augmente les intensités de turbulence. La pente et la hauteur de la colline font changer la direction des vecteurs de vitesse. Toutes ces perturbations influencent l'évolution verticale de la vitesse. En se basant sur les mesures expérimentales et en les considérant incertaines donc floues en premier lieu, la fuzzification de ces paramètres perturbateurs avait pris en charge ces incertitudes. Cela nous a permis d'estimer les profils de vitesse de l'écoulement dans les différentes situations avec le maximum de précision. Aussi, et dans le but d'avoir un aperçu global sur le phénomène, une analyse à réseaux de neurones artificielle est proposée. A partir de la fonction de transfert créée lors de l'apprentissage du réseau, il est devenu possible de prévoir le comportement de la vitesse à différentes positions par rapport à la colline et à différentes altitudes dans les deux cas de colline lisse et rugueuse.

Théoriquement, les profils de vitesses de l'écoulement turbulent sur une plaque plane peuvent être représentés avec une bonne approximation par une loi puissance de la forme

$$\frac{\bar{u}}{U_e} = \left(\frac{Z}{\delta}\right)^{\frac{1}{n}}$$

n dépend du nombre de Reynolds de l'écoulement. $n = 7$ est une valeur moyenne couramment utilisée. $U_e = 2.98\text{m/s}$, l'épaisseur de la couche limite $\delta=8\text{cm}$ (valeurs expérimentales).

Les figures(4.13, 4.14) représentent les tracés des profils de la vitesse de l'écoulement générés par inférence comparé aux profils de la loi de puissance $1/7^{\text{ème}}$ et aux profils expérimentaux.

Il faut noter qu'au voisinage du sol jusqu'à 2 fois la hauteur de la colline la différence entre les profils est très nette. Cette différence est due principalement à l'effet du blocage de l'écoulement par le pied amont de la colline d'une part, de l'autre part, la loi de puissance $1/7^{\text{ème}}$ n'est pas vraiment représentative de l'écoulement au voisinage de la paroi. La différence est plus significative dans le cas de la colline rugueuse à cause des éléments de rugosité qui ont toujours tendance à atténuer la quantité de mouvement des particules fluides.

L'analyse attentive de ces résultats nous permet de conclure que l'estimation par l'inférence floue et analyse neuronale des caractéristiques de l'écoulement en amont de la colline lisse ou rugueuse demeure acceptable

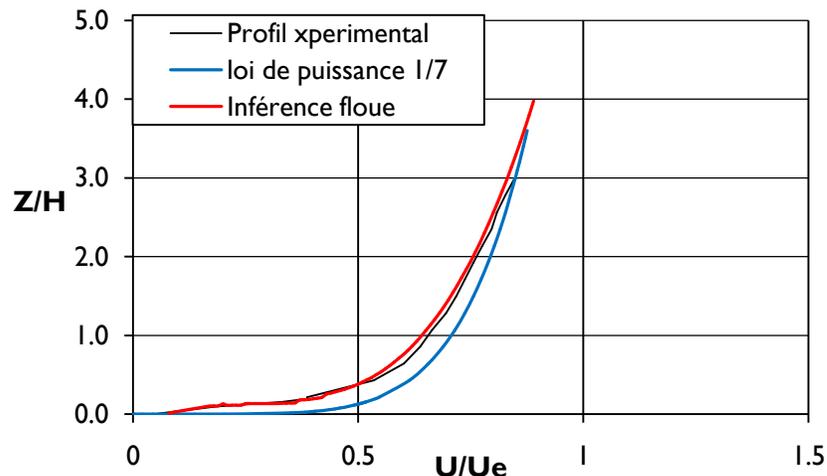


Figure 4.13: Evolution de la vitesse en amont de la colline lisse

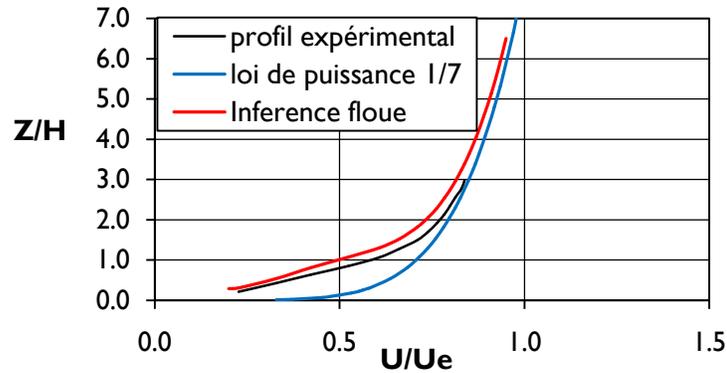


Figure 4.14: Evolution de la vitesse en amont de la colline rugueuse

Un système hybride neuro-fuzzy ou (ANFIS -Artificial neuro fuzzyinference system) est à compléter où les entrées du réseau de neurones seront des entrées floues.

Dans les niveaux supérieurs de la couche limite turbulente, les trois profils se concordent parfaitement. Ce résultat montre que le système de l'inférence floue peut être exploité pour l'estimation de la vitesse optimale de l'écoulement pour l'installation des machines productrices d'énergie éolienne.

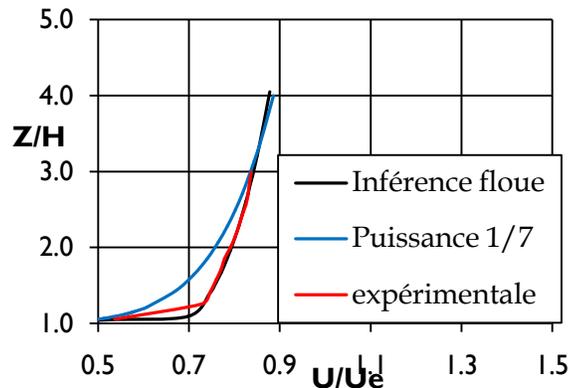


Figure 4.15: Evolution de la vitesse au-dessus de la colline rugueuse

La figure 4.15 représente l'évolution longitudinale de la vitesse de l'écoulement au sommet de la colline normalisée par U_e . Les profils de vitesse déduits de l'inférence floue et des mesures sont superposés et diffèrent de celui de la loi de puissance $1/7^{\text{ème}}$. Cette différence est ressentie dans les niveaux inférieurs de la couche limite au-dessus de la colline. Elle est due principalement au speed up généré par la pente de la colline et aux effets de la rugosité de surface [49].

Chapitre 5

5 Exploration expérimentale

5.1 Comportement de l'écoulement autour d'une colline 2D

D'une façon générale, le modèle du champ de l'écoulement autour d'un obstacle isolé peut être résumé par : une petite région de stagnation de l'écoulement à la base qui dépend de la forme et de la pente exposée au vent, une accélération vers le haut de la pente amont et une région de séparation et de recirculation dans la partie aval. A l'approche d'un obstacle, la pression de l'écoulement augmente légèrement en raison du gradient de pression positif, ou de l'effet de stagnation. Conjointement, la vitesse de l'écoulement et par la suite la vitesse de frottement seront réduites à la base. En remontant la pente, l'écoulement s'accélère près de la surface. La force de frottement augmente alors le long de la pente surtout dans la moitié supérieure [124, 125]. Au-delà du sommet, une recirculation se produit, ce qui entraînerait une baisse de la force de frottement.

La ligne du sommet de la colline marque la séparation de l'écoulement. En aval, une zone de recirculation se produit. Sa configuration, directement liée à la géométrie de l'obstacle, peut être complexe et tridimensionnelle. Cette recirculation est souvent caractérisée par une structure tourbillonnaire dans laquelle l'écoulement se trouve redirigé vers la pente descendante et sa vitesse devient négative. Pour une géométrie d'obstacle bidimensionnelle, cette structure est une boucle de recirculation du fluide (Figure 5.1)

Une région de sillage est alors formée, elle s'étend à partir de la zone de séparation et s'amplifie en aval au fur et à mesure que l'énergie turbulente se dissipe. La turbulence dans cette région est moins organisée et peut se composer de trois types de mouvements

turbulents. D'abord, de petits tourbillons irréguliers, dont les axes sont alignés transversalement à l'écoulement, pouvant s'amplifier juste derrière le sommet vers l'aval le long de la frontière de la zone de séparation [126]. En second lieu, des tourbillons de sillage peuvent se développer dans la zone de sillage, créant une zone de turbulence relativement élevée [127]. Troisièmement, des tourbillons hélicoïdaux se forment parallèlement à l'écoulement dans le cas d'obstacles à forte pente. A une certaine distance caractéristique, l'écoulement recolle à la surface et une couche limite commence à se reconstruire [128]. Diverses études ont montré que les modèles d'écoulements dans la partie aval et la longueur de la distance de ré-attachement dépendent en grande partie de la vitesse, de la taille et de la géométrie de l'obstacle.

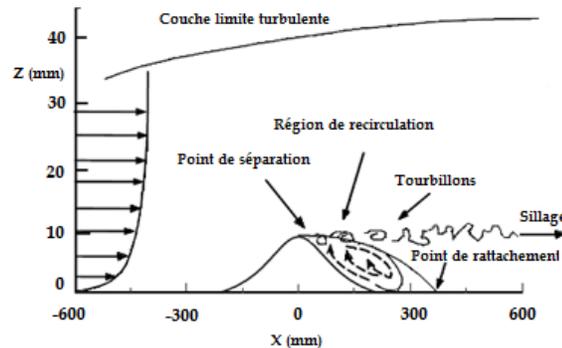


Figure 5.1: Modèle de l'écoulement au-dessus d'une colline

Des études de comparaison des écoulements turbulents au-dessus des collines bidimensionnelles existent dans la littérature et nous nous référons en premier à celle de Zegadi et al [61]. Des travaux plus récents ont été effectués par Ohba et al [129] où les expériences ont été menées dans une soufflerie avec une colline tridimensionnelle isolée dans des conditions neutres, stables et instables. Les résultats expérimentaux ont été comparés avec Direct Numerical Simulation dans le cas neutre. Leurs objectifs étaient liés à la dispersion des polluants sur un terrain complexe. Pour les conditions neutres, ils ont présenté les profils de champ de vitesse tout le long d'un plan vertical aligné avec l'axe longitudinal de la soufflerie et passant par le sommet de la colline. Aucune zone de recirculation n'a été notée pour le régime choisi $Re = 5000$ basée sur la hauteur de la colline H . Le rapport de forme R est égal à 2 et l'épaisseur de couche limite δ était environ $3H$ au point

d'abscisse $5H$ en amont du sommet de la colline. Le sommet de la colline était trop plat et ne permet pas de générer une recirculation.

Par la suite, Cao et Tamura [5, 6] par leurs expériences dans une soufflerie, ont pu caractériser l'écoulement de couche limite sur des collines bidimensionnelles et ont testé l'effet de certains types de rugosité sur les caractéristiques moyennes et turbulentes. Au départ ils ont comparé l'écoulement lisse avec le rugueux puis ont travaillé sur changement brusque de l'effet de rugosité du sol de la colline. Pour générer des écoulements rugueux ils ont placé sur le sol des petits cubes carrés de hauteur h avec $H/h=9$. Cette disposition est caractérisée par le coefficient de l'aire frontale $\lambda_f = 0,041$ qui représente le rapport entre la surface frontale totale des éléments de rugosité par rapport à la surface globale sur laquelle sont répartis. La colline était d'une forme cos au carrée avec un rapport de forme égal à 1. Les principales conclusions qui ont été tirées est que la longueur de la zone de recirculation augmente avec la diminution du rapport de forme. La présence d'éléments de rugosité (qui est caractérisée par le paramètre λ_f) semble augmenter la longueur de la zone de recirculation tout en diminuant le paramètre frontal λ_f . Un troisième paramètre est le nombre de Reynolds, son accroissement diminue l'influence de la longueur de la zone de recirculation.

Bien que les investigations citées ci-dessus (ou quelques autres non citées ici) ont révélé des informations considérables sur ce type de configuration d'écoulement, il y'a encore peu de travaux qui associent le transport des polluants et particules solides avec la rugosité au-dessus des collines.

Dans notre travail, nous ne considérons que l'étude de l'écoulement au-dessus des collines gaussiennes sans tenir compte du transport de particules solides.

Une description du travail expérimental est donnée suivie d'une caractérisation du champ de vitesse et une comparaison détaillée entre les cas lisses et rugueuses sur une colline unique et sur des collines successives. Ensuite, une étude des caractéristiques fluctuantes sera faite en donnant une description détaillée de l'effet des différentes configurations de collines sur l'écoulement qui sera valable pour les modélisateurs qui tentent de prédire les phénomènes liés à la dispersion des polluants et à l'érosion des sols pour lutter contre la désertification.

5.2 Procédure expérimentale

Le champ d'écoulement de cette étude est une couche limite turbulente sur une plaque plane débouchant sur une colline gaussienne bidimensionnelle de hauteur $H=1\text{cm}$, fixée sur la paroi et orientée perpendiculairement à la direction d'écoulement moyen. Pour initialiser et stabiliser la transition laminaire-turbulent de la couche limite, un papier de verre et une tige ronde de 5mm de

diamètre ont été attachés à la plaque plane à environ 2 cm en aval du bord d'attaque. Une source de fumée d'encens nécessaire pour l'ensemencement de l'écoulement est placée en amont de la chambre de tranquillisation.

Afin de réaliser les mesures nous avons utilisé deux lasers YAG 150 mJ synchronisés pour l'éclairage d'écoulement. Ils fournissent de l'énergie par impulsion à une fréquence de recharge de 4 Hz qui est égale à celle de l'acquisition de l'image. Le dispositif optique a été décrit précédemment Vinçont et al. [98]. Dans ce travail, nous avons utilisé une seule caméra CCD (PCO 4000), pour la capture d'images.

L'ensemencement de l'écoulement est obtenu par la fumée d'encens qui a été injectée partout à l'entrée de la chambre d'homogénéisation de la soufflerie. Les particules d'encens utilisées ont un diamètre compris entre de 0,1 à 3,0 μm . Dans nos calculs nous avons pris un diamètre moyen d'environ 0,9 μm et un écart-type d'environ 0,5 μm . Pour la gamme des nombres de Reynolds choisie dans cette étude, les particules d'encens de cette taille suivent parfaitement l'écoulement. Les détails de l'utilisation de ces particules pour les mesures de PIV sont donnés dans Vinçont et al. [98].

Nous avons effectué des séries de mesures préliminaires afin de valider et vérifier les caractéristiques de la couche limite turbulente sur plaque plane lisse utilisée comme écoulement incident sur la colline. Ces mesures ont eu lieu après la mise au point des différents éléments de la soufflerie aérodynamique. Il a donc été procédé à des séries de mesures, en l'absence d'obstacle, dans la couche limite turbulente à l'aide de la technique optique (PIV) et à des comparaisons avec des résultats de la littérature.

Une autre série de mesures a été réalisée sur un plan rugueux fixé sur la paroi de la veine d'essai de la soufflerie. Ce plan est utilisé dans le but de simuler la rugosité naturelle des déserts de sable (figure 5.2). La taille des grains et leur disposition doivent obéir aux conditions de simulation.



Figure 5.2: Echantillon d'un sol rugueux obtenu par collage de particules solides

Dans ces expériences la vitesse moyenne U_e , dans la partie extérieure à la couche limite, varie de 1m/s à 12m/s

5.3 Validation de la couche limite

Afin de valider la couche limite, des essais préliminaires ont été réalisés sur paroi lisse avec une vitesse moyenne de l'écoulement externe U_e fixée à 2, 3 m/s. Cette mesure est faite à l'aide d'un tube Pitot. Une couche limite a été développée et son épaisseur (δ) à $U(\delta) = 99\%U_e$ a atteint 7 cm à la position définie par l'abscisse $x=2,55m$ à partir du bord d'attaque. Cet endroit est choisi pour positionner ultérieurement la colline et sera pris comme origine des mesures. Le choix de la vitesse 2.3m/s a pour but de reproduire la couche limite obtenu dans une étude antécédente réalisée dans la même soufflerie par Vinçont et al [98]. L'épaisseur de quantité de mouvement à cet endroit $\theta \approx 6,4$ mm est déterminée par la formule de Schlichting:

$$\frac{\theta}{x} = \frac{0.036}{Re_x^{1/5}} \quad 5.1$$

Où $Re_x = U_e x / \nu$ est le nombre de Reynolds calculé à la position x pour un site lisse. Le nombre de Reynolds bâti sur l'épaisseur de quantité de mouvement, $\theta \approx 6,4$ mm, vaut $Re_\theta \approx 980$.

Plusieurs méthodes sont mises au point pour déterminer La vitesse de frottement sur une paroi lisse. Parmi ces méthodes nous utilisons celle de Ching et al[130] qui est basé sur la loi de puissance classique de la forme $U^+ = Cz^{+\gamma}$. ils ont formulé une loi de puissance de la forme [131]:

$$\frac{u_f}{U_e} = \frac{1}{\exp[3/(2\alpha_\delta)]} \left(\frac{\exp[3/(2\alpha_\delta)]}{C_\delta} \right)^{1/(1+\alpha_\delta)} \quad 5.2$$

Où : $C_\delta = (\sqrt{3} + 5\alpha_\delta)/2\alpha_\delta$ et $\alpha_\delta = 3/2 \ln(Re_\delta)$

δ est l'épaisseur de couche limite à $U=99\%U_e$. $Re_\delta = \delta U_e / \nu$ est le nombre de Reynolds bâti sur l'épaisseur de la couche limite δ et la vitesse de l'écoulement externe :

La vitesse de frottement estimée par cette méthode vaut $u_f = 0.1077$ m/s. Cette valeur est très proche de celle trouvée par Vinçont et al.[98] ($u_f = 0.106$ m/s) si on admet que les conditions expérimentales sont identiques.

5.4 Caractéristiques de la couche limitesans obstacle

5.4.1 Cas lisse

Afin de caractériser notre écoulement de couche limite sur plaque plane lisse sans colline nous avons réalisé une autre série de mesure par PIV pour 3 régimes différents. Ces régimes sont caractérisés par les vitesses d'écoulement externe suivantes $U_e = 2,98$ m/s, $7,92$ m/s et $11,2$ m/s. Le plan de mesure selon l'ouverture de la caméra, est un carré de dimension $4\text{cm} \times 4\text{cm}$, son milieu est positionné à l'abscisse $x=200\text{cm}$ à partir du point de déclenchement de la couche limite. Toutes les mesures sont prises dans le plan situé sur l'axe central de la veine d'essai. Les caractéristiques de la couche limite en lisse sont détaillées dans le tableau 5. 1.

U_e (m/s)	δ (cm)	δ^* (mm)	θ (mm)	H^*	Re_H	Re_θ	u_f (m/s)
2,98	7	8	6,2	1,29	1970	1180	0,113
7.92	6.5	6,6	5,1	1,29	5077	2580	0,236
11,20	5,5	6	4,6	1,29	7179	3400	0,380

Tableau 5.1: Caractéristiques de l'écoulement à l'endroit ($x=200\text{cm}$) après le début de la couche limite en régime lisse.

Comme dans la campagne précédente, les vitesses de frottement, u_f ont été estimés par la méthode de Ching et al [130]. Elles sont en accord avec celles trouvées dans la littérature [132] comparativement aux vitesses externes choisies. Le rapport de forme $H^* = \delta^*/\theta = 1.29$ indique que la couche limite est turbulente. δ^* est l'épaisseur de déplacement.

Les profils verticaux de vitesse des trois régimes choisis à la position 200cm obtenus de cette campagne de mesure sont représentés sur la figure 5.3. Il faut noter que les trois profils sont presque similaires au profil logarithmique théorique défini par

$$U^+ = \frac{1}{k} \ln(Z^+) + A \quad 5.2$$

Où $U^+ = U/u_f$, $Z^+ = Zu_f/\nu$ et $A=5,5$. U représente la vitesse moyenne à une distance Z normale à la paroi. $\nu = 1.6 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ viscosité de l'air dans les conditions expérimentales, $\kappa=0.41$ constante de Von Karman.

En proche paroi les mesures ont été affectées par l'effet de la réflexion causé par le mur latéral de la soufflerie. Ceci est traduit par le manque d'information dans l'intervalle $0 \leq Z^+ \leq 10$. Dans l'intervalle $30 \leq Z^+ \leq 300$ les profils sont logarithmiques. Globalement, les trois profils de vitesse issue de la mesure PIV sont en bonne concordance avec la courbe de Spalding [100].

L'utilisation de la PIV avec les nouveaux moyens technologiques nous a permis de s'approcher à 10 hauteurs de parois Z^+ bien que la majorité des études liées à la couche limite en lisse ou en rugueux, n'ont pas pu descendre en dessous de $Z^+=80$.

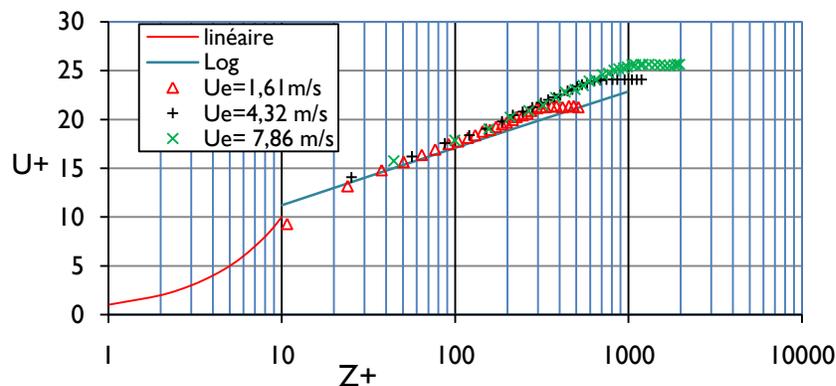


Figure 5.3: profils de couche limite en lisse pour 3 régimes

5.4.2 Cas Rugueux

La caractérisation de la couche limite sur une paroi rugueuse est obtenue à l'aide de la mesure par PIV. Comme dans le cas lisse le plan de mesure est pris à 255cm à partir du bord d'attaque. La paroi rugueuse est obtenue par un collage le plus dense possible de particules solides de taille qui varie de $170 \mu\text{m}$ à $250 \mu\text{m}$ dont la valeur moyenne prise est d'environ $200 \mu\text{m}$. La hauteur moyenne du plan rugueux après séchage de la colle est de l'ordre de 0.45mm . L'inconvénient de cette technique de collage est le détachement des grains durant les essais. Un traitement numérique préliminaire était nécessaire pour éliminer les effets de ces grains.

Afin de donner plus d'ampleurs aux effets du nombre de Reynolds et de l'état de surface, nous avons réalisé nos mesures avec une gamme de vitesses d'écoulement identique à celle utilisée dans le cas lisse ($U_e = 2.98\text{m/s}$, $U_e = 7.92\text{ m/s}$ et $U_e = 11.2\text{m/s}$) et qui sont très proches de celles utilisées par Vinçont et al [98].

Après traitement par le logiciel FlowMaster de la Vision nous avons obtenu les profils de vitesse nécessaire pour la caractérisation de l'écoulement.

5.4.2.1 Grandeurs moyennes

Les profils verticaux de la composante de vitesse moyenne longitudinale $U(z)$ obtenus en amont de la colline, sont adimensionnés par la vitesse de l'écoulement U_e considérée dans chaque régime (figure 5.4).

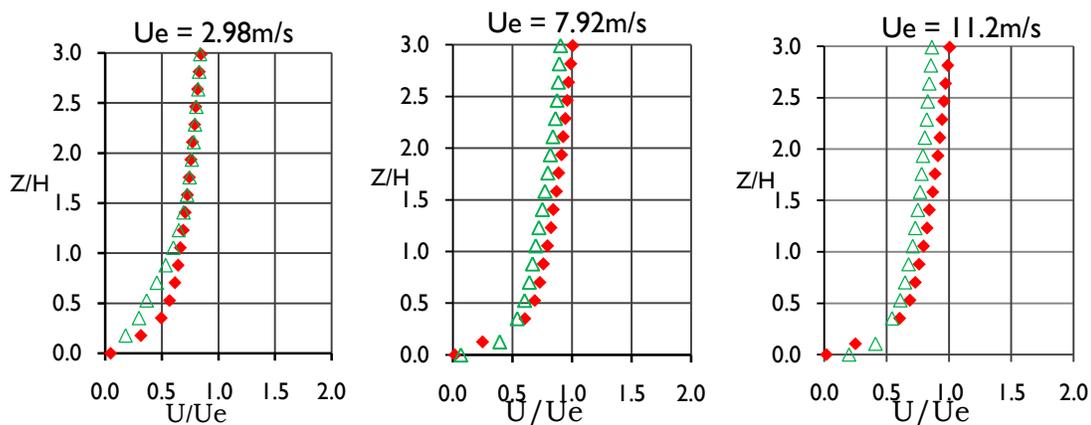


Figure 5.4: Evolution verticale de la vitesse longitudinale

◆ = Paroi lisse, △ = Paroi rugueuse

Pour le cas lisse comme pour le rugueux, La figure 5.4, montre que l'allure des profils est identique dans les différents régimes d'écoulement. L'effet de l'état de surface n'apparaît qu'au voisinage de la paroi. Cet effet est traduit par la diminution de la vitesse de l'écoulement dans les niveaux inférieurs de la couche limite sur la surface rugueuse.

Estimation de la vitesse de frottement

Dans la littérature la vitesse de frottement sur un plan rugueux peut être estimée par deux méthodes. La première est celle du maximum, utilisée par Rotach[133],

Nezu&Sanjou[134] et Poggi et al. [135]. Elle consiste à définir la vitesse de frottement à partir de la valeur maximale des tensions de Reynolds doublement moyennée :

$$u_f^{(max)} = \sqrt{-\langle \overline{u'w'} \rangle_{max}} \quad (5.5)$$

La seconde méthode utilisée est celle de l'extrapolation, employée par Castro[136] ou Frenzen& Vogel [137]. Elle consiste à définir la vitesse de frottement à partir de la valeur extrapolée de la partie linéaire du cisaillement en $z = d$:

$$u_f^{(d)} = \sqrt{ad + b} \text{ avec } az + b = -\langle \overline{u'w'} \rangle \Big|_{z>h} \quad (5.6)$$

Cette méthode est une transposition de la théorie sur les écoulements sur sol lisse à ceux sur sol rugueux. En effet, dans le cas lisse, le cisaillement croît linéairement à mesure que l'on s'approche de la paroi et devient maximal en $z = 0$. Dans le cas des parois rugueuses, on part du principe que le niveau lisse virtuel équivalent se situe en $z = d$. À travers cette méthode, on extrapole simplement le comportement linéaire du cisaillement jusqu'au niveau virtuel.

Cas rugueux	2.98m/s	7.92m/s	11.2m/s
u_f	0.142	0.422	0.594
Re_H	1967	5280	7347
Re_θ	1350	3450	4580
U_e (m/s)	2.98	7.92	11.20
Z_d (μm)	195	195	195
Z_0 (μm)	8.2	8.2	8.2
δ (cm)	7	7	7

Tableau 5.2: Caractéristiques de l'écoulement à l'endroit $x=255\text{cm}$ après le début de la couche limite en régime rugueux.

Les valeurs de la vitesse extérieure de l'écoulement et leurs vitesses de frottement équivalentes u_f obtenues via la deuxième méthode ainsi que les autres caractéristiques de la couche limite pour le rugueux sans la colline sont détaillées dans le tableau II. Comme dans le cas lisse les nombres de Reynolds, Re_H et Re_θ sont respectivement basés sur la

hauteur H de la colline qui va être considérée dans cette étude, l'épaisseur de quantité de mouvement θ et la vitesse de l'écoulement externe U_e .

Les profils déterminés sont comparés au profil théorique logarithmique, défini par la loi de paroi. Les vitesses de frottement u_f , et la longueur de rugosité z_0 , ont été estimés avec un ajustement adéquat par des profils de vitesse moyenne dans la région logarithmique. Les profils verticaux de la composante longitudinale de la vitesse moyenne expérimentalement sont représentés par :

$$\bar{U}(z) = \frac{u_f}{k} \ln\left(\frac{z-d}{z_0}\right) \quad (5.3)$$

Pour tous les régimes choisis et au-delà de $Z^+ = 40$, figure 5.5, nous acceptons l'existence d'une zone logarithmique suivant la loi de paroi classique définie par l'équation 5.3. La caractérisation de la sous couche visqueuse reste très délicate.

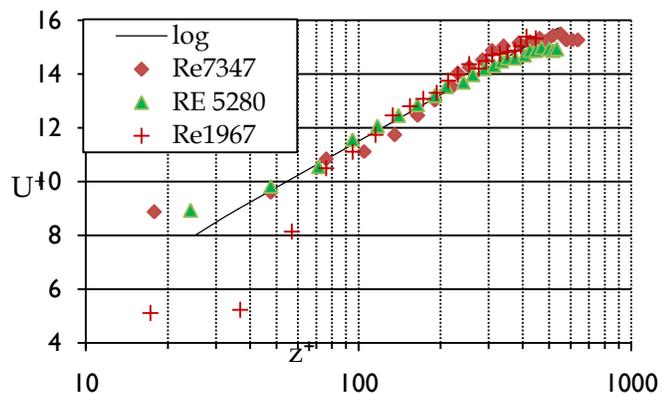


Figure 5.5: Vitesses moyenne cas rugueux, pour les 3 régimes et la loi log

Cette difficulté est causée par des réflexions supplémentaires introduites par les particules solides collées au sol et qui perturbent la mesure.

Les vitesses de frottements déterminées sont cohérentes à celles déterminées pour d'autres expériences de couche limite sur plaque plane rugueuse.

Il est intéressant de noter qu'il existe une zone à partir de laquelle la loi n'est plus logarithmique. Cette constatation a été faite par Raupach et al. [138] ou plus récemment par Cheng et Castro [139] quand ils montrent l'existence d'une zone interne aux éléments constituant la rugosité survolée par une sous couche dite rugueuse. Cette dernière est une zone de mélange des sillages des éléments de rugosité rencontrés par l'écoulement. Les

recherches sont actuellement très actives pour trouver une loi paramétrique à cette zone qui est très importante pour l'étude dynamique l'envol et le rebondissement des particules de sable dans le désert.

5.4.2.2 Grandeurs turbulentes

Le profil des valeurs RMS de la fluctuation de vitesse longitudinale et transversale, issues des mesures par VIP sont normalisés par les paramètres internes de la couche limite, et sont comparés (Figure 5.6) avec ceux des simulations numériques directes de Spalart[99] pour $Re_\theta = 670$ et 1410 .

Entre la région de proche paroi $z^+ = 10$ et $z^+ = 200$, les profils de la fluctuation de vitesse longitudinale et transversale en lisse, coïncident parfaitement avec ceux de Spalart. Au-delà de cet intervalle il y a une surestimation des valeurs de u'^+ et v'^+ , ceci est probablement due à la légère différence entre les nombres de Reynolds (Re_θ) pris en compte.

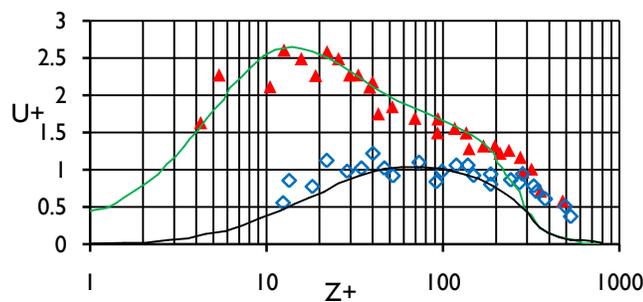


Figure 5.6: Ecart-types des fluctuations de vitesse longitudinale et transversale lisse

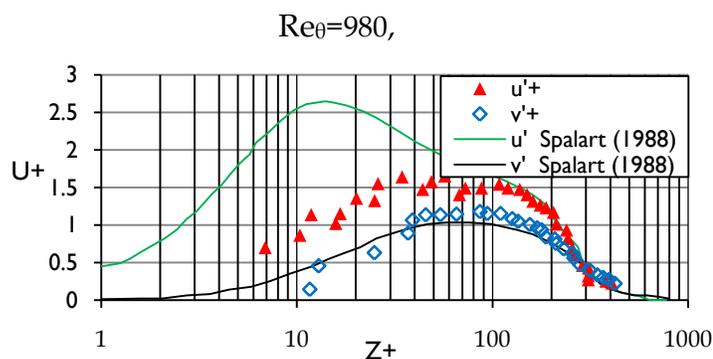


Figure 5.7: Ecart-types des fluctuations de vitesse longitudinale et transversale en rugueux

$Re_\theta = 1400$

Dans le cas rugueux, la comparaison est juste faite pour voir l'allure des profils des fluctuations de vitesse de u'^+ et v'^+ , par rapport aux résultats en lisse de Spalart [99].

Globalement nous constatons une bonne concordance dans les deux profils sauf que les valeurs de u'^+ sont très faibles par rapport au lisse (Figure 5.7).

5.5 Effets de la rugosité de parois

La rugosité n'est pas une question d'aspect de surface, mais une propriété liée à la dynamique de l'écoulement. Elle traduit l'intensité du frottement généré à la paroi.

L'influence de la rugosité sur la structure de la couche limite turbulente a été étudiée de façon intensive depuis la moitié du XIXème siècle, mais ces écoulements restent parmi les phénomènes les moins bien compris de la physique classique. L'un des plus importants travaux expérimentaux sur le sujet est celui de Nikuradse en 1933 [82]. Il a exploré des écoulements turbulents dans des conduites de section circulaire dont la surface est couverte de grains de sable collés de façon à être aussi proches que possible les uns des autres. Ces éléments rugueux augmentent la contrainte de cisaillement du fluide, parce qu'ils agissent comme des générateurs de vortex artificiels qui affectent le mouvement turbulent en proche paroi. Ainsi, il a établi la théorie sur la rugosité grains de sable, rugosité dite de référence notée k_s . Il a défini trois types de régime d'écoulement turbulent qui dépendent de la valeur de la hauteur de rugosité de sable adimensionnée par les variables internes de paroi, $k_s^+ = k_s u_f / \nu$ qui va traduire l'effet des rugosités sur l'écoulement

L'effet de la présence d'une rugosité pariétale est de diminuer la vitesse moyenne de l'écoulement par l'augmentation du coefficient de frottement. Nikuradse[82]a montré que seule la structure interne de la couche limite est modifiée lors d'un écoulement turbulent sur plaque rugueuse sans gradient de pression. En présence de rugosités, la loi logarithmique de paroi s'écrit :

$$U^+ = \frac{1}{k} \ln(z^+) + B - \Delta U^+, k = 0, 41 \quad (5.4)$$

Où $B=5$ est la constante en régime hydrauliquement lisse. Sa valeur, déterminée expérimentalement, varie selon les références de 5 à 5.5 [132, 134, 140]. Le décalage ΔU^+ est une fonction de la hauteur réduite k_s^+ .

$$\Delta U^+ = \frac{1}{k} \ln(k_s^+) + A$$

5.5.1 Détermination du décalage ΔU^+

Les expériences ont été réalisées en faisant varier la vitesse d'écoulement extérieur qui à son tour varie la vitesse de frottement. Le nombre de Reynolds rugueux utilisé dans les expériences est de l'ordre de ($4 < k_s^+ < 20$). Les profils de vitesse sont représentés dans la figure (5. 6). La vitesse moyenne et la distance verticale sont normalisées respectivement, par la vitesse de frottement et avec une échelle de longueur intérieure ν/u_τ ($\nu = 15 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$). Il est connu que l'augmentation de la rugosité, va augmenter la vitesse de frottement et la distance verticale normalisée.

Les profils de vitesses moyennes pour les couches limites sur paroi rugueuse sont illustrés dans les Figures (5.8 - 5.10). Le décalage vers le bas dans la zone logarithmique est appelé fonctionrugosité, $\Delta U^+(k_s^+)$. Les profils de vitesses ont une forme similaire. Dans la présente étude, nous observons une région du graphe où la pente tracée correspond parfaitement à $1/\kappa$ donc l'existence d'une loi logarithmique du profil de vitesse.

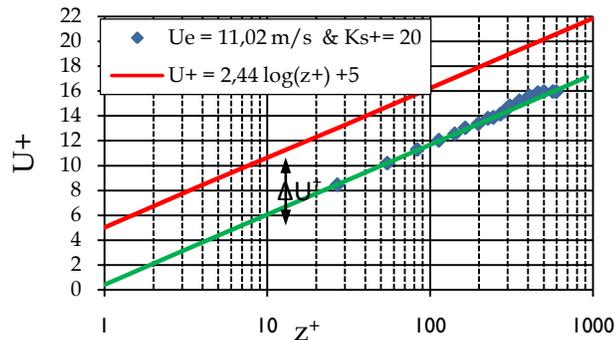


Figure 5.8: Profil de vitesse adimensionnée U^+ , $K_s^+=20$

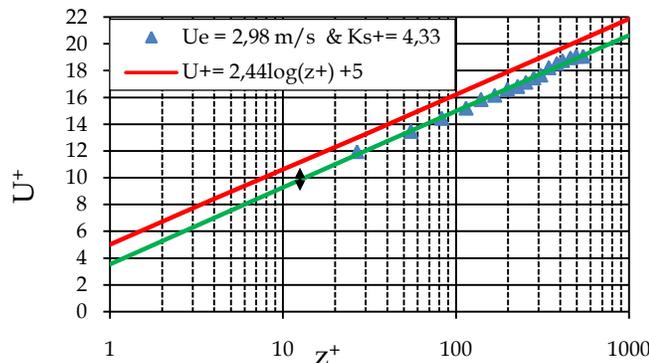


Figure 5.9: Profil de vitesse adimensionnelle U^+ , $K_s^+=4.33$

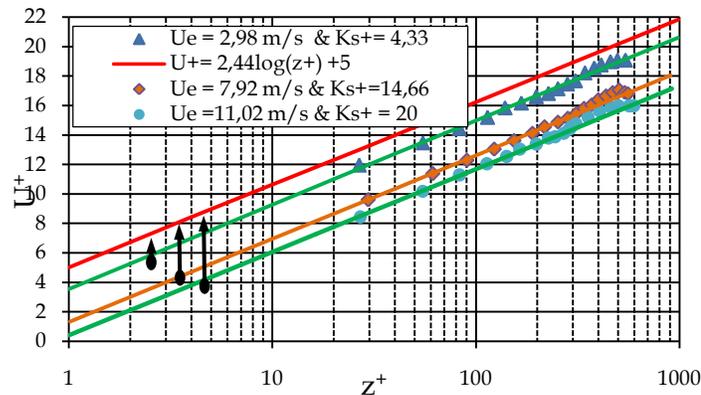


Figure 5.10: Profil de vitesse adimensionnelle U^+ pour les trois nombres de Reynolds

Dans la Figure (5. 6c), nous remarquons que pour le profil de $k_s^+ = 20$, le terme de déficit est plus grand par rapport à $k_s^+ = 14.66$ et $k_s^+ = 4.33$ cela est dû au changement du nombre de Reynolds turbulent .Les lignes vertes sont tracées pour indiquer l'existence de la loi logarithmique usuelle qui est en bon accord avec la littérature, comme dans les travaux de Schultz & Flack[141, 142].

5.5.2 Estimation de la constante A

Les valeurs de A présentées dans le tableau (5. 3) sont importantes pour évaluer le rôle de l'état de surface sur le profil de vitesse dans la couche limite. Traditionnellement, les valeurs proposées dans la littérature sont $\kappa=0.41$ et $A=5.0$ pour une surface lisse. Expérimentalement, les données pour les sections de mesure rugueuses permettent de caractériser le déficit de vitesse ΔU^+ en fonction de l'état de surface et du nombre de Reynolds turbulent. Physiquement, cette constante traduit la déstabilisation, voire la disparition de la sous couche visqueuse lorsque le nombre de Reynolds turbulent augmente. La présente étude met en évidence les effets distincts de l'augmentation du nombre de Reynolds turbulent et de l'augmentation de la rugosité.

k_s^+	4.66	14.33	20
A	3.67	1.34	0.48
ΔU^+	1.33	3.66	4.52

Tableau 5.3: Les valeurs de ΔU^+ , A, k_s^+

Une représentation de ΔU^+ en tant qu'une fonction du nombre de Reynolds turbulent k_s^+ , pour une large gamme de surfaces, Flack et Schultz[143] indiquent trois régimes distincts. Lorsque le nombre de Reynolds turbulent, k_s^+ est faible, l'écoulement est hydrauliquement lisse ($\Delta U^+ = 0$). Dans ce cas, les perturbations générées par les éléments de rugosité sont complètement amorties par la viscosité du fluide, aucune traînée de friction supplémentaire n'est créée. Comme k_s^+ augmente, l'écoulement commence à montrer les effets de la rugosité et devient transitoirement rugueux. Dans le régime transitoire, la viscosité n'est plus en mesure d'amortir les tourbillons turbulents créés par les éléments de rugosité et glisser sur la forme des éléments, ainsi que le frottement visqueux, contribue à l'ensemble du frottement superficiel. Comme k_s^+ augmente encore, la fonction de la rugosité atteint une asymptote linéaire Figure (5. 11). Cette région asymptotique aux grandes valeurs de k_s^+ est appelé le régime pleinement rugueux.

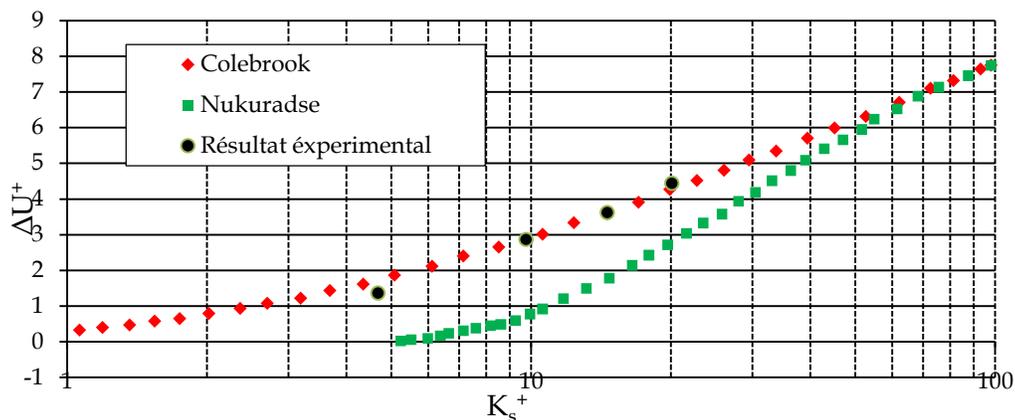


Figure 5.11: La fonction de rugosité en fonction du nombre de Reynolds rugueux

Colebrook est le premier à démontrer dans une étude, l'irrégularité de la rugosité de surface dans les tuyaux, résultant du processus de fabrication.

Un certain nombre de questions demeurent inexplicables concernant le sujet de la relation entre le nombre de Reynolds turbulent et la fonction de rugosité sur une surface rugueuse générique. La valeur dek_s^+ , lorsque la rugosité de surface cesse d'être hydrauliquement lisse, a été montrée (définie) pour être une fonction du type de rugosité. D'autre part, la forme de la fonction de rugosité du régime transitoire varie selon le type rugosité et n'est pas connu pour la plupart des surfaces. Par exemple, certains types de

rugosité produisent des fonctions de rugosité monotone, alors que d'autres montrent un comportement flexionnel. En outre, la valeur de k_s^+ qui définit le début du régime pleinement rugueux est inconnue pour la plupart des types de rugosité.

Le régime transitoire a été précédemment défini comme étant ($5 < k_s^+ < 70$), en se basant sur les résultats de Nikuradse obtenus pour des surfaces de grains de sables uniformes. Cependant, une variété de gamme de valeurs a été rapportée dans la littérature pour d'autres types de rugosité. Ligrani & Moffat [144] signalent que le régime transitoire est ($15 < k_s^+ < 50$) pour un lit de sphères serrées. Shockling, et al. [145] indiquent que ($3,5 < k_s^+ < 30$) pour une rugosité dans des conduites polies, Schultz & Flack [146] notent une plage allant de ($2,5 < k_s^+ < 25$) pour une surface similaire, créée par rayures superficielles. Langelandsvik, et al. [147] indiquent que la plage du régime transitoire varie de $1,4 < k_s^+ < 18$ pour un tube en acier commercial.

Les résultats obtenus confrontés à ceux des travaux de Nikuradse [82] ainsi de Colebrook [148] sont représentés sur la figure (5.12). Une première constatation nous permet de conclure que nos résultats dans l'intervalle ($1 < k_s^+ < 20$), se rapprochent de ceux de Colebrook. La variation du déficit en fonction du nombre de Reynolds rugueux évolue selon la relation suivante :

$$\Delta U^+ = \frac{1}{k} \ln(0,21 k_s^+) + 0,42 \quad (5.7)$$

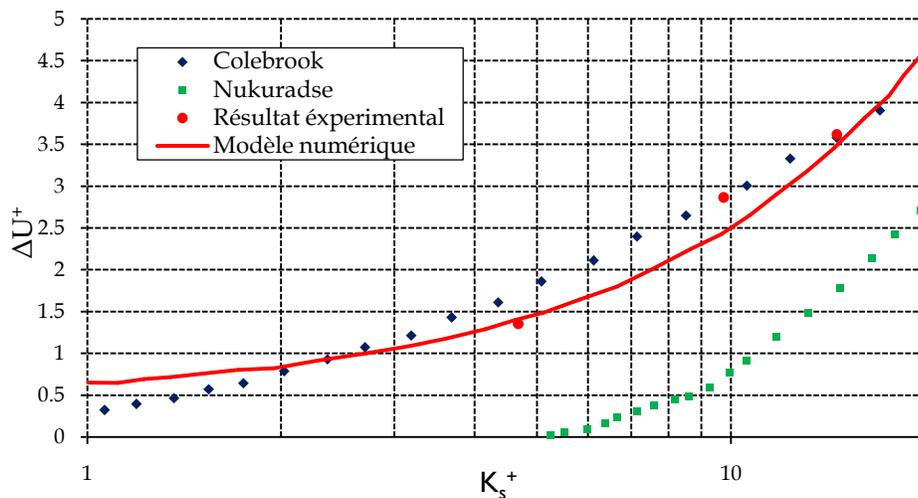


Figure 5.12: Le model proposé dans l'intervalle $1 < k_s^+ < 20$

5.6 Ecoulement en présence de l'obstacle

L'obstacle installé à 2,55m après le déclenchement de la couche limite, est une colline gaussienne bidimensionnelle (figure 5.13), sa forme est donnée par la relation suivante (x en mm)

$$x = H * e^{-\left(7 \frac{z}{10}\right)^2} \quad (5.8)$$

Sa hauteur $H= 10\text{mm}$. Le rapport entre la hauteur de l'obstacle H et l'épaisseur de la couche limite δ au niveau de l'emplacement de la colline est égale à $1/7$. La colline a un facteur de forme égal 50 et s'étend sur toute la largeur de la section de la veine d'essai de la soufflerie. La position du sommet de la colline est prise comme origine de mesure ($x=0$).

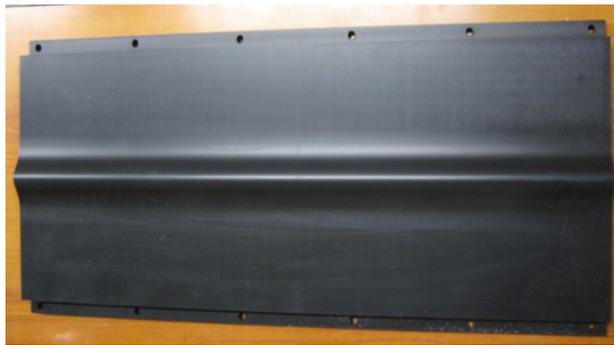


Figure 5.13: maquette de la colline en PVC.

Le choix de la forme gaussienne est sa taille nous permet de se rapprocher, d'une part des travaux de Jackson et Hunt[1] et d'autre part, de maintenir une correspondance géométrique avec l'expérience menée dans la même soufflerie par Vinçont et al[98] sur un obstacle de section carré.

L'effet d'une multitude d'obstacles sur l'écoulement de couche limite est mis en évidence en installant une seconde colline similaire qui s'éloigne de $(3H)$ de la première puis nous l'avons repoussé jusqu'à $8H$. Les mesures réalisées sur ces configurations ont été prise aussi sur deux états de surface (lisse et rugueux) et pour les trois régimes qui ont été choisi dans le cas d'une seule colline.

Dans ces séries de mesures les images ont été prises en présence de particules d'encens pour les deux cas, lisse et rugueux. Dans le cas rugueux, un traitement d'image était

nécessaire pour éliminer les effets de l'incidence due aux particules solides qui se détachent de la paroi sous l'effet de la force de frottement de l'écoulement figure (5. 14). Les images chargées de particules d'encens sont traitées statistiquement par le logiciel Master flow et ont permis l'obtention des champs instantanés de vitesse pour chaque plan de mesure.

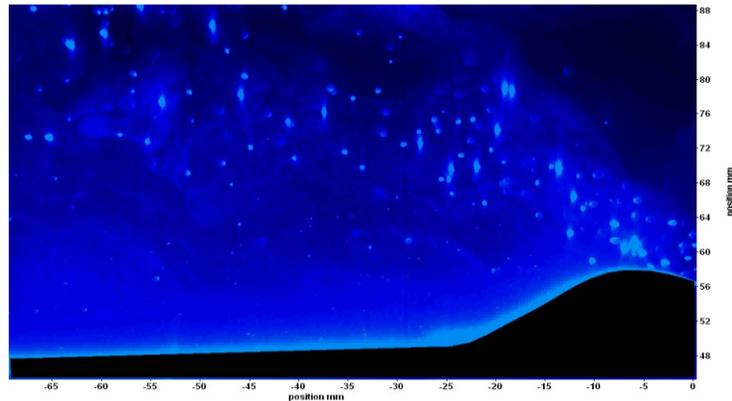


Figure 5.14: Vue instantanée d'un plan d'écoulement chargé de particules solides et de fumée d'encens

5.6.1 Grandeurs moyennes

5.6.1.1 Champ de vitesse moyenne

L'exploration du champ de vitesse dans la configuration avec l'obstacle est effectuée à l'aide de mesures PIV. Comme nous pouvons l'observer sur la figure(5.15), les données PIV sont issues de l'acquisition de 3 champs bien distincts. Afin de limiter les erreurs sur le raccordement des plans (A, B, C), nous avons imposé des zones de recouvrement d'une taille d'au moins $4H$.

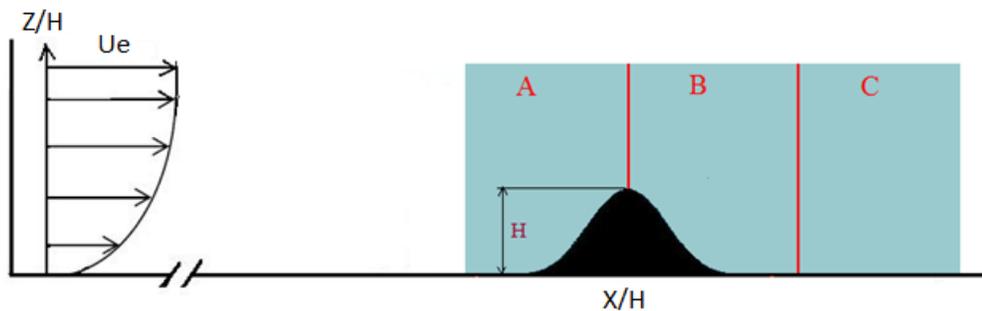


Figure 5.15: Configuration géométrique avec l'obstacle et les plans de prise d'mages

La figure 5.16 représente les lignes de courant au-dessus et en aval de l'obstacle, sur fond d'une carte représentant l'intensité de la vitesse moyenne longitudinale U mesurée par PIV. En lisse comme en rugueux, une nette accélération de l'écoulement est observée au sommet de la colline pour les différents régimes. En aval, le long de la pente, tous ces régimes présentent un vortex avec un sens tourbillonnaire négatif. La position du centre du vortex qui se trouve en aval de la pente descendante de la colline dépend du comportement de l'écoulement en amont. La rugosité de surface réduit la vitesse ascendante au voisinage de la paroi entraînant une augmentation de la turbulence et par conséquent une diminution de l'énergie cinétique. L'atténuation de l'énergie cinétique est traduite par l'éloignement du centre du vortex par rapport à la pente descendante en aval de la colline.

Mise à part la taille et la position de centre de la zone de recirculation, la cartographie de U/U_e sur fond PIV (figure 5.12d,e,f), montre que les champs moyens dans les deux cas lisse et rugueux sont relativement similaires et aucune différence notable n'a été observée.

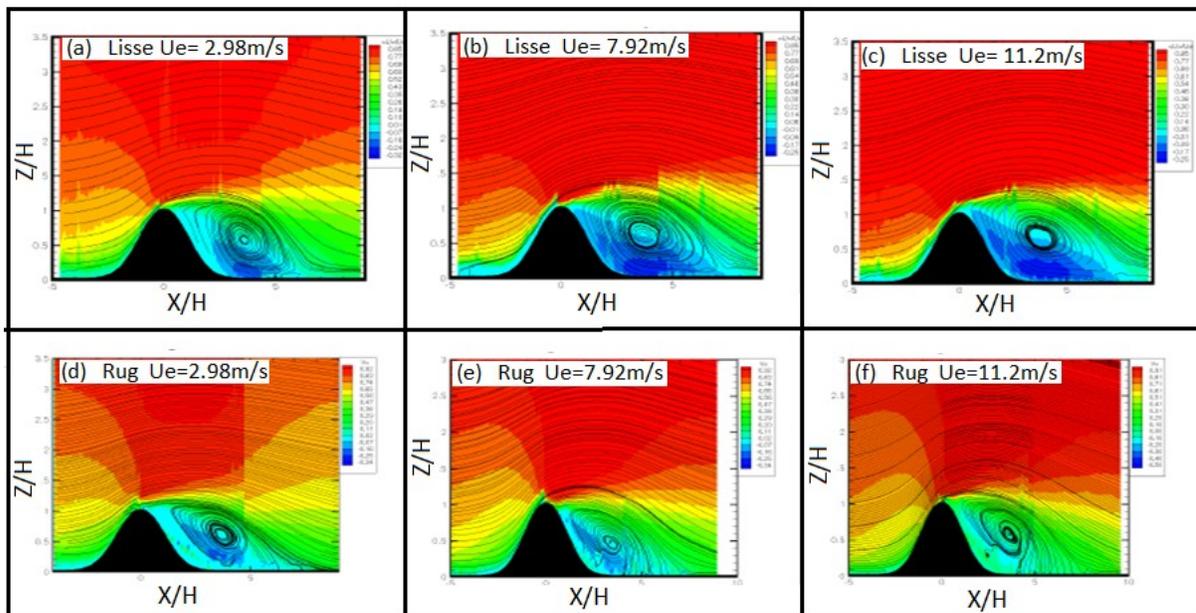


Figure 5.16: Cartographie de U/U_e en fond PIV
(a,b,c) 3 régimes croissants en lisse ; (d,e,f) 3 régimes croissants en rugueux.

Les couleurs sur la figure 5.16 représentent les grandeurs de la vitesse longitudinale U/U_e . La comparaison des caractéristiques géométriques du vortex dans les écoulements sur les

parois lisse et rugueuse (figure 5.17) révèle qu'en lisse sa taille est réduite et son centre (C) est plus proche de la colline.

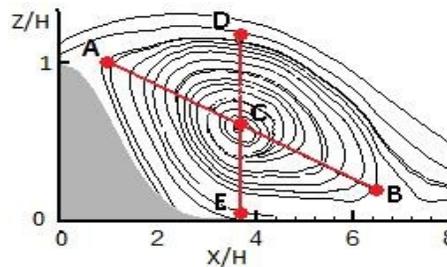


Figure 5.17: La position du centre et la taille du vortex

La position du centre et la taille du vortex sont résumées dans le tableau 5.5. La longueur de ce vortex L_{AB} qui représente la zone de recirculation varie de $6.15H$ à $7.5H$ selon de la vitesse de l'écoulement et l'état de surface de la colline (tableau 5.5). Ce résultat est en accord avec ceux de Vinçont et al. [98] ($x = 6,5H$ pour $\delta = 7H$).

	U_e (ms^{-1})	C (X/H, Z/H)	L_{DE} (cm)	L_{AB} (cm)
Colline lisse	2.98	(3.65, 0.58)	$0.82H$	$6.15H$
	7.92	(3.58, 0.59)	$0.70H$	$6.80H$
	11.2	(3.54, 0.59)	$0.64H$	$6.90H$
Colline Rugueuse	2.98	(3.61, 0.58)	$1.44H$	$6.15H$
	7.92	(3.60, 0.61)	$1.10H$	$7.35H$
	11.2	(3.59, 0.62)	$0.96H$	$7.50H$

Tableau 5.4: Caractéristiques géométriques du vortex en lisse et en rugueux

La figure 14 représente les profils de l'évolution de la vitesse longitudinale sur le long du champ de mesure. Comme Nous pouvons le constater, dans les sections de mesure $X/H = -3$ et -2 , en amont de la colline, les profils de vitesse sont superposés sauf dans le cas rugueux à $U_e = 2.98 \text{ m/s}$, l'effet de la colline et sa rugosité sont ressentis au voisinage de la paroi jusqu'à la hauteur $z/H = 1$. En se rapprochant du pied amont de la colline cet effet s'amplifie. Ce phénomène est probablement lié à l'augmentation de la pression causée par le blocage de la pente raide de la colline et amplifiée par la rugosité de surface. Vinçont et al [98] dans leurs travaux menés sur les écoulements au-dessus d'un cube de section carrée ont mentionné l'existence même d'une zone de recirculation en amont de l'obstacle. Il a

montré qu'au pied aval du cube, le sens de l'écoulement s'inverse et la vitesse devient négative. L'effet de blocage n'a de l'ampleur que pour les faibles vitesses. Pour les grandes vitesses, l'écoulement a tendance à se laminariser plus rapidement.

Le blocage provoqué par la face avale de la colline réduit l'énergie cinétique de l'écoulement ascendant et influence la dynamique de la couche limite dans le sillage de l'obstacle.

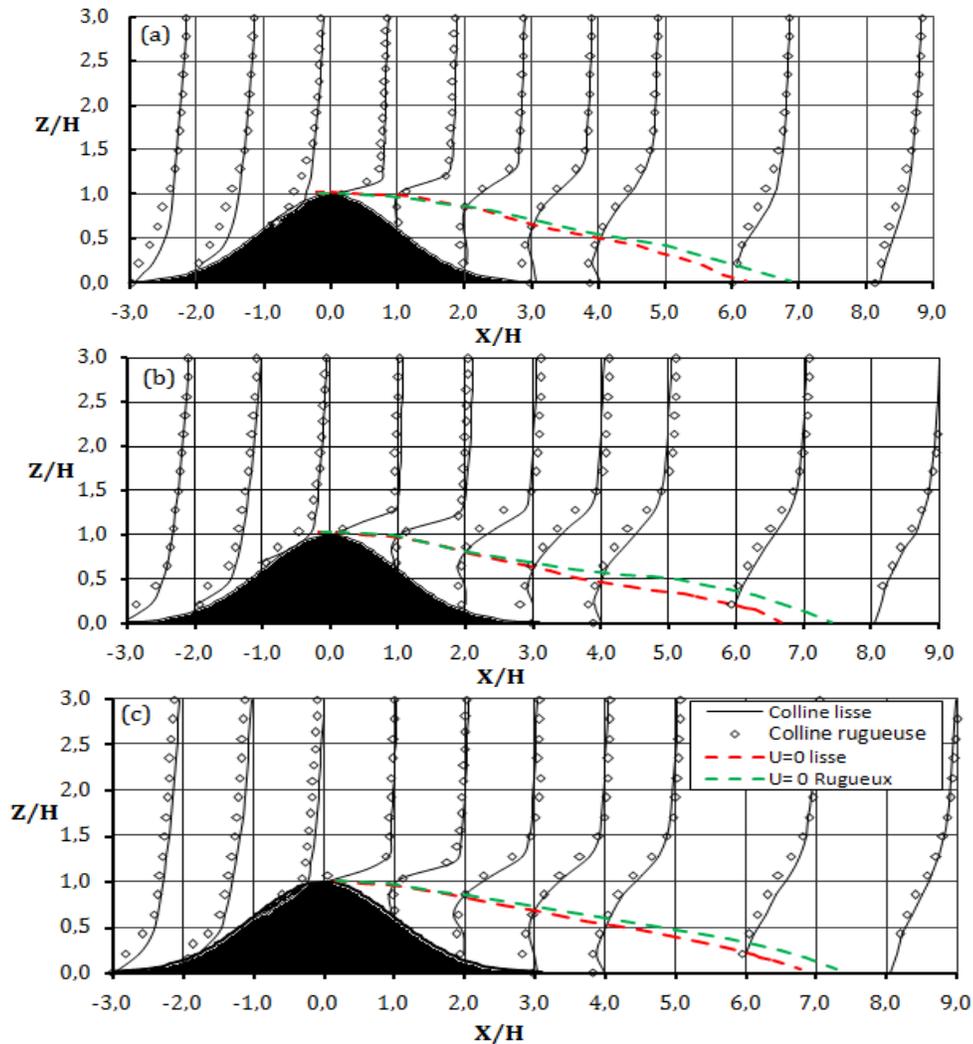


Figure 5.18) : Evolution de la vitesse longitudinale moyenne pour les 3 régimes
 (a): $U_e = 2.98 \text{ m/s}$, (b): $U_e = 7.92 \text{ m/s}$, (c): $U_e = 11.2 \text{ m/s}$,

Avec le déplacement de l'écoulement sur la pente de la colline, l'effet de blocage diminuera graduellement et disparaît totalement lorsque l'écoulement atteint le sommet. Comme on peut le constater sur les figures 5.16 et 5.18, l'effet de l'accélération augmente

continuellement et atteint son maximum au sommet. Dans cette zone, la couche limite est perturbée et une fine couche de cisaillement qui se forme. Elle est représentée sur la figure 14 (a,b et c) par courbes d'iso-vitesse nulle.

5.6.1.2 Le speed-up

Le comportement spécifique de l'écoulement en termes d'accélération causée par la présence de collines est élucidé par l'introduction d'un nouveau terme important : le speed-up. Ce terme quantifie le degré d'accélération relative de l'écoulement au sommet de la colline par rapport à l'écoulement amont, tel qu'affiché sur la figure 5.19. Il est défini par:

$$\Delta S(z) = \frac{U_p(z) - U_0(z)}{U_0(z)} \quad (5.9)$$

avec U_0 étant la vitesse en amont de la colline et U_p celle à son sommet.

On note que z est calculé par rapport au sol

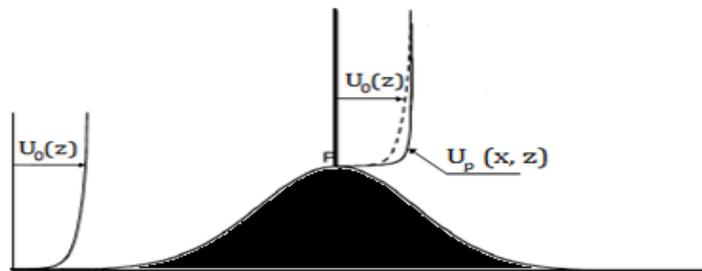


Figure 5.19: Représentation schématique de la notion de speed-up

La figure 5.20 montre une comparaison de profils de speed-up des trois régimes d'écoulement sur la colline en lisse et en rugueux. Le speed up devient de plus en plus important au fur et à mesure que la vitesse de l'écoulement augmente. Les valeurs négatives du speed up sont un bon indicateur de la naissance de la couche de cisaillement en amont du sommet. La méthode analytique de Jackson[149] suggère que le maximum ΔS peut être atteint au sommet de la colline à une faible hauteur dans la couche interne. dans notre cas, ce maximum est observé à $0.25H$ au-dessus de la colline. Ceci confirme que nos résultats sont en bonne concordance avec ceux de la littérature[24, 150].

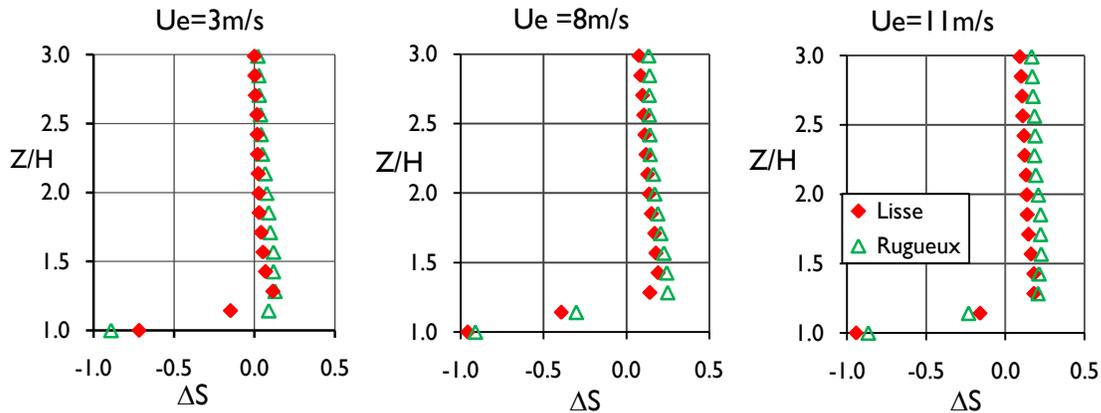


Figure 5.20: Fractional speed-up au sommet de la colline pour les trois régimes

◆ : Lisse et ▲ :Rugueux.

5.6.1.3 Région de séparation

La couche limite d'approche se sépare de la paroi dès la présence d'un obstacle ou d'une modification de la géométrie de surface. Après la séparation, la couche limite est perturbée et une fine couche de cisaillement se forme. La couche de cisaillement séparée se rabat vers le bas et se rattache au sol. Elle est soumise aux effets d'un gradient de pression négatif qui est responsable de la première moitié de la couche de cisaillement qui n'est pas affectée par la présence de la paroi et se comportant ainsi comme une couche de cisaillement libre. Vers la région de rattachement dans la deuxième moitié de la couche de cisaillement, il y a une forte interaction entre la couche de cisaillement et la paroi [151]. Les niveaux de turbulence sont plus intenses dans la couche de cisaillement séparée par rapport aux autres régions de l'écoulement.

Sous la couche de cisaillement séparée se trouve la zone de recirculation de l'écoulement. Cette région de l'écoulement est le résultat du retournement vers l'amont du fluide de la couche de cisaillement lorsqu'il atteint le sol. Elle est caractérisée par des vitesses moyennes négatives et positives, sachant que les plus importantes valeurs négatives signalées sont celles de la vitesse moyenne de l'écoulement (U). Pour l'écoulement au-dessus des cubes carrés, il a été constaté que le maximum de la vitesse moyenne négative dans le sens de l'écoulement se situe entre 10 % et 20 % de la vitesse moyenne de l'écoulement externe (U_e). Eaton & Johnston et Agelinchaab & Tachie [152,

153]ont trouvé une valeur maximale de la vitesse normale $V = 0,08U_e$ pour un écoulement turbulent séparé et rattaché sur un bloc de section carrée, tandis que Shah[154]a obtenu $0,25U_e$ dans le cas d'un écoulement turbulent séparé et rattaché sur des nervures. Il a été noté que la vitesse moyenne longitudinale (U) et la vitesse moyenne normale à la paroi (V) dans cette région sont comparables. Cette observation implique que l'approximation habituelle qui stipule que dans la couche limite la vitesse moyenne normale à la paroi est négligeable par rapport à la vitesse moyenne longitudinale n'est pas valide dans la région séparée [153]. Le fluide de la couche de cisaillement est redirigé vers l'amont quand celle-ci touche le sol.

5.6.1.4 Région de rattachement

Compte tenu de la distance, la couche de cisaillement séparée se rattache de nouveau au sol et une nouvelle couche limite se développe. L'endroit de rattachement de l'écoulement et ses caractéristiques dans cette région jouent un rôle important dans le développement de la zone de recirculation et dans l'amorçage du processus de rétablissement de l'écoulement. La région de rattachement est une région très sensible. Elle est influencée par plusieurs facteurs tels que la géométrie qui provoque la séparation, le nombre de Reynolds, la force de perturbation (qui est le rapport entre l'épaisseur de la couche limite (δ) et la hauteur de l'obstacle (H)), l'état de la couche limite au point de séparation, la turbulence de l'écoulement libre et la rugosité de surface [155, 156]. Ces paramètres ont donné lieu à une large gamme de valeurs de longueur de rattachement.), Pour les écoulements sur les collines bidimensionnelles, par exemple, la longueur de rattachement estimée est de l'ordre de $7H$ (pour $\delta = 7H$) Schofield and Logan[157]et de $6H$ (pour $\delta = 8H$),Counihan et al. [119].

La longueur de rattachementreprésente la distance entre le sommet de la colline jusqu'au point de rabattement de la courbe des iso-vitesses nulle sur la paroi. Dans nos mesures le point de rabattement s'éloigne de la colline au fur et à mesure que la vitesse de l'écoulement augmente. Ce constat indique que la taille de la zone de recirculation en lisse comme en rugueux, augmente progressivement avec le régime d'écoulement mais elle demeure toujours plus importante sur la paroi rugueuse.

Verticalement, la vitesse est affectée jusqu'à la hauteur $1.5H$, cela explique que la profondeur de la couche cisailée dépasse la hauteur de colline quelque soit la vitesse de l'écoulement. Cette affectation est plus prononcée quand la paroi est rugueuse.

5.6.1.5 Zone de rétablissement

Une nouvelle couche limite se développe après le rattachement de la couche de cisaillement séparée. Des études antérieures[153, 156] ont démontré que le rétablissement de l'écoulement est extrêmement lent et que la reconstitution de la couche limite extérieure est beaucoup plus lente que celle de la couche limite intérieure. Cela s'explique par le fait que la couche extérieure véhicule de grandes structures tourbillonnaires à partir de la couche de cisaillement séparée qui s'étale sur plusieurs hauteurs d'obstacle avant de se diluer. Le processus de rétablissement dépend de plusieurs facteurs tels que la géométrie de l'obstacle provoquant la séparation de l'écoulement et la turbulence de l'écoulement libre.

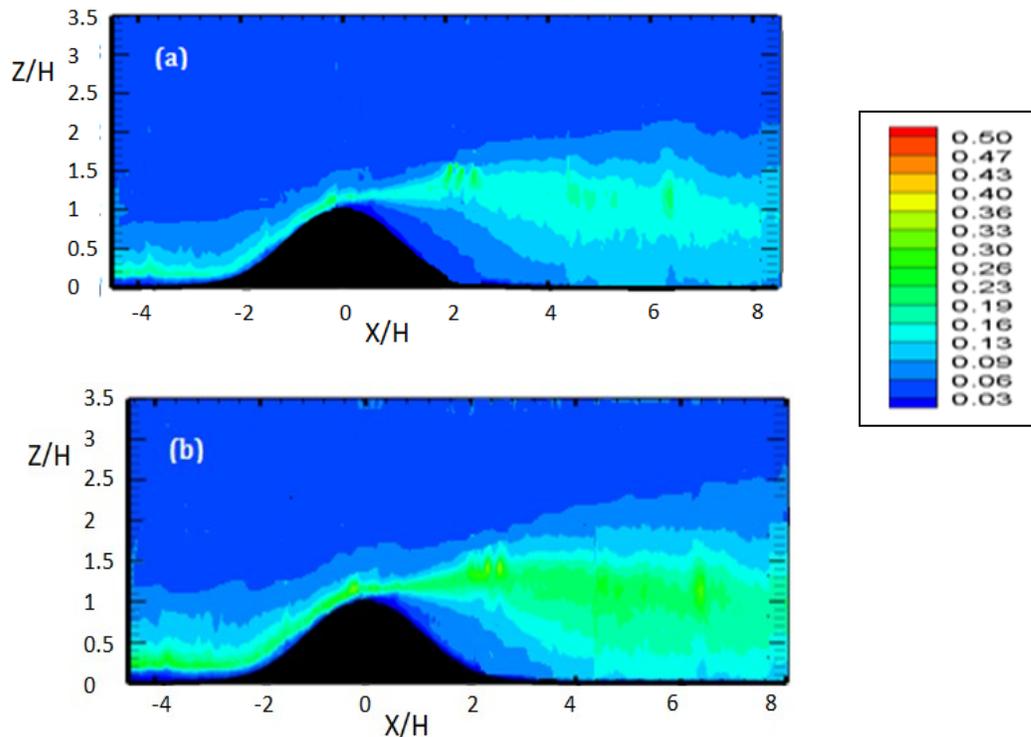


Figure 5.21: Cartographie de l'évolution des intensités de turbulence : $U_e=11,2\text{m/s}$
 (a) : colline lisse, (b) : colline rugueuse

5.6.2 Champ turbulent

5.6.2.1 Intensités de turbulence

Les caractéristiques turbulentes de l'écoulement sont déterminées par des statistiques grâce aux 1000 images enregistrées par plan PIV (Figure 5.21).

En plus de l'écoulement moyen, il est intéressant de savoir comment la turbulence peut être modifiée lorsque l'écoulement passe au-dessus de la colline. Les structures de turbulence sur les collines sont mal comprises. Dans le présent travail, nous avons donc étudié les éléments de la turbulence de l'écoulement, comme l'intensité de la turbulence, les tensions de Reynolds et l'énergie cinétique turbulente. Les figures 5.21a et 5.21b) montrent la répartition de l'intensité de la turbulence sur une colline dans les deux cas lisse et rugueux.

Les profils verticaux de l'intensité de turbulence normalisée par la vitesse de l'écoulement libre U_e à divers endroits au-dessus de la colline sont représentés dans les figures (5.22). Lors de sa remontée sur la pente amont de la colline, l'écoulement moyen accélère et perd une partie de sa turbulence. Cet effet, déjà mentionné dans Cao & Tamura [5] fait preuve d'une laminarisation de l'écoulement au voisinage de la paroi le long de la pente. Juste avant le sommet les intensités de turbulence atteignent des valeurs minimales. A partir de la crête vers la pente descendante l'intensité de turbulence accroit et regagne son ampleur loin dans le sillage de la colline. Ceci est dû la grande couche cisailée dans la région du sillage.

Dans le mélange turbulent derrière la colline, l'intensité de turbulence présente des pics aux endroits qui se situent entre $X = 2H$ et $3H$ pour les parois lisses et d'avantage pour les parois rugueuses pour les différents régimes. L'intensité maximale de la turbulence a été observée au-dessus du pied aval de la colline au voisinage de $Z/H = 1,2$. Ceci est dû au plus grand écoulement séparé dans cette région. En revanche, la vitesse moyenne diminue dans la même région. La valeur de l'intensité de turbulence augmente avec le régime de l'écoulement et elle plus prononcée dans le cas rugueux du fait que la surface rugueuse

génère plus de turbulences. Le maximum atteint dans cette région est presque le double de la valeur mesurée dans un profil supposé non affectée à la même hauteur qui correspond approximativement à la hauteur de la colline (Figures. 5.22 a et b).

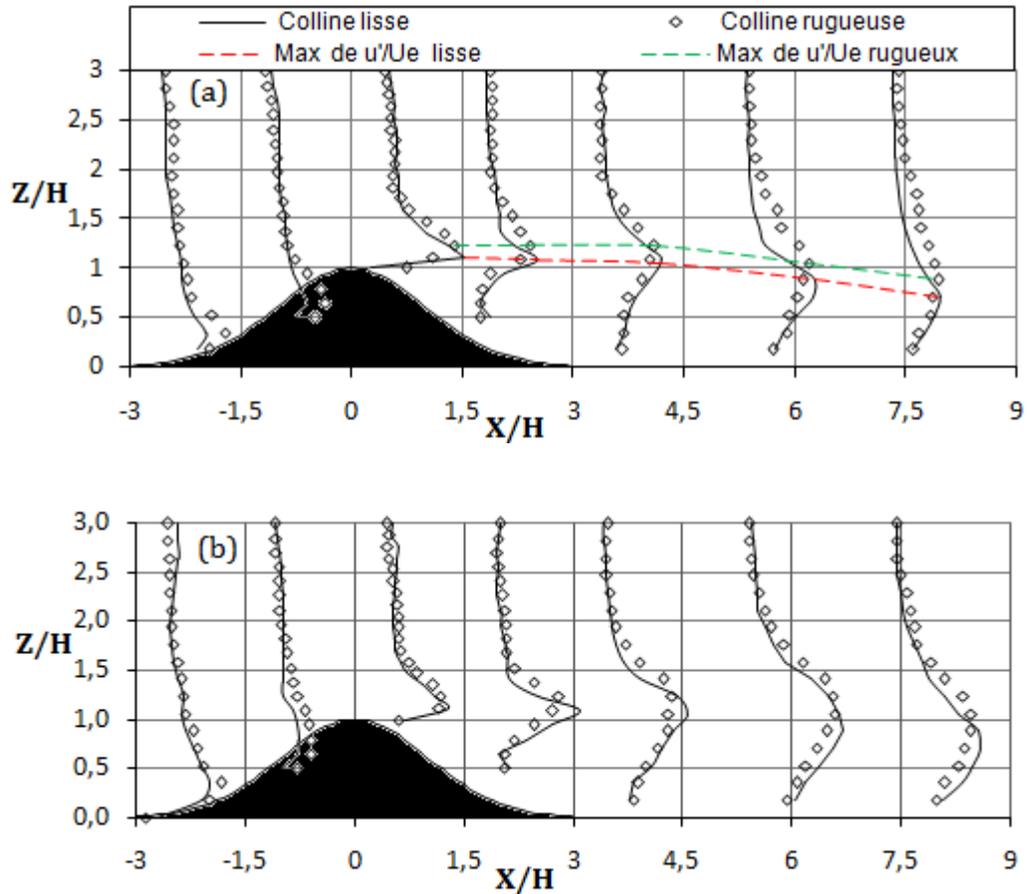


Figure 5.22: Profils longitudinaux des fluctuations de vitesse RMS
(a):Ue= 2.98m/s, (b):Ue= 11.2m/s

5.6.2.2 Les tensions de Reynolds

Sur la figure (5. 23), nous avons représenté une cartographie de l'évolution des tensions de Reynolds $\frac{\overline{u'w'}}{U_e^2}$ calculées et normalisées par l'écoulement moyen non perturbée arrivant à la hauteur de la colline lisse pour le régime d'écoulement caractérisé par la vitesse Ue =8m/s, sur laquelle, nous avons superposé des iso-contours délimitant le champ maximal des tensions de Reynolds figure (5. 23a). Nous pouvons distinguer trois grandes régions délimitées par des frontières dont nous les définissons par T_s^f et T_i^f (tensions de frontière supérieure et inférieure sont égales)

La première région se situe au-dessus de l'iso-contour supérieur T_s^f . Dans cette région les très faibles valeurs des tensions de Reynolds sont de l'ordre de celles de l'écoulement incident. A cet endroit, les fluctuations de vitesses ne semblent donc pas modifiées par la présence de l'obstacle.

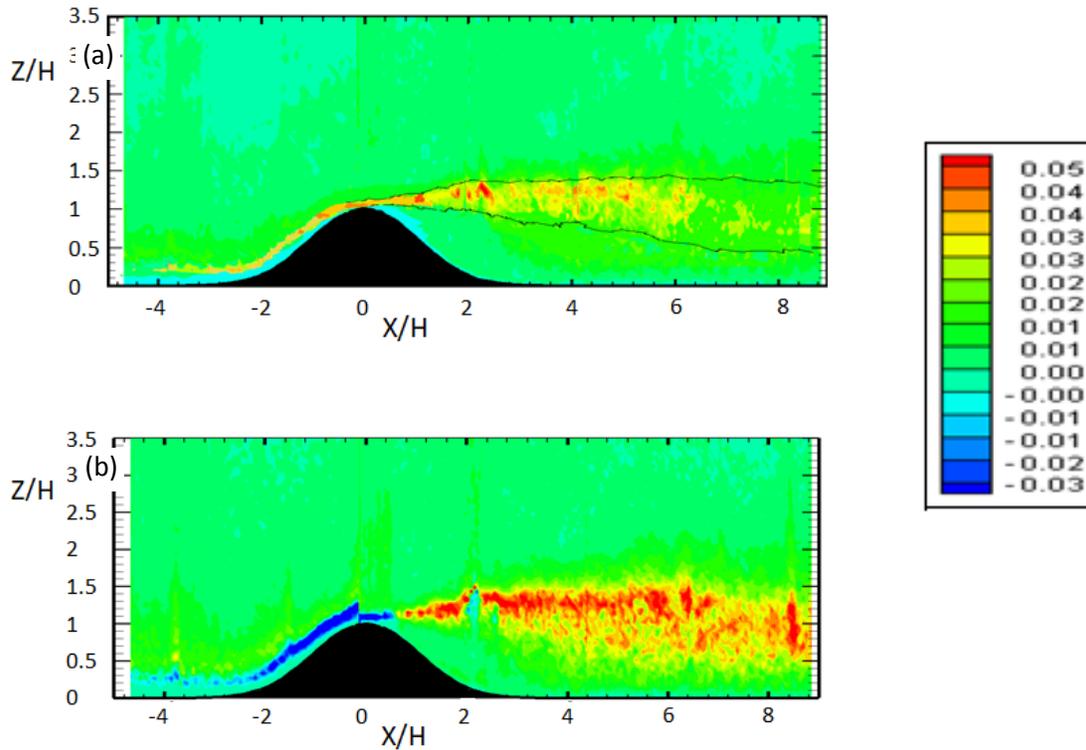


Figure 5.23: Cartographie des tensions de Reynolds en lisse $u'w'/(U_e)^2$, (a): $U_e= 7,92\text{m/s}$, (b): $U_e= 11,2\text{m/s}$

La deuxième région est située entre les deux iso-contours $T_s^f = T_l^f$. Au sein de celle-ci, les valeurs des tensions de Reynolds sont inférieures à celles des frontières. En outre, lorsque, à une abscisse fixée on se déplace d'une frontière de cette région à l'autre, les valeurs de $\frac{\overline{u'w'}}{U_e^2}$ passent par un maximum en valeur absolue. Ce maximum se localise au même niveau de la crête de l'obstacle et s'obtient à l'abscisse $X/H = 5$. Au-delà de l'abscisse $X/H=5$, ces valeurs minimales s'atteignent progressivement en s'éloignant de la colline et l'écoulement de sillage tend à revenir à son état non perturbé.

La troisième région se situe entre la précédente et la paroi du fond de la soufflerie. Les valeurs de $\frac{\overline{u'w'}}{U_e^2}$ y sont supérieures à celles de la frontière inférieure T_i^f et notamment positives. De plus, on remarque qu'il existe un minimum, situé en ($X/H=2$ et $Z/H=0.7$)

Dans le cas du régime caractérisé par la vitesse externe $U_e = 11,2\text{m/s}$ figure (5. 23 b), on observe une légère expansion verticale de la deuxième région sans que la frontière supérieure ne change de position. Le sillage s'étend plus loin derrière la colline. Le maximum de la valeur des tensions de Reynolds est obtenu au voisinage de l'abscisse $X/H=6$. Ces différences significatives sur l'évolution spatiale du sillage sont clairement observées d'un régime à l'autre.

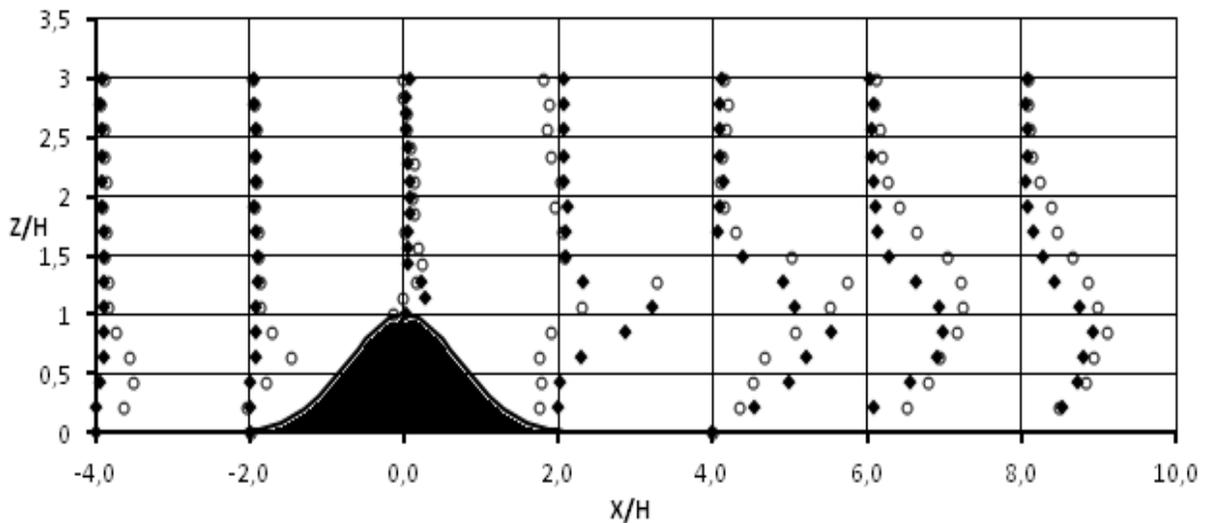


Figure 5.24: Evolution longitudinale des tensions de Reynolds $-u'w'$
 $U_e=8\text{m/s}$, o : Lisse, ♦ : Rugueux.

Dans le cas rugueux sur les figures 5.24 et 5.25, on peut voir que l'épaisseur de la deuxième région est plus importante comparativement au cas lisse. Cette épaisseur augmente avec l'augmentation de la vitesse de l'écoulement non perturbé. Le maximum de la tension de Reynolds est observé au-dessus du point de recollement de l'écoulement en aval de la zone de recirculation. Par manque d'information loin derrière la colline nous n'avons pas pu délimiter la zone de sillage.

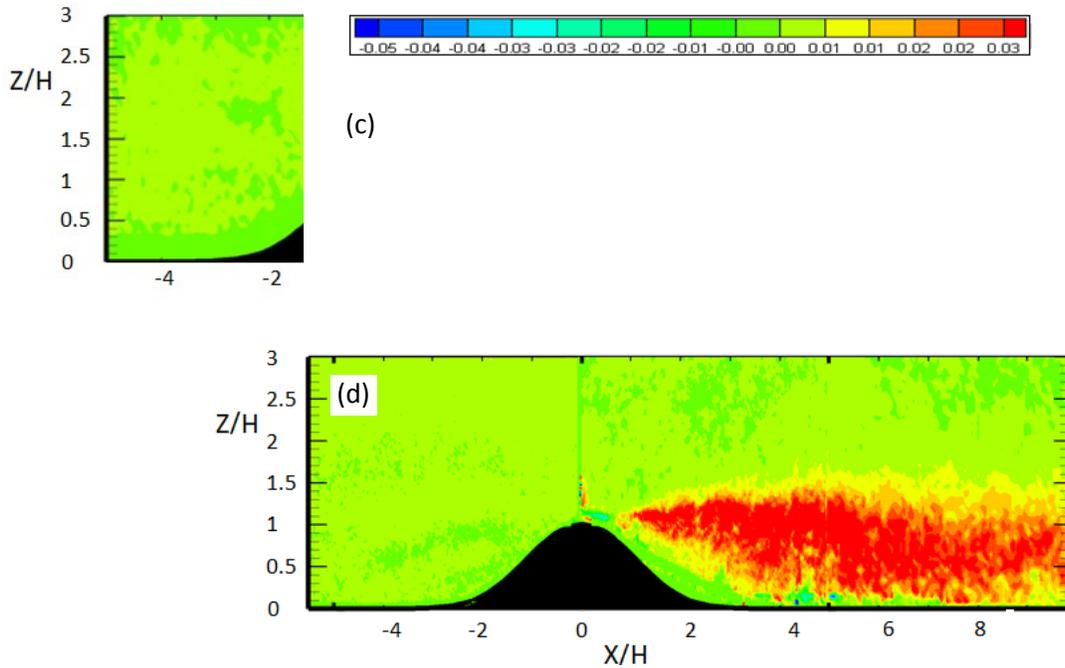


Figure 5.25: Cartographie des tensions de Reynolds en Rugueux
 $u'w'/(Ue)^2$, (c): $Ue= 7.92m/s$, (d): $Ue= 11.2m/s$

5.6.2.3 L'énergie cinétique

Les profils de l'énergie cinétique turbulente (k) dans les régions de séparation et de rattachement pour l'écoulement de vitesse $Ue= 11.2m/s$ sur les deux états de surface lisse et rugueux, sont présentés sur la figure(5.26). L'énergie cinétique turbulente est calculée à partir de la relation :

$$k = 0,5(u'^2 + v'^2 + w'^2) \quad (5.10)$$

Comme la composante transversale (v'^2) n'a pas été mesurée dans cette étude, elle a donc été estimée par $v'^2= 0.5(u'^2+w'^2)$. Par substitution dans l'équation de l'énergie cinétique turbulente, on obtient :

$$k = 0.75(u'^2+w'^2) \quad (5.11)$$

Les profils de l'énergie cinétique turbulente dans la présente étude ont été déterminés à partir de cette relation. Le niveau de l'énergie cinétique turbulente augmente à mesure que l'écoulement évolue à partir du point de séparation et atteint son maximum au

voisinage du point de rattachement. La valeur la plus élevée de l'énergie cinétique turbulente est localisée au niveau de la hauteur de la colline.

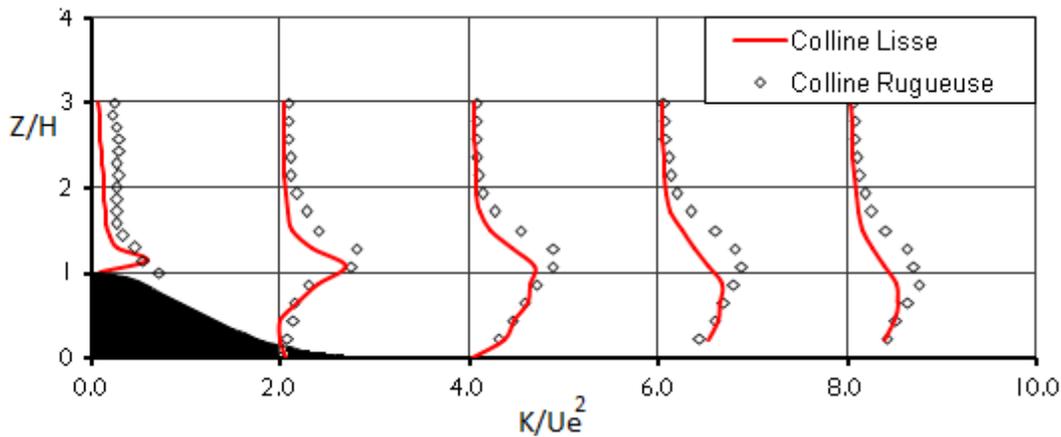


Figure 5.26: Profils de l'énergie cinétique turbulente ($U_e=11.2\text{m/s}$)

Dans la présente étude, les profils de l'énergie cinétique turbulente pour les autres régimes et qui permettent de voir l'effet du nombre de Reynolds n'ont pas été tracés. L'effet de rugosité de surface sur la valeur distribution de l'énergie cinétique turbulente n'est pas significatif dans les régions déséparation et de rattachement. Par ailleurs, l'endroit du maximum de la valeur de l'énergie cinétique turbulente dans le cas rugueux est situé dans des niveaux supérieurs comparativement au cas lisse. Ce résultat confirme que la profondeur de la zone de séparation est plus importante sur une colline rugueuse. Au-delà de la zone de rattachement, l'énergie cinétique turbulente s'éteint progressivement et l'écoulement se rétablit.

5.7 Caractéristiques de l'écoulement sur des collines successives

Dans cette partie du travail, les résultats expérimentaux dans le cas des collines successives (3H et 8H) sont présentés dont le but de les comparer avec ceux trouvés au-dessus et derrière une seule colline.

5.7.1 Lignes de courant dans les configurations 3H et 8H

A titre d'illustration, les lignes de courant moyennes sont tracées pour ces deux cas dans la figure (5.28). La caractéristique la plus notable est la formation de deux zones de recirculation entre et derrière les deux collines gaussiennes.

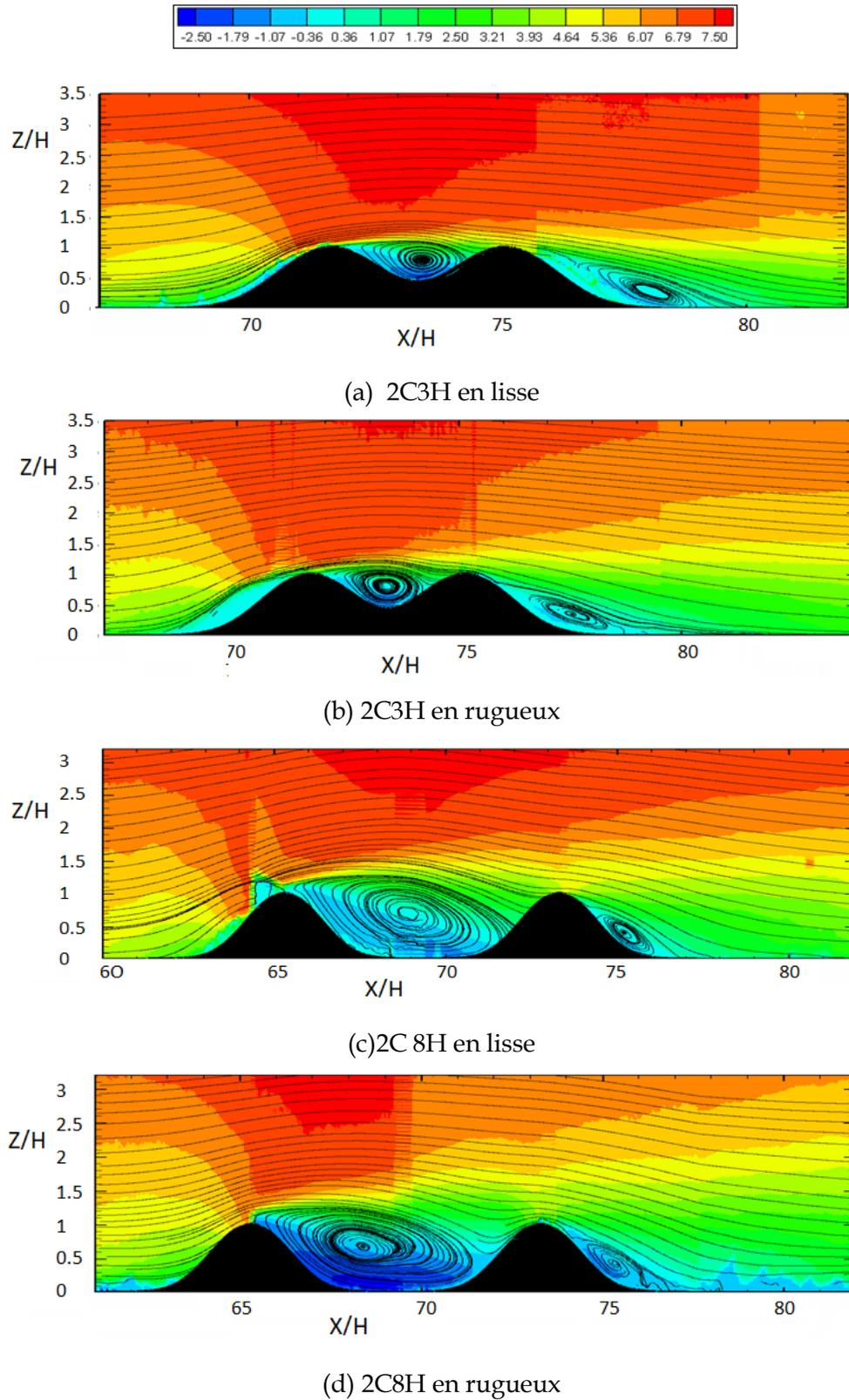


Figure 5.27: Lignes de courant moyen en lisse et en rugueux dans le cas des configurations 2C3H et 2C8H ; $U_e=7.92$ m/s

La zone de recirculation derrière les deux collines est plus petite que celle qui est derrière une seule colline. Ceci est probablement dû à la couche de cisaillement formé à partir du premier sommet de la colline qui induit des fluctuations de vitesse élevées et améliore l'échange, ce qui permet un recollement plus rapide derrière la deuxième colline. Pour le cas de 3H, l'écoulement extérieur longe les collines et les deux bulles de séparation se forment sous une seule enveloppe. Un comportement similaire a déjà été noté dans les travaux de Kaimal&Finnigan[158] dans le cas d'un seul obstacle.

Ce constat est le même dans le cas lisse et dans le cas rugueux sauf que dans la première situation, les tailles des deux zones de recirculation sont plus prononcées.

En comparant les configurations 2C3H et 2C8H, nous constatons une expansion du tourbillon entre les collines et une zone de recirculation en aval qui se dégonfle au fur et à mesure que l'espacement inter-collines augmente (figure 5.27). Pour le cas de 2C3H, la diminution de la première zone de recirculation est apparemment liée à la taille limitée de la vallée (l'espace entre les pieds des deux collines). La seconde zone de recirculation est plus grande par rapport au cas 2C8H, ceci implique que les fluctuations du sillage entre les collines sont relativement moins intenses. Pour la configuration 2C8H, les lignes de courant moyennes se rabattent vers le bas dans la vallée inter-collines derrière la première zone de recirculation avant de se déplacer vers le haut le long de la pente aval de la seconde colline. Cette pénétration pourrait provoquer un meilleur transfert de quantité de mouvement entre la vallée et l'écoulement externe.

5.7.2 Comparaison lisse et rugueux dans le cas 2C3H

Dans la figure (5.28), nous présentons une comparaison des résultats expérimentaux dans les conditions de paroi lisse et rugueuse pour la configuration 2C3H. Nous constatons que les profils de la vitesse moyenne longitudinale (figure 5.28a) et les tensions de Reynolds (figure 5.28b), en amont entre et derrière les collines gaussiennes dans les deux conditions de paroi suivent la même évolution. La principale différence réside dans l'accélération de la vitesse moyenne sur la première colline, sa valeur en lisse est plus grande que celle sur la paroi rugueuse. Cette survitesse provoque une diminution des tensions de Reynolds entre

les collines en lisse. Sur les collines rugueuses, une légère diminution des contraintes de Reynolds été observéedans les régions de sillage entre 3.5H et 8H.

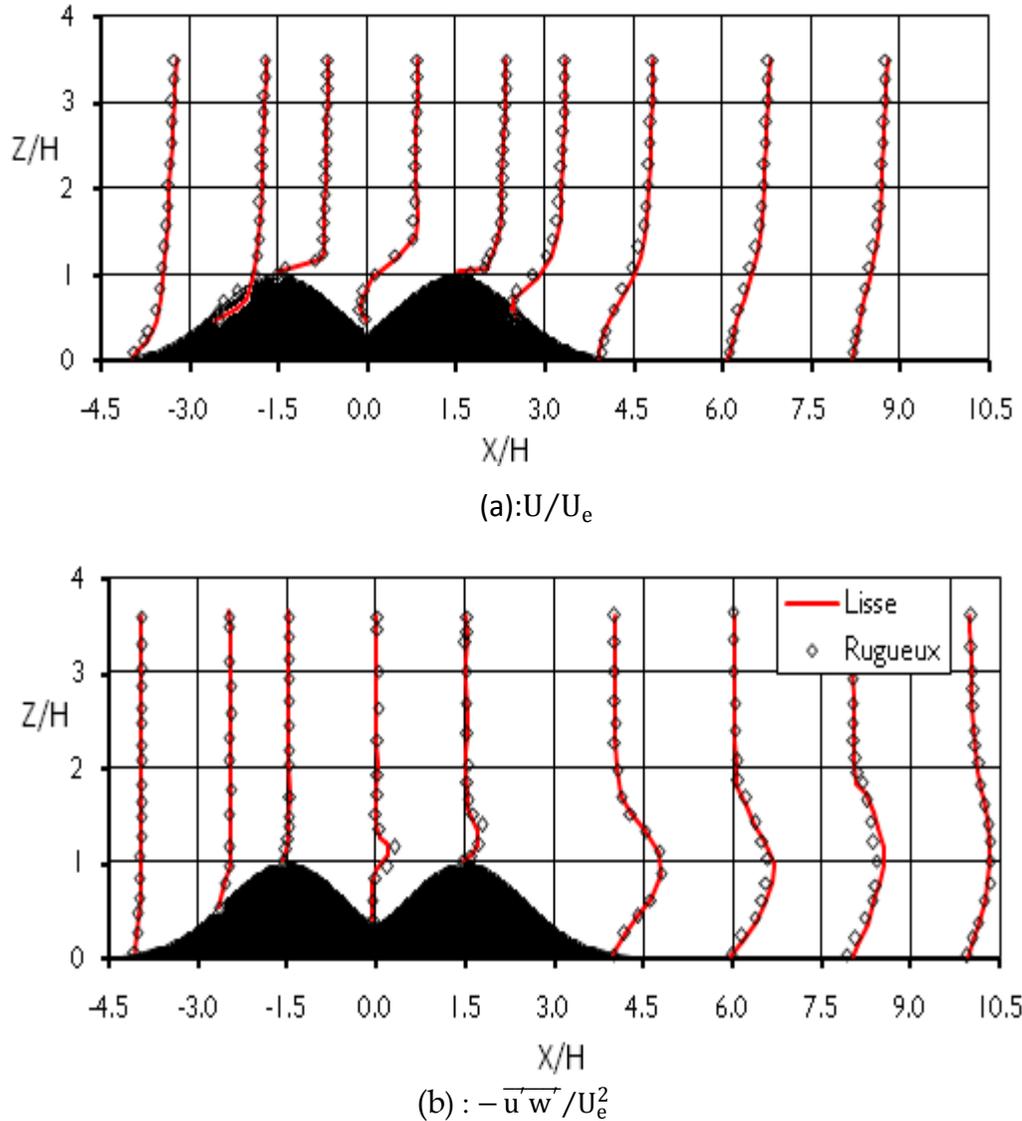


Figure 5.28: Evolution de la vitesse moyenne longitudinale (a) et les tensions de Reynolds (b) en lisse et en rugueux pour la configuration 2C3H à $U_e = 7.92\text{m/s}$.

5.7.3 Comparaison lisse et rugueux dans le cas 2C8H

Les mêmes conclusions sont obtenues pour le cas de la configuration 2C8H. Les résultats correspondants sont présentés sur la figure 5.29.

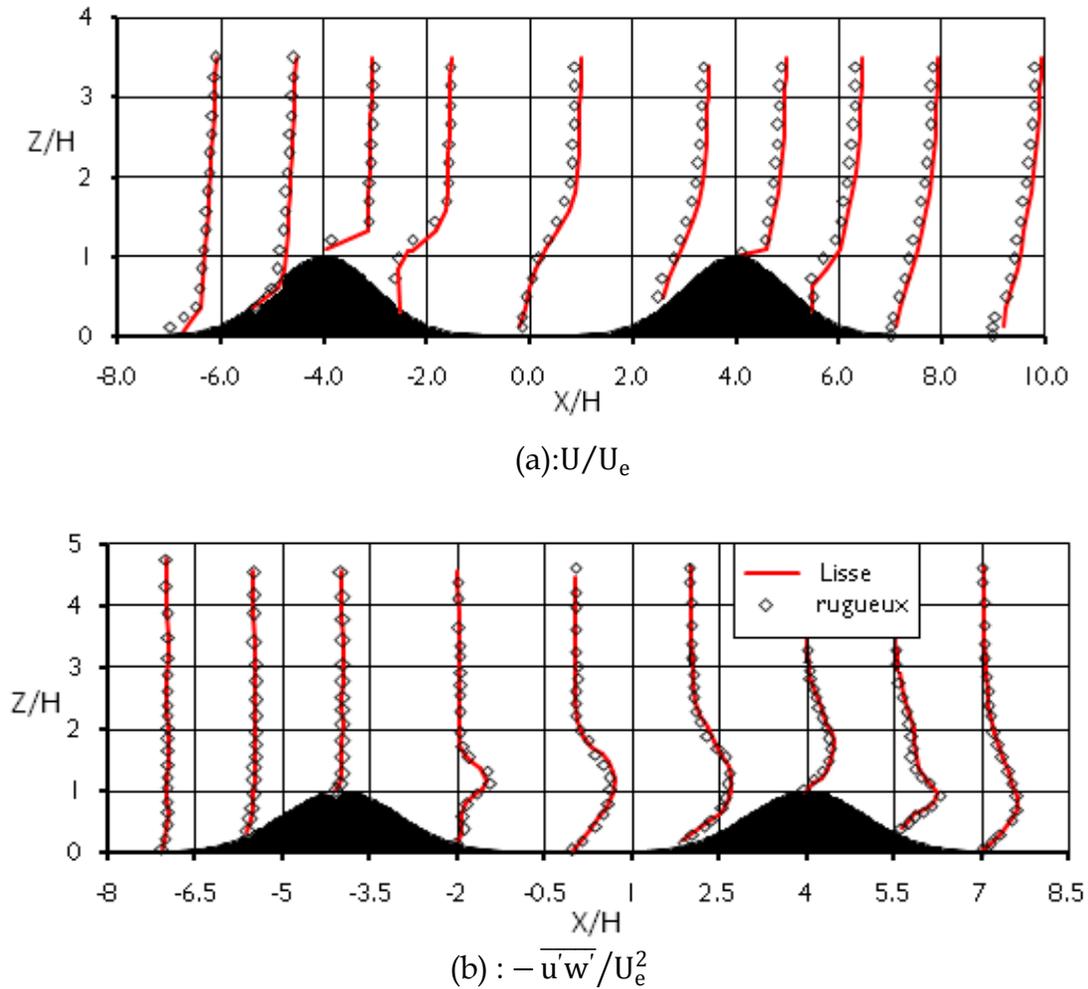


Figure 5.29: Evolution de la vitesse moyenne longitudinale (a) et les tensions de Reynolds (b) en lisse et en rugueux pour la configuration 2C8H à $U_e = 7.92\text{m/s}$.

En ce qui concerne la deuxième zone de recirculation, sa taille diminue au fur et à mesure que de la distance de la vallée augmente jusqu'à l'abscisse $X = 5H$. Au-delà de cette distance le phénomène s'inverse et l'écoulement commence à reprendre son comportement comme dans le cas d'une seule colline. La topologie de l'écoulement représenté sur la figure 5.30 montre l'effet de la distance inter-sommets des collines successives sur l'évolution de la seconde zone de recirculation. L'autre facteur influençant la taille de la deuxième zone de recirculation est l'atténuation de la vitesse de l'écoulement sur la pente ascendante de la seconde colline. La diminution de la vitesse dans cet endroit est probablement due au manque d'échange de quantité de mouvement causé par la turbulence produite dans la première zone de recirculation

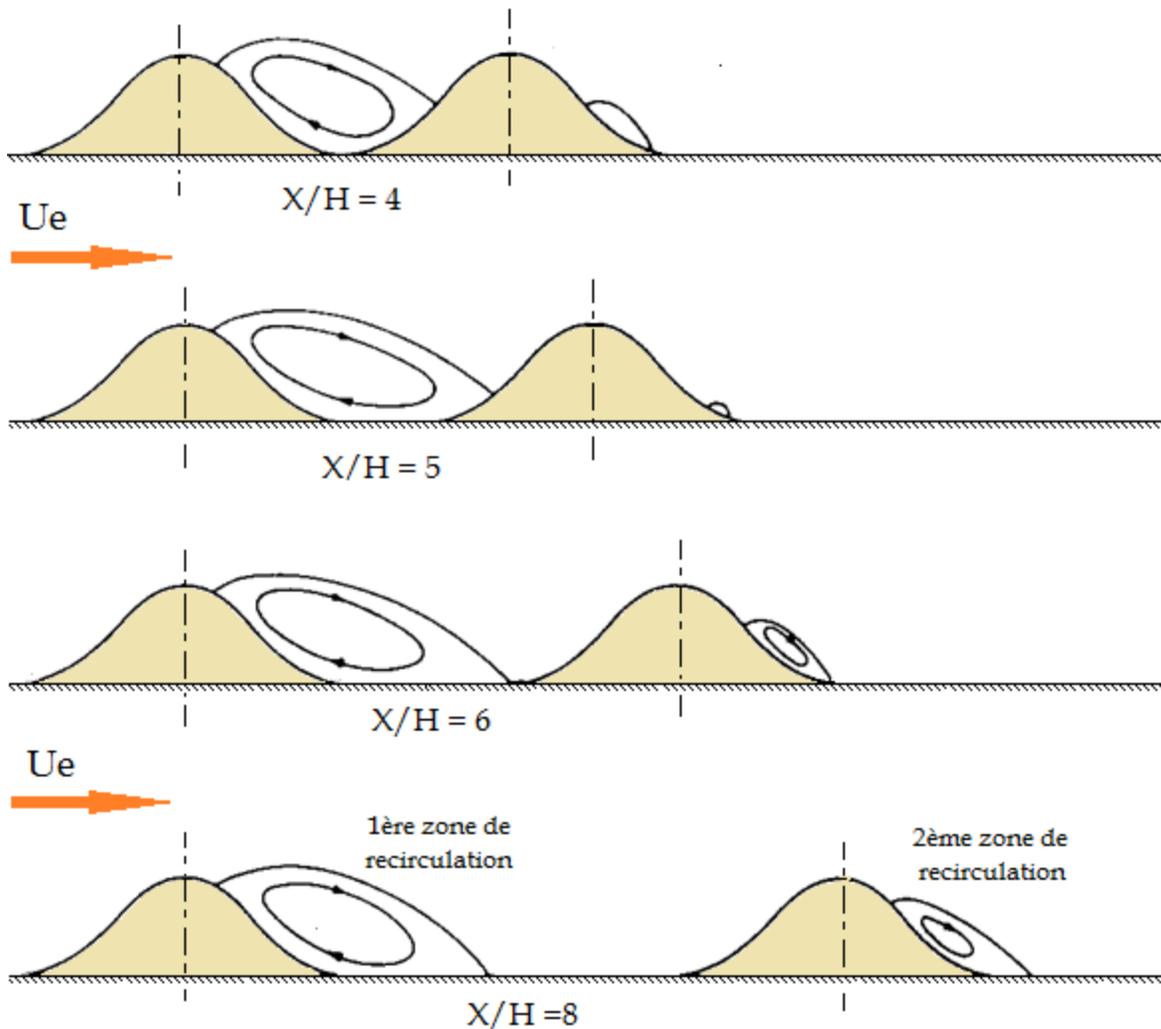


Figure 5.30 Topologie de l'écoulement sur deux collines gaussiennes à différentes distances

La figure 5.31 montre une diminution de la vitesse moyenne de l'écoulement sur la pente ascendante près du sommet de la seconde colline de la configuration (2C8H) dans les cas lisses et rugueux. Cette diminution de vitesse provoque une extension de la seconde zone de recirculation.

5.7.4 Comparaison de l'écoulement sur une colline isolée et sur le cas 2C3H

La figure 5.32 représente les profils de l'écoulement moyen et les profils des contraintes de Reynolds pour les configurations 1C et 2C3H. A l'aide de ces profils nous pouvons comparer l'évolution des caractéristiques de l'écoulement sur les deux configurations et faire apparaître l'effet de la seconde colline

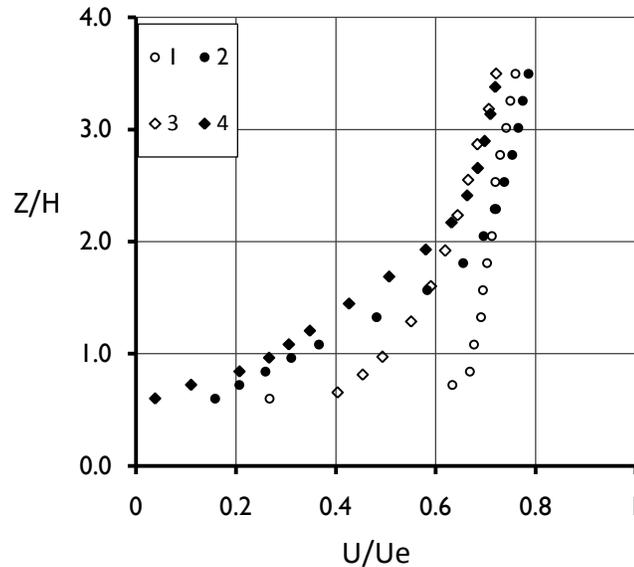


Figure 5.31: Vitesses moyennes d'écoulement sur les pentes ascendantes des collines de la configuration $(2C8H)U_e = 7,98$ m/s.

Les points 1 et 2 correspondent respectivement à la première et seconde colline lisse ; les points 3 et 4 correspondent respectivement à la première et la deuxième colline rugueuse.

Dans la figure (5.32a), nous remarquons que la formation d'un tourbillon supplémentaire entre les crêtes suivie par la séparation et le rattachement de l'écoulement sur la deuxième colline, n'ont aucun effet conséquent sur l'évolution globale de l'écoulement extérieur. A partir de $X/H = 4$, sur les collines successives, les profils se superposent avec ceux trouvés derrière la colline unique jusqu'au niveau $z/H=1,2$. Au-delà de cette limite une décélération est observée dans la couche limite supérieure. La même similitude semble être présente dans les profils de contrainte de Reynolds, tel que représenté sur la figure (5.32b). De $X/H = -4$ à $-1,5$, aucune influence sur $u'w'$ n'est apparue, alors qu'en aval, la pente de la colline semble être le seul facteur influençant l'écoulement. A l'intérieur de la bulle de séparation à $X/H = 0$, les tensions de Reynolds sont atténuées suite à au manque d'échange avec l'écoulement extérieur. Cette situation est en conformité avec la nature de l'écoulement extrêmement turbulent, décrit dans la littérature.

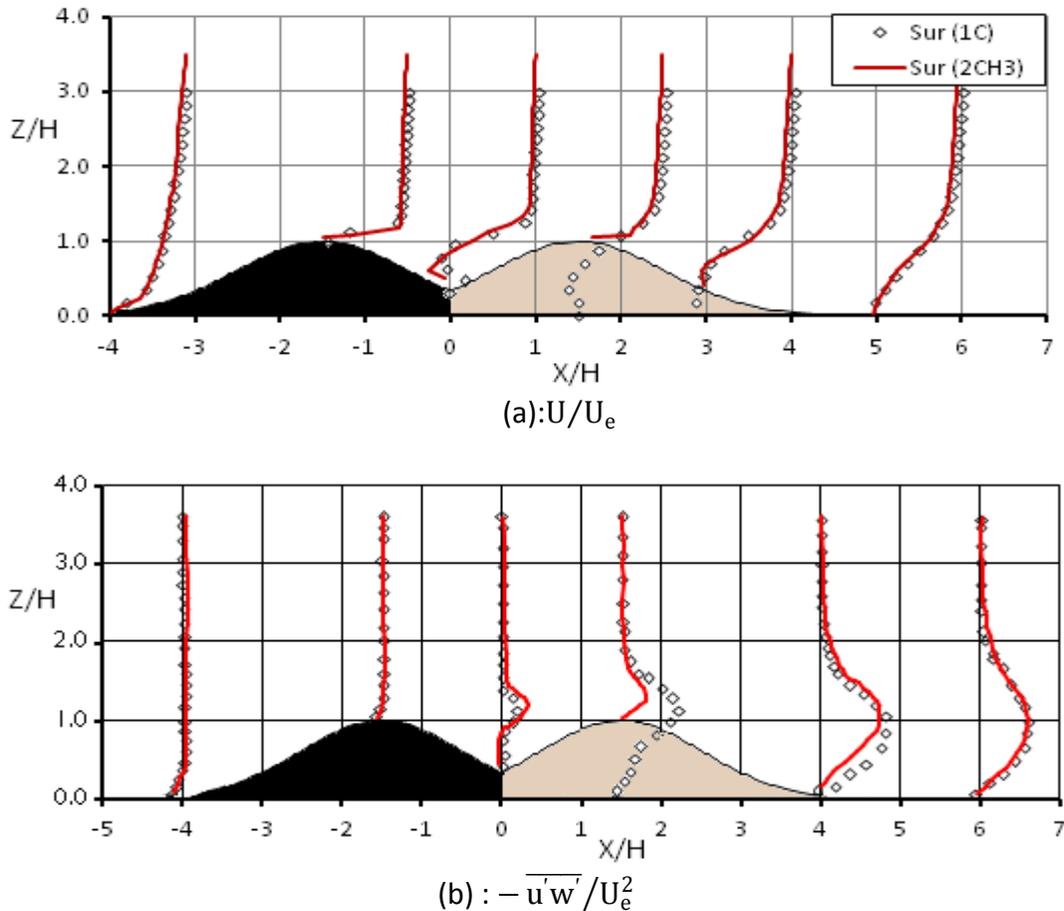


Figure 5.32: Profils de la vitesse moyenne longitudinale (a) et des contraintes de Reynolds (b) sur les configurations 1C et 2C3H en rugueux à $U_e = 11\text{m/s}$

Apparemment, la pente montante de la seconde colline supprime les fluctuations de l'écoulement comme dans le cas d'une seule colline. Ce constat est traduit par la diminution de $u'w'$ qui atteint 60% de la valeur trouvée en aval de la colline isolée, à $X/H = 1,5$. L'écoulement en descente de la deuxième colline se sépare une fois de plus, ce qui contribue à la génération de la contrainte Reynolds et à $X/H = 6$ les deux profils de $u'w'$ se superposent.

Nous concluons que la double colline avec un espacement $3H$ se comporte d'une façon générale comme une colline à large crête. Ces effets sont négligeables à partir de $X/H = 6$. Si on tient compte des différences dans la taille et la localisation des zones de recirculation derrière la colline unique et entre les deux collines, la similarité dans l'écoulement moyen et les niveaux de turbulence au voisinage de l'abscisse $X/H = 6$ est très nette.

5.7.5 Comparaison de l'écoulement sur une colline isolée et sur le cas 2C8H

Pour la configuration 2C8H présenté sur la figure 5.33, les profils derrière la première colline entre $X/H = -4$ et -1 , sont retracé avec un décalage de $8H$ vers la droite, afin de comparer les profils derrière la deuxième colline. Identiquement à la figure 5.32, les profils pris en amont de la colline unique sont également représentés dans les figures 5.33a et 5.33b.

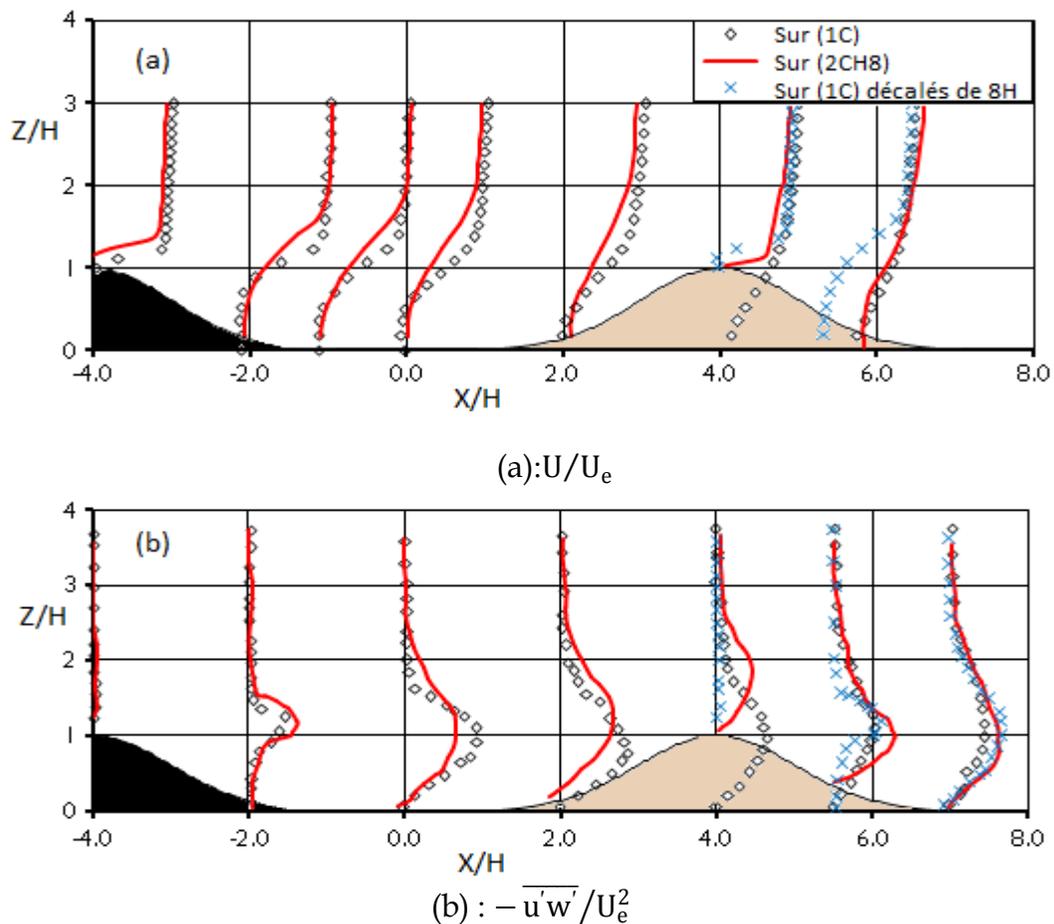


Figure 5.33: Profils de la vitesse moyenne longitudinale (a) et des contraintes de Reynolds (b) sur les configurations 1C et 2C8H en rugueux.

Les profils de la configuration 1C sont décalés par $8H$ et sont retracés à partir de $X/H=4$. L'évolution de l'écoulement moyen avant la première colline est identique à celle de la configuration 2C3H. Nous constatons une ressemblance entre le profil de vitesse moyenne à $X/H = -4$ dans la figure 5.33a et à $X/H = -1,5$ dans la figure 5.32a. Au-dessus du sommet de la deuxième colline, la vitesse de l'écoulement est réduite par rapport à celle de

la première colline comme dans le cas de 2C3H. La principale différence avec ce dernier cas réside sur la pente descendante de la deuxième colline, où l'écoulement se sépare mais se rattache beaucoup plus rapidement malgré la réduction de la vitesse au sommet comparativement à l'écoulement de séparation derrière la première colline.

La Figure 5.31a montre que, sur le côté aval de la première colline de la configuration 2C8H, la couche de cisaillement dans la zone de séparation paraît moins développée par rapport au cas d'une seule colline 1C. Ce constat est représenté par le faible gradient de vitesse entre $X/H = -2$ et 2. À $X/H = -2$ sur la figure 5.31b, le pic de $u'w'$ a atteint une valeur de 10% supérieure à celle trouvée derrière la colline isolée ensuite il a rapidement régressé vers la position à $X/H = 0$, probablement à cause de la présence de la deuxième colline. A cet endroit, les tensions de Reynolds sont propagées vers la partie supérieure de l'écoulement avant même d'atteindre la seconde colline. Ceci implique une extension du mélange vertical causé par les collines successives comme dans le cas d'un écoulement de sillage. Comparativement au cas de la colline isolée, la deuxième colline permet à l'écoulement de se rattacher plus rapidement ($X/H=2$) et semble avoir peu d'effet sur la couche de cisaillement au-dessus de $Z/H = 1$.

Derrière le sommet de la seconde colline, l'écoulement se sépare et puis après se recolle. Au centre de la deuxième zone de recirculation ($X/H=5,5$), la largeur du pic de $u'w'$ diminue par rapport à celle du cas d'une seule colline alors que son intensité reste plus grande. Cette constatation fait allusion à la petite taille de la seconde bulle de séparation. L'écoulement se rattache peu après $X/H = 7$, à ce moment le pic de $u'w'$ redescend à $Z/H=1$ et son intensité se réduit devant son homologue dans le cas d'une colline isolée.

La richesse dans la variété des caractéristiques d'écoulement dans la configuration des collines successives nous motive à utiliser cette géométrie pour étudier au futur, le transport des particules solides derrière les obstacles. Une telle richesse pourrait être liée aux régimes d'écoulement conceptuels sur les obstacles proposés par Oke[159]. Les résultats obtenus de cette étude confirment que la configuration 2C3H présente le comportement d'écoulement très turbulent et le cas de 2C8H celui d'un écoulement de sillage.

6 Conclusion

L'objectif principal de notre travail est la caractérisation expérimentale de l'écoulement de couche limite turbulente sur une colline gaussienne bidimensionnelle de hauteur H présentant une grande zone de séparation.

Dans un premier temps, nous avons caractérisé l'écoulement de couche limite se développant sur une paroi lisse sans colline ensuite sur une paroi rugueuse. La caractérisation a été faite par la mesure des champs moyens et turbulents de l'écoulement à l'aide de la métrologie optique PIV. L'écoulement de couche limite dans les deux cas a été validé en comparant les caractéristiques obtenues avec les résultats de la littérature.

Dans un second temps nous avons fait une analyse de la dynamique de l'écoulement en amont de la colline bidimensionnelle. L'effet de la rugosité s'est manifesté par le déficit de la vitesse de l'écoulement et l'augmentation des caractéristiques turbulentes au voisinage de la paroi. Les couches externes de l'écoulement n'ont pas été affectées par la rugosité.

L'exploration des profils de vitesse a montré un effet de blocage de l'écoulement au pied amont de la colline. Cet effet est plus prononcé dans le cas d'un écoulement de faible vitesse traversant la colline rugueuse.

Sur la pente ascendante de la colline en lisse comme en rugueux, l'écoulement accélère progressivement jusqu'à atteindre la vitesse maximale au sommet. L'accélération de l'écoulement a été quantifiée par le facteur speed up qui exprime la survitesse relative en comparant le profil de vitesse au sommet par rapport à un autre non perturbé.

Dans cet endroit, l'analyse du champ turbulent a montré une nette diminution des caractéristiques turbulentes longitudinales

L'allure des profils des caractéristiques moyennes et turbulentes pour toutes les sections de mesure qui se trouvent en amont du sommet de la colline n'a pas été affectée par le changement des régimes d'écoulement.

La principale difficulté introduite par colline est l'effet non linéaire créé par la présence de séparation de la couche limite au sommet. La théorie linéaire de Jackson et Hunt n'arrive pas à prédire les champs moyen et turbulent de l'écoulement. Devant cette situation, nous

avons jugé utile de modéliser et analyser l'écoulement par la technique de l'intelligence artificielle notamment les principes de la logique floue et les réseaux de neurones artificiels. Pour l'estimation de la vitesse d'écoulement, nous avons fait intervenir dans l'analyse, l'état de surface, la hauteur de la colline et les régimes d'écoulement. Les profils obtenus par cette modélisation ont été confrontés au résultat expérimental et au profil défini par loi puissance 1/7^{eme}. Au voisinage de la paroi, la vitesse déduite par cette technique est légèrement sous-estimée. Dans les couches externes de la couche limite, les profils de vitesse sont superposés.

Au-delà du sommet, l'écoulement moyen commence à s'inverser donnant naissance à une couche de séparation traduite par la formation d'une grande zone de recirculation dans le sillage de la colline. Dans un même régime cette longueur est plus importante pour la colline rugueuse. La différence de longueur peut être expliquée par une laminarisation plus rapide de l'écoulement sur une colline lisse. La longueur de rattachement en aval de la colline s'étend jusqu'à l'abside $X/H = 6,5$ pour la paroi lisse et jusqu'à $X/H = 7,5$ pour le cas rugueux. Ceci a été attribué à un large déficit de quantité de mouvement moyenne sur la paroi rugueuse. Cependant, la rugosité devrait également générer une intensité de turbulence plus élevée, ce qui pourrait contribuer à retarder la séparation. Les profils des intensités de turbulence longitudinales montrent aussi que la profondeur de la zone de séparation est plus grande dans le cas rugueux. La valeur maximale est atteinte légèrement au-dessus du niveau de la colline.

Dans une troisième phase, nous avons exploité les caractéristiques de l'écoulement en présence de deux configurations de collines successives. Dans la première configuration, les deux collines sont espacées de $3H$. Comme l'intervalle entre leurs sommets est réduit, l'écoulement enveloppe les deux collines en créant un vortex au milieu. Dans ce cas le comportement de l'écoulement ne peut être qu'identique à celui d'une colline isolée à large crête lisse ou rugueuse. La seconde colline de la 2^{ème} configuration est repoussée à $8H$, ce qui entraîne une augmentation de la vallée entre les sommets. Dans ce genre d'écoulement il y'a une formation de deux zones de recirculation derrière les deux collines. De fortes interactions se produisent dans les couches de cisaillement derrière la crête de la première

colline jusqu'à la pente ascendante de la seconde colline. Cette structure de l'écoulement affecte la forme et la taille des deux zones de recirculation. En outre, la profondeur de la zone de séparation et la longueur de rattachement demeurent toujours plus importantes.

D'une façon générale, le type de rugosité utilisé dans cette étude n'a pas un grand effet sur les caractéristiques d'écoulement turbulent au-dessus des différentes configurations. Par ailleurs, la forme de la colline et la vitesse de l'écoulement sont les principaux facteurs influençant la structure de l'écoulement.

La comparaison des caractéristiques de l'écoulement sur la configuration (2C3H) avec celles d'une seule colline a montré que les profils sur les collines successives sont presque identiques à ceux d'une seule colline.

Dans la configuration (2C8H), l'effet de la distance croissante entre les collines se traduit par une diminution significative de la vitesse moyenne et des valeurs de la contrainte de cisaillement par rapport à celles mesurées juste derrière une seule colline. Derrière la deuxième crête de la colline, les profils se ressemblent.

En résumé, l'analyse des résultats montre que la configuration (2C3H) présente un comportement d'écoulement de recouvrement très turbulent tandis que la configuration (2C8H) est sous un comportement d'écoulement de sillage.

La suite logique de ce travail sera d'exploiter profondément les mesures des écoulements chargés de particules solides (sable) afin de mieux comprendre les mécanismes de l'érosion éolienne. L'objectif est d'élaborer une base de données expérimentale précise des paramètres clés qui pilotent le transport éolien des grains de sable dans les zones semi arides. Ces données seront utiles à l'établissement d'un diagnostic aussi précis que possible du phénomène permettant de mieux gérer les aménagements antiérosifs pour lutter contre la désertification.

7 Bibliographie

1. Jackson, P. and J. Hunt, *Turbulent wind flow over a low hill*. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 1975. **101**(430): p. 929-955.
2. Mason, P. and J. King, *Measurements and predictions of flow and turbulence over an isolated hill of moderate slope*. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 1985. **111**(468): p. 617-640.
3. Deaves, D., *Wind over hills: A numerical approach*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 1975. **1**: p. 371-391.
4. Carpenter, P. and N. Locke, *Investigation of wind speeds over multiple two-dimensional hills*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 1999. **83**(1-3): p. 109-120.
5. Cao, S. and T. Tamura, *Experimental study on roughness effects on turbulent boundary layer flow over a two-dimensional steep hill*. Journal of wind engineering and industrial aerodynamics, 2006. **94**(1): p. 1-19.
6. Cao, S. and T. Tamura, *Effects of roughness blocks on atmospheric boundary layer flow over a two-dimensional low hill with/without sudden roughness change*. Journal of wind engineering and industrial aerodynamics, 2007. **95**(8): p. 679-695.
7. Cao, S., et al., *Numerical study on turbulent boundary layers over two-dimensional hills – effects of surface roughness and slope*. Journal of wind engineering and industrial aerodynamics, 2012. **104**: p. 342-349.
8. Almeida, G., D. Durao, and M. Heitor, *Wake flows behind two-dimensional model hills*. Experimental Thermal and Fluid Science, 1993. **7**(1): p. 87-101.
9. Rapp, C. and M. Manhart, *Flow over periodic hills: an experimental study*. Experiments in fluids, 2011. **51**(1): p. 247-269.
10. Corby, G., *The airflow over mountains. A review of the state of current knowledge*. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 1954. **80**(346): p. 491-521.
11. Queney, P., et al., *The influence of mountains on the atmosphere*. WMO Tech. Note No, 1960. **34**.
12. Plate, E.J. and C.W. Lin, *The velocity field downstream from a two-dimensional model hill*. CER; 65-14, 65-41, 1965.
13. Nichols, J., *The Airflow over Mountains: Research 1958-1972*. World Met. Organ. Geneva. Tech. Note, 1973. **127**.
14. Queney, P., *Theory of perturbations in stratified currents with applications to air flow over mountain barriers*. 1947: University of Chicago Press.
15. Scorer, R., *Theory of waves in the lee of mountains*. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 1949. **75**(323): p. 41-56.
16. Long, R.R., *Some aspects of the flow of stratified fluids: I. A theoretical investigation*. Tellus, 1953. **5**(1): p. 42-58.
17. Putnam, P., *Power From the Wind*, VanNostrand Company. Inc. New York, 1948.
18. Golding, E.W. and A.H. Stodhart, *The selection and characteristics of wind-power sites*. 1952: British Electrical and Allied Industries Research Association.
19. Bartkowski, Z., *Wind Flow Over Small Hills*. Swiss Aero-Revue, 1965. **1**.
20. Alexander, A. and C. Coles. *A theoretical study of wind flow over hills*. in Proc. 3rd International Conf. on Wind Effects on Buildings & Structures, Tokyo. 1971.
21. Counihan, J., *Flow over concatenated sinusoidal hills*. 1974: CERL, Central Electricity Research Laboratories.
22. Frost, W., J. Maus, and G. Fichtl, *A boundary-layer analysis of atmospheric motion over a semi-elliptical surface obstruction*. Boundary-Layer Meteorology, 1974. **7**(2): p. 165-184.
23. Taylor, P. and P. Gent, *A model of atmospheric boundary-layer flow above an isolated two-dimensional 'hill'; an example of flow above 'gentle topography'*. Boundary-Layer Meteorology, 1974. **7**(3): p. 349-362.
24. Bowen, A. and D. Lindley, *A wind-tunnel investigation of the wind speed and turbulence characteristics close to the ground over various escarpment shapes*. Boundary-Layer Meteorology, 1977. **12**(3): p. 259-271.
25. Taylor, P., *Some numerical studies of surface boundary-layer flow above gentle topography*. Boundary-Layer Meteorology, 1977. **11**(4): p. 439-465.
26. Derickson, R.G. and R.N. Meroney. *A simplified physics airflow model for evaluating wind power sites in complex terrain*. in Summer Computer Simulation Conference. 1977.

27. Hunt, J., *A theory for the laminar wake of a two-dimensional body in a boundary layer*. Journal of Fluid Mechanics, 1971. **49**(1): p. 159-178.
28. Hunt, J., *A theory of turbulent flow round two-dimensional bluff bodies*. Journal of Fluid Mechanics, 1973. **61**(4): p. 625-706.
29. Smith, F., *Laminar flow over a small hump on a flat plate*. Journal of Fluid Mechanics, 1973. **57**(4): p. 803-824.
30. Townsend, A., *The response of a turbulent boundary layer to abrupt changes in surface conditions*. Journal of Fluid Mechanics, 1965. **22**(4): p. 799-822.
31. Bradley, E.F., *A micrometeorological study of velocity profiles and surface drag in the region modified by a change in surface roughness*. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 1968. **94**(401): p. 361-379.
32. Counihan, J., *Simulation of an adiabatic urban boundary layer in a wind tunnel*. Atmospheric Environment (1967), 1973. **7**(7): p. 673-689.
33. Fraenkel, L., *On corner eddies in plane inviscid shear flow*. Journal of Fluid Mechanics, 1961. **11**(3): p. 400-406.
34. Kiya, M. and M. Arie, *A free-streamline theory for bluff bodies attached to a plane wall*. Journal of Fluid Mechanics, 1972. **56**(2): p. 201-219.
35. Bitte, J. and W. Frost, *Atmospheric flow over two-dimensional bluff surface obstructions*. 1976.
36. Taylor, P. and H. Teunissen, *The Askervein Hill project: overview and background data*. Boundary-Layer Meteorology, 1987. **39**(1-2): p. 15-39.
37. Ding, L., R.J. Calhoun, and R.L. Street, *Numerical simulation of strongly stratified flow over a three-dimensional hill*. Boundary-layer meteorology, 2003. **107**(1): p. 81-114.
38. Bradley, E.F., *An experimental study of the profiles of wind speed, shearing stress and turbulence at the crest of a large hill*. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 1980. **106**(447): p. 101-123.
39. Mason, P., *Flow over the summit of an isolated hill*. Boundary-Layer Meteorology, 1986. **37**(4): p. 385-405.
40. Salmon, J., et al., *The kettles hill project: field observations, wind-tunnel simulations and numerical model predictions for flow over a low hill*. Boundary-Layer Meteorology, 1988. **43**(4): p. 309-343.
41. Coppin, P., E.F. Bradley, and J. Finnigan, *Measurements of flow over an elongated ridge and its thermal stability dependence: the mean field*. Boundary-Layer Meteorology, 1994. **69**(1-2): p. 173-199.
42. Berg, J., et al., *The Bolund experiment, part I: flow over a steep, three-dimensional hill*. Boundary-layer meteorology, 2011. **141**(2): p. 219.
43. Britter, R., J. Hunt, and K. Richards, *Air flow over a two-dimensional hill: Studies of velocity speed-up, roughness effects and turbulence*. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 1981. **107**(451): p. 91-110.
44. Snyder, W.H., et al., *The structure of strongly stratified flow over hills: dividing-streamline concept*. Journal of Fluid Mechanics, 1985. **152**: p. 249-288.
45. Arya, S., M. Capuano, and L. Fagen, *Some fluid modeling studies of flow and dispersion over two-dimensional low hills*. Atmospheric Environment (1967), 1987. **21**(4): p. 753-764.
46. Zeman, O. and N.O. Jensen, *Modification of turbulence characteristics in flow over hills*. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 1987. **113**(475): p. 55-80.
47. Miller, C. and A. Davenport, *Guidelines for the calculation of wind speed-ups in complex terrain*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 1998. **74**: p. 189-197.
48. Neff, D.E. and R.N. Meroney, *Wind-tunnel modeling of hill and vegetation influence on wind power availability*. Journal of wind engineering and industrial aerodynamics, 1998. **74**: p. 335-343.
49. Deaves, D., *Computations of wind flow over two-dimensional hills and embankments*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 1980. **6**(1-2): p. 89-111.
50. Coelho, P. and J. Pereira, *Finite volume computation of the turbulent flow over a hill employing 2D or 3D non-orthogonal collocated grid systems*. International journal for numerical methods in fluids, 1992. **14**(4): p. 423-441.
51. Ferreira, A., et al., *Experimental and numerical simulation of flow around two-dimensional hills*. Journal of wind engineering and industrial aerodynamics, 1995. **54**: p. 173-181.
52. Apsley, D.D. and I.P. Castro, *Flow and dispersion over hills: comparison between numerical predictions and experimental data*. Journal of wind engineering and industrial aerodynamics, 1997. **67**: p. 375-386.

53. Pearse, J., D. Lindley, and D. Stevenson, *Wind flow over ridges in simulated atmospheric boundary layers*. Boundary-Layer Meteorology, 1981. **21**(1): p. 77-92.
54. Gong, W. and A. Ibbetson, *A wind tunnel study of turbulent flow over model hills*. Boundary-Layer Meteorology, 1989. **49**(1-2): p. 113-148.
55. Sacré, C., *An experimental study of the airflow over a hill in the atmospheric boundary layer*. Boundary-Layer Meteorology, 1979. **17**(3): p. 381-401.
56. Kim, H.-G. and V. Patel, *Test of turbulence models for wind flow over terrain with separation and recirculation*. Boundary-Layer Meteorology, 2000. **94**(1): p. 5-21.
57. Lun, Y.F., et al., *Numerical simulation of flow over topographic features by revised k- ϵ models*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 2003. **91**(1-2): p. 231-245.
58. Shih, T.-H., J. Zhu, and J.L. Lumley, *A new Reynolds stress algebraic equation model*. Computer methods in applied mechanics and engineering, 1995. **125**(1-4): p. 287-302.
59. Maurizi, A., *Numerical simulation of turbulent flows over 2-D valleys using three versions of the k- ϵ closure model*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 2000. **85**(1): p. 59-73.
60. Uchida, T. and Y. Ohya, *Numerical study of stably stratified flows over a two-dimensional hill in a channel of finite depth*. Fluid dynamics research, 2001. **29**(4): p. 227-250.
61. Zegadi, R., M. Ayrault, and P. Mejean, *Effects of a two-dimensional low hill in a thermally neutral and stably stratified turbulent boundary layer*. Atmospheric Environment, 1994. **28**(11): p. 1871-1878.
62. Ishihara, T. and K. Hibi, *Numerical study of turbulent wake flow behind a three-dimensional steep hill*. Wind and Structures, 2002. **5**(2_3_4): p. 317-328.
63. Lee, S.-J., H.-C. Lim, and K.-C. Park, *Wind flow over sinusoidal hilly obstacles located in a uniform flow*. Wind and Structures, 2002. **5**(6): p. 515-526.
64. Finardi, S., et al., *Evaluation of different wind field modeling techniques for wind energy applications over complex topography*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 1998. **74**: p. 283-294.
65. Derickson, R. and J. Peterka. *Development of a powerful hybrid tool for evaluating wind power in complex terrain: atmospheric numerical models and wind tunnels*. in 42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. 2004.
66. Athanassiadou, M. and I.P. Castro, *Neutral flow over a series of rough hills: a laboratory experiment*. Boundary-layer meteorology, 2001. **101**(1): p. 1-30.
67. Ayotte, K.W. and D.E. Hughes, *Observations of boundary-layer wind-tunnel flow over isolated ridges of varying steepness and roughness*. Boundary-Layer Meteorology, 2004. **112**(3): p. 525-556.
68. Loureiro, J. and A. Freire, *Experimental investigation of turbulent boundary layers over steep two-dimensional elevations*. Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering, 2005. **27**(4): p. 329-344.
69. Lubitz, W.D. and B.R. White, *Wind-tunnel and field investigation of the effect of local wind direction on speed-up over hills*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 2007. **95**(8): p. 639-661.
70. Chaudhari, A., et al., *Large eddy simulation of boundary-layer flows over two-dimensional hills*, in *Progress in Industrial Mathematics at ECMI 2012*. 2014, Springer. p. 211-218.
71. Hattori, H., T. Umehara, and Y. Nagano, *Comparative study of DNS, LES and hybrid LES/RANS of turbulent boundary layer with heat transfer over 2D Hill*. Flow, turbulence and combustion, 2013. **90**(3): p. 491-510.
72. Wan, F. and F. Porté-Agel, *Large-eddy simulation of stably-stratified flow over a steep hill*. Boundary-layer meteorology, 2011. **138**(3): p. 367-384.
73. Schlichting, H., et al., *Boundary-layer theory*. Vol. 7. 1955: Springer.
74. Monty, J., et al., *Large-scale features in turbulent pipe and channel flows*. Journal of Fluid Mechanics, 2007. **589**: p. 147-156.
75. Bailey, S.C., et al., *Azimuthal structure of turbulence in high Reynolds number pipe flow*. Journal of Fluid Mechanics, 2008. **615**: p. 121-138.
76. Monty, J., et al., *A comparison of turbulent pipe, channel and boundary layer flows*. Journal of Fluid Mechanics, 2009. **632**: p. 431-442.
77. Ortel, H., *Prandtl's Essentials of Fluid Mechanics*. 2nd edition ed. Applied mathematical sciences. 2004: Springer.
78. Tennekes, H. and J.L. Lumley, *A first course in turbulence*. 1972: MIT press.

79. Launder, B.E., G.J. Reece, and W. Rodi, *Progress in the development of a Reynolds-stress turbulence closure*. Journal of fluid mechanics, 1975. **68**(3): p. 537-566.
80. Hanjalić, K. and B.E. Launder, *Contribution towards a Reynolds-stress closure for low-Reynolds-number turbulence*. Journal of fluid mechanics, 1976. **74**(4): p. 593-610.
81. Klebanoff, P., *Characteristics of turbulence in a boundary layer with zero pressure gradient*. 1954.
82. Nikuradse, J., *Laws of flow in rough pipes*. National Advisory Committee for Aeronautics. NACA Technical Memorandum, NACA Technical Memorandum, 1933. **1292**: p. 60-68.
83. Cousteix, J., *Turbulence et couche limite Cepadues-Editions*, 1989. CJ Cremers & HS Hsia, 1977.
84. Launder, B. and D. Spalding, *The numerical computation of turbulent flow*. 1974.
85. Harlow, F.H. and P.I. Nakayama, *Turbulence transport equations*. The Physics of Fluids, 1967. **10**(11): p. 2323-2332.
86. Wilcox, D.C., *Turbulence modeling for CFD*. Vol. 2. 1993: DCW industries La Canada, CA.
87. Schietel, R., *Modélisation et simulation numérique des écoulements turbulents*. série mécanique. 1993: Traité des nouvelles technologies, Hermès édition.
88. Ferziger, J.H., *Direct and large eddy simulation of turbulence*, in report technique. 1995, Department of mechanical engineering, Stanford University CA.
89. Lesieur, M., *Turbulence in fluids*. Vol. 40. 2012: Springer Science & Business Media.
90. Leonard, A., *Energy cascade in large-eddy simulations of turbulent fluid flows*, in *Advances in geophysics*. 1975, Elsevier. p. 237-248.
91. Meroney, R.N., et al., *Sites for wind power installations: wind tunnel simulation of the influence of two-dimensional ridges on wind speed and turbulence--tabulated experimental data*. CER; 76/77-29, 1976.
92. Chung, J. and B. Bienkiewicz, *Numerical simulation of flow past 2D hill and valley*. Wind and structures, 2004. **7**(1): p. 1-12.
93. Chen, Y.-S. and S.-W. Kim, *Computation of turbulent flows using an extended k-epsilon turbulence closure model*. 1987.
94. Yakhot, V. and S.A. Orszag, *Renormalization group analysis of turbulence. I. Basic theory*. Journal of scientific computing, 1986. **1**(1): p. 3-51.
95. Hinze, J., *0. 1975 Turbulence*. 1938, McGraw-Hill.
96. Piquet, J., *La turbulence et sa modélisation*. Tome1. 1983: E.N.S.M. France.
97. Padet, J.P. and P. Germain, *Fluides en écoulement: méthodes et modèles*. 1991: Masson Paris.
98. Vinçont, J.-Y., et al., *Passive scalar dispersion in a turbulent boundary layer from a line source at the wall and downstream of an obstacle*. Journal of Fluid Mechanics, 2000. **424**: p. 127-167.
99. Spalart, P.R., *Direct simulation of a turbulent boundary layer up to $R_{\theta} = 1410$* . Journal of fluid mechanics, 1988. **187**: p. 61-98.
100. Spalding, D., *A single formula for the "law of the wall"*. Journal of Applied Mechanics, 1961. **28**(3): p. 455-458.
101. Bruun, H.H., *Hot-wire anemometry : principles and signal analysis*. New York (N.Y.) : Oxford university press, 1995.
102. Goldstein, R., *Thermal Anemometers*. Chapter IV, Fluid Mechanics Measurements, Hemisphere Publishing Corporation, New York, 1983.
103. Perry, A. and G. Morrison, *A study of the constant-temperature hot-wire anemometer*. Journal of Fluid Mechanics, 1971. **47**(3): p. 577-599.
104. Lomas, C., *Fundamentals of hot wire anemometry*. Cambridge and New York, Cambridge University Press, 1986, 223 p., 1986.
105. Comte-Bellot, G., *Les methodes de mesure physique de la turbulence*. Le Journal de Physique Colloques, 1976. **37**(C1): p. C1-67-C1-78.
106. Simoens, S., *Applications de l'analyse d'images à des phénomènes de mélange et de dispersion turbulents*. 1992.
107. Utami, T. and T. Ueno, *Visualization and picture processing of turbulent flow*. Experiments in fluids, 1984. **2**(1): p. 25-32.
108. Willert, C.E. and M. Gharib, *Digital particle image velocimetry*. Experiments in fluids, 1991. **10**(4): p. 181-193.

109. Kobayashi, M. and J. Pereira, *Numerical comparison of momentum interpolation methods and pressure – velocity algorithms using non- staggered grids*. International Journal for Numerical Methods in Biomedical Engineering, 1991. **7**(3): p. 173-186.
110. Gad-El-Hak, M., *Advances in fluid mechanics measurements*. Advances in Fluid Mechanics Measurements, 1989.
111. Meynart, R., *Mesure de champs de vitesse d'écoulements fluides par analyse de suites d'images obtenues par diffusion d'un feuillet lumineux*. VKI PHDT, 1983. **2**: p. 1983.
112. Adrian, R.J., *Double exposure, multiple-field particle image velocimetry for turbulent probability density*. Optics and lasers in engineering, 1988. **9**(3-4): p. 211-228.
113. Scarano, F. and M. Riethmuller, *Recent Advances in Particle Image Velocimetry: January 26-30, 2009*. 2009: Von Karman Institute for Fluid Dynamics.
114. Onofri, F., *Rappels sur la diffusion de la lumière. Différences liées aux propriétés des particules, du fluide et de l'éclairage*. 23ième journée thématique de l'AFVL, 2008.
115. Huang H. T., P.T., Technischen Universität Berlin., *Limitations of and improvements to PIV and its application to a backward-facing step flow*. 1994, Technischen Universität Berlin.
116. Christensen, K., *The influence of peak-locking errors on turbulence statistics computed from PIV ensembles*. Experiments in Fluids, 2004. **36**(3): p. 484-497.
117. Westerweel, J., *Theoretical analysis of the measurement precision in particle image velocimetry*. Experiments in Fluids, 2000. **29**(1): p. S003-S012.
118. Keane, R.D. and R.J. Adrian, *Theory of cross-correlation analysis of PIV images*. Applied scientific research, 1992. **49**(3): p. 191-215.
119. Castro, I.P., *Relaxing wakes behind surface-mounted obstacles in rough wall boundary layers*. Journal of Fluid Mechanics, 2006. **93**(4): p. 631-659.
120. Belmahdi M., Z.R., Bouharathi M. et Allag F, *Modeling of air flow in wind tunnel using artificial intelligence techniques*. WULFINIA 2013. **20**(6).
121. Zadeh, L.A., *Fuzzy sets*. Information and control, 1965. **8**(3): p. 338-353.
122. Bouharati, S., et al., *Application of artificial neuro-fuzzy logic inference system for predicting the microbiological pollution in fresh water*. Journal of Applied Sciences, 2008. **8**(2): p. 309-315.
123. Mamdani, E., *Applications of fuzzy set theory to control systems: a survey*. Fuzzy automata and decision processes, 1977: p. 77-88.
124. Neuman, C.M., N. Lancaster, and W. Nickling, *Relations between dune morphology, air flow, and sediment flux on reversing dunes, Silver Peak, Nevada*. Sedimentology, 1997. **44**(6): p. 1103-1111.
125. Neuman, C.M., N. Lancaster, and W. Nickling, *The effect of unsteady winds on sediment transport on the stoss slope of a transverse dune, Silver Peak, NV, USA*. Sedimentology, 2000. **47**(1): p. 211-226.
126. Kiya, M. and K. Sasaki, *Structure of a turbulent separation bubble*. Journal of Fluid Mechanics, 1983. **137**: p. 83-113.
127. Mason, P. and B. Morton, *Trailing vortices in the wakes of surface-mounted obstacles*. Journal of Fluid Mechanics, 1987. **175**: p. 247-293.
128. Walker, I.J. and W.G. Nickling, *Simulation and measurement of surface shear stress over isolated and closely spaced transverse dunes in a wind tunnel*. Earth Surface Processes and Landforms: The Journal of the British Geomorphological Research Group, 2003. **28**(10): p. 1111-1124.
129. Ohba, R., et al., *Gas diffusion over an isolated hill under neutral, stable and unstable conditions*. Atmospheric Environment, 2002. **36**(36-37): p. 5697-5707.
130. Ching, C., L. Djenidi, and R. Antonia, *Low-Reynolds-number effects in a turbulent boundary layer*. Experiments in Fluids, 1995. **19**(1): p. 61-68.
131. Balachandar, R., D. Blakely, and J. Bugg, *Friction velocity and power law velocity profile in smooth and rough shallow open channel flows*. Canadian Journal of Civil Engineering, 2002. **29**(2): p. 256-266.
132. Schlichting, H. and K. Gersten, *Boundary layer theory* springer-verlag. Berlin, Heidelberg, 2000.
133. Rotach, M.W., *Simulation of urban-scale dispersion using a Lagrangian stochastic dispersion model*. Boundary-Layer Meteorology, 2001. **99**(3): p. 379-410.
134. Nezu, I. and M. Sanjou, *Turbulence structure and coherent motion in vegetated canopy open-channel flows*. Journal of hydro-environment research, 2008. **2**(2): p. 62-90.

135. Poggi, D., et al., *The effect of vegetation density on canopy sub-layer turbulence*. Boundary-Layer Meteorology, 2004. **111**(3): p. 565-587.
136. Castro, I.P., *Rough-wall boundary layers: mean flow universality*. Journal of Fluid Mechanics, 2007. **585**: p. 469-485.
137. Frenzen, P. and C.A. Vogel, *Further studies of atmospheric turbulence in layers near the surface: scaling the TKE budget above the roughness sublayer*. Boundary-layer meteorology, 2001. **99**(2): p. 173-206.
138. Raupach, M., A. Thom, and I. Edwards, *A wind-tunnel study of turbulent flow close to regularly arrayed rough surfaces*. Boundary-Layer Meteorology, 1980. **18**(4): p. 373-397.
139. Cheng, H. and I.P. Castro, *Near wall flow over urban-like roughness*. Boundary-Layer Meteorology, 2002. **104**(2): p. 229-259.
140. Tennekes, H. and J. Lumley, *A first course in turbulence*. The Massachusetts Institute of Technology. References Chapter, 1972. **9**.
141. Schultz, M.P. and K.A. Flack, *Turbulent boundary layers over surfaces smoothed by sanding*. Journal of Fluids Engineering, 2003. **125**(5): p. 863-870.
142. Schultz, M.P. and K.A. Flack, *Turbulent boundary layers on a systematically varied rough wall*. Physics of Fluids, 2009. **21**(1): p. 015104.
143. Flack, K.A. and M.P. Schultz, *Review of hydraulic roughness scales in the fully rough regime*. Journal of Fluids Engineering, 2010. **132**(4): p. 041203.
144. Ligrani, P.M. and R.J. Moffat, *Structure of transitionally rough and fully rough turbulent boundary layers*. Journal of Fluid Mechanics, 1986. **162**: p. 69-98.
145. Shockling, M., J. Allen, and A. Smits, *Roughness effects in turbulent pipe flow*. Journal of Fluid Mechanics, 2006. **564**: p. 267-285.
146. Schultz, M. and K. Flack, *The rough-wall turbulent boundary layer from the hydraulically smooth to the fully rough regime*. Journal of Fluid Mechanics, 2007. **580**: p. 381-405.
147. Langelandsvik, L., G. Kunkel, and A.J. SMITS, *Flow in a commercial steel pipe*. Journal of Fluid Mechanics, 2008. **595**: p. 323-339.
148. Colebrook, C.F., et al., *Correspondence. Turbulent flow in pipes, with particular reference to the transition region between the smooth and rough pipe laws.(includes plates)*. Journal of the Institution of Civil engineers, 1939. **12**(8): p. 393-422.
149. Jackson, P., *Aspects of surface wind behaviour*. Wind Engineering, 1977: p. 1-14.
150. Bowen, A.J., *Some effects of escarpments on the atmospheric boundary-layer*. 1979.
151. Adams, E. and J. Johnston, *Effects of the separating shear layer on the reattachment flow structure part 2: Reattachment length and wall shear stress*. Experiments in Fluids, 1988. **6**(7): p. 493-499.
152. Eaton, J. and J. Johnston, *A review of research on subsonic turbulent flow reattachment*. AIAA journal, 1981. **19**(9): p. 1093-1100.
153. Agelinchaab, M. and M.F. Tachie, *PIV study of separated and reattached open channel flow over surface mounted blocks*. Journal of Fluids Engineering, 2008. **130**(6): p. 061206.
154. Shah, M.K. and M.F. Tachie, *Flow relaxation past a transverse square rib in pressure gradients*. AIAA journal, 2008. **46**(7): p. 1849-1863.
155. Simpson, R.L., *Turbulent boundary-layer separation*. Annual Review of Fluid Mechanics, 1989. **21**(1): p. 205-232.
156. Castro, I.P. and E. Epik, *Boundary layer development after a separated region*. Journal of Fluid Mechanics, 1998. **374**: p. 91-116.
157. Schofield, W. and E. Logan, *Turbulent shear flow over surface mounted obstacles*. Journal of fluids engineering, 1990. **112**(4): p. 376-385.
158. Kaimal, J.C. and J.J. Finnigan, *Atmospheric boundary layer flows: their structure and measurement*. 1994: Oxford university press.
159. Oke, T.R., *Street design and urban canopy layer climate*. Energy and buildings, 1988. **11**(1-3): p. 103-113.

الاضطراب يدخل مقاييس جديدة، مشكله تغير خصائص التدفق، الرئسنا، يقدم هذا العما، دراسة بحسة لتأثيرات تله قهسة ثنائية الابعاد ملساء أو خشنة على طبقة حدية كاملة الاضطراب، تثلث التلال، عمدا على اتجاه التدفق على حد، نفة الانح المهاد، ييم قياس حقول التدفق بواسطة تقنية PIV قياس السرعة بصورة الجسمات، بواسطة الحقول اللحظة لسعة التدفق، م حساب السرعات المتوسطة والمضطربة، م محدد اجهاد القص، على التلال تشكلت منطقة إعادة التدوير خلف التله كنتيجة لتسارع التدفق على مسارها التصاعدي، يتأير حجم ومركز منطقة إعادة التدوير بنظام التدفق وحاليه سطح التلال، يم إيهاء العمل بعد مقارنة هذه النتائج مع تلك التي م الحصول عليها فوق التلال المتعاقبة في ظل ظروف ماثلية

Turbulent flows disturbed by steep hills are commonly encountered in industrial and environmental applications. Disruption introduces new scales into the problem by modifying the main properties of the flow. This work presents an experimental study of the effects of a smooth or rough two-dimensional Gaussian hill on a fully developed turbulent boundary layer. The hill is installed perpendicular to the direction of flow on the wall of an aerodynamic wind tunnel. Flow fields are measured by, PIV (Particle Image Velocimetry). From the instantaneous flow fields, mean velocities and fluctuations were calculated, and shear stresses on the hill were determined. In the wake of the hill, a recirculation zone was formed as a result of the speed up caused by the upward slope. The size and position of the center of the recirculation zone are influenced by the flow regime and hill surface condition. The work was completed by comparing these results with those obtained on successive hills under identical conditions.

Les écoulements turbulents perturbés par des collines à pente raide sont couramment rencontrés dans les applications industrielles et environnementales. La perturbation introduit de nouvelles échelles dans le problème en modifiant les principales propriétés de l'écoulement. Ce travail présente une étude expérimentale des effets d'une colline gaussienne bidimensionnelle lisse ou rugueuse sur une couche limite turbulente entièrement développée. La colline est installée perpendiculairement au sens de l'écoulement sur la paroi d'une soufflerie aérodynamique. Les champs d'écoulement sont mesurés par, PIV (Vélocimétrie par image de particules). A partir des champs instantanés de l'écoulement, les vitesses moyennes et les fluctuations ont été calculées, et les contraintes de cisaillement sur la colline ont été déterminées. Dans le sillage de la colline une zone de recirculation a été formée sous l'effet de la survitesse provoquée par la pente ascendante. La taille et la position du centre de la zone de recirculation sont influencées par le régime de l'écoulement et l'état de surface de la colline. Le travail a été clôturé par la comparaison de ces résultats avec ceux obtenus sur des collines successives dans des conditions identiques.