

ÉCOLE DE TECHNOLOGIE SUPÉRIEURE
UNIVERSITÉ DU QUÉBEC

SIMULATION DE LA COUCHE LIMITE ATMOSPHÉRIQUE SUR UN COUVERT
FORESTIER EN TERRAIN AVEC OROGRAPHIE

PAR
Hajer BEN YOUNES

THÈSE PRÉSENTÉE À
L'ÉCOLE DE TECHNOLOGIE SUPÉRIEURE
COMME EXIGENCE PARTIELLE À L'OBTENTION
DU DOCTORAT EN GÉNIE
Ph. D.

MONTRÉAL, LE 6 DÉCEMBRE



Hajer Ben Younes, 2016



Cette licence [Creative Commons](#) signifie qu'il est permis de diffuser, d'imprimer ou de sauvegarder sur un autre support une partie ou la totalité de cette œuvre à condition de mentionner l'auteur, que ces utilisations soient faites à des fins non commerciales et que le contenu de l'œuvre n'ait pas été modifié.

PRÉSENTATION DU JURY

CETTE THÈSE A ÉTÉ ÉVALUÉE

PAR UN JURY COMPOSÉ DE :

Prof. Christian Masson, directeur de thèse
Département de génie mécanique à l'École de technologie supérieure

Mr. Jens Madsen, codirecteur de thèse
Vattenfall Département de recherche et développement

Prof. François Brissette, président du jury
Département de génie de la construction à l'École de technologie supérieure

Prof. Louis Dufresne, membre du jury
Département de génie mécanique à l'École de technologie supérieure

Prof. Nizar Ben Salah, examinateur externe
Département de génie mécanique à l'École nationale supérieure d'ingénieurs de Tunis

ELLE A FAIT L'OBJET D'UNE SOUTENANCE DEVANT JURY ET PUBLIC

MONTRÉAL, LE 11 OCTOBRE

À L'ÉCOLE DE TECHNOLOGIE SUPÉRIEURE

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier mon directeur de thèse, le professeur Christian Masson, qui n'a pas cessé de m'encourager et de m'appuyer scientifiquement et financièrement. La réalisation de ce travail aurait été impossible sans le soutien de mon directeur, Mr. Christian Masson. Sa patience, ses efforts et sa capacité d'analyse et de synthèse sont remarquables.

I also thank my co-supervisor Mr. Jens Madsen, for his warm welcome, for all the facilities that he granted me during my internship at the department of research and development at Vattenfall and for the financial support. Thanks Adrian and Adelena from Vattenfall for your welcome.

Je remercie les membres du jury, le professeur François Brissette, le professeur Louis Dufresne et le professeur Nizar Ben Salah, d'avoir accepté d'évaluer mon travail; merci pour votre temps, vos efforts et vos commentaires.

Je remercie Boris pour sa collaboration et sa contribution avec les données expérimentales.

J'aimerais remercier les gens du Réseau stratégique du CRSNG sur l'énergie éolienne (WESNet) pour leur soutien financier.

Je tiens enfin à remercier mes amis et mes collègues de bureau. Mes sincères remerciements à mes parents pour leur encouragement et soutien pendant les périodes les plus difficiles. Ma gratitude va à ma famille.

SIMULATION DE LA COUCHE LIMITE ATMOSPHÉRIQUE SUR UN COUVERT FORESTIER EN TERRAIN AVEC OROGRAPHIE

Hajer BEN YOUNES

RÉSUMÉ

Le secteur éolien est en pleine expansion et la ressource éolienne n'est pas encore exploitée au maximum, d'où l'importance de mieux comprendre le comportement de la ressource vis-à-vis des changements climatiques et des changements de type de surface. Il existe plusieurs modèles pouvant reproduire adéquatement l'écoulement sur terrain d'orographie relativement simple, ou sur couverture forestière homogène horizontalement. Cependant, la complexité de l'orographie et l'hétérogénéité horizontale de la couverture forestière augmentent la complexité des phénomènes et l'intensité de la turbulence. Sur ce type de terrain, les modèles mathématiques deviennent moins précis et leurs solutions numériques nécessitent souvent d'énormes coûts de calcul. Dans le cadre de cette étude, seulement un état de stabilité neutre de la couche limite atmosphérique (CLA) est considéré. L'interaction de la ressource éolienne avec la forêt est examinée, en présence d'une orographie relativement complexe. La prédition de l'écoulement de la CLA neutre en terrain avec orographie et couvert forestier présente plusieurs défis liés au coût numérique, au traitement des conditions aux frontières, ainsi qu'à l'adaptation de la calibration du modèle de turbulence.

Dans un premier temps, le modèle de simulation $k-\epsilon$ résolvant les équations de Navier-Stokes moyennées par la technique de Reynolds (RANS) est implanté sous OpenFOAM. Il a été démontré que ce modèle représente adéquatement l'écoulement proche de la paroi (couche de surface, CS) où l'écoulement est isotrope, mais qu'il ne peut reproduire adéquatement les caractéristiques de l'écoulement lorsqu'il est fortement non isotrope. Afin d'améliorer la prévision du vent en terrain avec orographie et couvert forestier, un modèle hybride composé du modèle de fermeture $k-\epsilon$ proche de la surface couplé à un modèle de grandes échelles (LES) plus loin de la paroi est proposé. Le modèle $k-\epsilon$ est utilisé comme modèle de fermeture de sous maille dans la région LES. Ce modèle hybride présente un compromis entre précision et temps de calcul.

Des simulations de la CLA sur terrain plat rugueux et sur couvert forestier homogène sont réalisées pour valider le modèle hybride proposé, déterminer ses limitations et identifier ses possibilités d'amélioration. Sur terrain plat rugueux, les résultats numériques montrent que le modèle $k-\epsilon$ utilisé par le modèle hybride proposé dans la région proche de la paroi prévoit convenablement la CS. Des erreurs numériques sont toutefois observées proche de la paroi. Le modèle hybride reproduit d'une façon réaliste l'écoulement, sauf dans la zone de transition entre les simulations de type RANS et de type LES. Sur terrain plat avec couvert forestier homogène horizontalement, le modèle hybride proposé reproduit les observations à l'intérieur de la forêt. Au-dessus de la forêt, les résultats du modèle hybride proposé est en accord qualitatif avec les mesures. Ensuite, les deux modèles ont été testés à l'aide de mesures en soufflerie sur une colline tridimensionnelle sans couvert forestier et sur une colline bidimensionnelle couverte par une forêt homogène horizontalement.

Comparativement aux observations, le modèle hybride reproduit d'une façon adéquate l'écoulement de la CLA en terrain avec orographie et forêt, et ce, avec un niveau de précision assez élevé sans nécessiter d'énormes coûts numériques comme c'est généralement le cas pour les LES de CLA.

Mot clés : énergie éolienne, couche limite atmosphérique, turbulence, modèle hybride, terrain complexe, terrain forestier.

SIMULATION OF ATMOSPHERIC BOUNDARY LAYER OVER FOREST IN COMPLEX TERRAIN

Hajer BEN YOUNES

ABSTRACT

Today, wind energy industry is in full expansion. Wind resource is not yet completely exploited. Better understanding of the Atmospheric Boundary Layer (ABL) behavior with respect to climate change and for different surface types is needed. Several models exist and can reproduce adequately the flow over terrain having a simple orography and horizontally homogenous forest cover. However, complex orography and forest horizontal heterogeneity increase turbulence intensity and complexity phenomena. For such type of terrain, mathematical models become less accurate and their numerical solutions typically require enormous computing costs. In this study, only a neutral stability state of the ABL is considered. The interaction between the ABL and the forest cover is examined over relatively complex orography. Neutral ABL over terrain with orography and forest cover prediction presents many challenges related to the computational costs, the wall treatment and the turbulence model calibration.

Initially, $k-\epsilon$ model which is solving the Reynolds averaged Navier-Stokes equations (RANS) is implemented in OpenFOAM. It has been illustrated that this model represents well the isotropic near-wall flow but finds difficulty in reproducing appropriately the flow characteristics when it is anisotropic. In order to improve wind flow prediction over terrain with orography and forest cover, a hybrid model combining the $k-\epsilon$ model near the surface and Large Eddy Simulation (LES) type of model away from the wall is proposed. In the LES region, the $k-\epsilon$ model is used to model subgrid scales. This hybrid model is a compromise between accuracy and computing time.

ABL simulations were undertaken in this work for the flow over rough-wall flat terrain and over flat terrain with horizontally homogenous forest to validate the proposed model, to determine its limitations and identify its possibility of improvement. On rough-wall flat terrain, numerical results show that the $k-\epsilon$ model use in the proposed hybrid model in the near wall region reproduce accurately the surface layer. However, numerical errors are observed near wall. The proposed hybrid model gives realistic prediction of the ABL. In addition, numerical results show that hybrid model gives realistic flow properties except in the transition region between the RANS- and LES- type of simulations. In the case of flat terrain with forest cover, the proposed model reproduces observations within the forest. Above forest, the proposed hybrid model results are in good qualitative agreement with measurements. The proposed hybrid model was compared with wind tunnel measurements over hill and two-dimensional hill with horizontally homogeneous forest. The numerical results show that the proposed hybrid model reproduces adequately and gives realistic prediction of the ABL flow over terrain with orography and forest cover. Many advantages are obtained when using a hybrid approach such as low computing costs for a relatively good level of accuracy.

Keywords: wind energy, atmospheric boundary layer, turbulence, hybrid model, complex terrain, forested terrain.

TABLE DES MATIÈRES

	Page
INTRODUCTION	1
CHAPITRE 1 REVUE DE LA LITTÉRATURE	7
1.1 Introduction.....	7
1.2 Structure de l'atmosphère	7
1.2.1 Structure de la couche limite atmosphérique	8
1.2.1.1 Sous-couche rugueuse.....	9
1.2.1.2 Couche de surface (CS)	10
1.2.1.3 Couche d'Ekman.....	10
1.2.2 Stabilité thermique de la CLA	10
1.2.3 Écoulement de la CLA.....	12
1.2.4 Turbulence	12
1.2.5 Effet de la rugosité du terrain.....	14
1.2.6 Influence de la végétation	15
1.2.6.1 Écoulement du vent entrant dans la forêt.....	15
1.2.6.2 Écoulement du vent sortant de la forêt	16
1.2.7 Influence de l'orographie	19
1.2.7.1 Écoulement au-dessus de collines.....	19
1.3 Profils de la vitesse du vent et intensité de la turbulence	20
1.3.1 Profil de la vitesse et turbulence	20
1.3.2 Profil de la vitesse au-dessus et à l'intérieur de la forêt	21
1.4 Modélisation et simulation de l'écoulement de la CLA sur terrain avec couvert forestier	22
1.4.1 Modélisation de la forêt	23
1.4.2 Types de modèles de forêt	24
1.5 Modélisation de la turbulence de l'écoulement de la CLA.....	25
1.5.1 Modèle de Reynolds moyen RANS	25
1.5.1.1 Modèle à zéro équation	26
1.5.1.2 Modèle à une équation	27
1.5.1.3 Modèle à deux équations	28
1.5.2 Modèle de simulation de grandes échelles (LES).....	29
1.5.3 Modèle hybride RANS/LES	31
1.6 Résultats expérimentaux et numériques disponibles dans la littérature.....	32
1.6.1 Vitesse du vent et intensité de turbulence.....	32
1.6.2 La masse volumique de surface foliaire.....	33
1.6.3 Le coefficient de traînée.....	35
1.7 Conclusion	36
CHAPITRE 2 MODÉLISATION DE LA CLA NEUTRE.....	39
2.1 Introduction.....	39
2.2 Modélisation de type RANS dans tout le domaine de calcul.....	40

2.2.1	Équations fondamentales	40
2.2.2	L'approche RANS	41
2.2.3	Modèle de turbulence.....	42
2.2.3.1	Modèle de fermeture k- ε	42
2.2.3.2	Modèle de forêt	44
2.3	Modélisation hybride RANS/LES	47
2.3.1	Équations fondamentales	47
2.3.2	L'approche hybride.....	47
2.3.2.1	Équations de Navier-Stokes filtrées.....	48
2.3.3	Modèle de turbulence.....	50
2.3.3.1	Filtre	50
2.3.3.2	Modèle de sous mailles.....	51
2.3.3.3	Contrôle de la transition RANS/LES	52
2.3.3.4	Modèle de forêt	54
2.3.3.5	Constantes du modèle hybride RANS/LES	55
2.3.3.6	Écoulement sur terrain plat	55
2.3.3.7	Écoulement sur terrain avec couvert forestier	56
2.4	Conclusion	57
CHAPITRE 3 MÉTHODE NUMÉRIQUE		59
3.1	Introduction.....	59
3.2	OpenFOAM	59
3.3	Méthode de résolution volumes finis.....	60
3.3.1	Discrétisation du domaine de calcul	60
3.3.2	Discrétisation des équations.....	61
3.3.2.1	Schémas « upwind » et « localBlended »	62
3.3.2.2	Schéma « Gauss linéaire corrigé ».....	63
3.3.2.3	Schéma de discrétisation temporelle Crank-Nicholson	63
3.3.3	Algorithmes de résolution des systèmes correspondant aux équations différentielles	63
3.3.3.1	Procédure de discrétisation des équations de Navier-Stokes	63
3.3.3.2	L'équation dérivée de la pression	64
3.3.4	Algorithme de résolution PISO pour écoulement instationnaire	66
3.3.4.1	Procédure de résolution des équations de Navier-Stokes pour écoulement instationnaire	67
3.3.5	Algorithme de résolution pour écoulement stationnaire	68
3.3.5.1	Procédure de résolution des équations de Navier-Stokes pour écoulement stationnaire	69
3.4	Conclusion	70
CHAPITRE 4 VALIDATION DES MODÈLES DE SIMULATION SUR TERRAIN PLAT.....		73
4.1	Introduction.....	73
4.2	Simulation de la CLA neutre sur terrain plat sans couvert forestier.....	74

4.2.1	Simulation à l'aide du modèle RANS $k-\epsilon$ utilisé dans tout le domine de calcul	74
4.2.1.1	Dimensions du domaine et maillage	74
4.2.1.2	Conditions aux limites	76
4.2.1.3	Paramètres de la simulation	79
4.2.1.4	Résultats et discussion	79
4.2.1.5	Évaluation de l'erreur due à la taille des mailles	81
4.2.2	Simulation à l'aide du modèle hybride RANS/LES	85
4.2.2.1	Dimensions du domaine et maillage	86
4.2.2.2	Conditions aux limites	87
4.2.2.3	Paramètres de simulation	88
4.2.2.4	Résultats et discussion	89
4.2.2.5	Vitesse de friction	89
4.2.2.6	Vitesse du vent	90
4.2.2.7	Gradient de vitesse	91
4.2.2.8	Les variances de la vitesse	93
4.2.2.9	Les flux turbulents verticaux	95
4.2.2.10	Viscosité turbulente	96
4.2.2.11	Spectre d'énergie	96
4.2.3	Conclusion sur les simulations du vent en terrain rugueux plat et homogène horizontalement	98
4.3	Simulation de la CLA neutre sur terrain plat couvert par une forêt homogène horizontalement	99
4.3.1	Simulation à l'aide du modèle RANS $k-\epsilon$	100
4.3.1.1	Dimensions du domaine et maillage	100
4.3.1.2	Conditions aux limites	101
4.3.1.3	Paramètres de simulation	101
4.3.1.4	Résultats et discussion	102
4.3.2	Simulation à l'aide du modèle hybride proposé	104
4.3.2.1	Dimensions du domaine et maillage	105
4.3.2.2	Conditions aux limites	105
4.3.2.3	Paramètres de la simulation	105
4.3.2.4	Résultats et discussion	105
4.3.3	Conclusions sur les simulations du vent en terrain plat forestier	108
4.4	Simulation de la CLA neutre sur couvert forestier artificiel en soufflerie	108
4.4.1.1	Dimensions du domaine et maillage	109
4.4.1.2	Conditions aux limites	109
4.4.1.3	Paramètres de la simulation	110
4.4.1.4	Résultats et discussion	110
4.5	Conclusion	112
CHAPITRE 5 SIMULATION DE LA CLA NEUTRE EN TERRAIN AVEC COLLINE SANS ET AVEC FORÊT		115
5.1	Introduction	115
5.2	Simulation de la CLA neutre sur une colline	116

5.2.1	Simulation à l'aide du modèle k- ϵ de type RANS dans tout le domaine de calcul.....	117
5.2.1.1	Dimensions du domaine et maillage	117
5.2.1.2	Conditions aux limites	118
5.2.1.3	Paramètres de la simulation	119
5.2.1.4	Résultats et discussion	119
5.2.2	Simulation à l'aide du modèle hybride	125
5.2.2.1	Dimensions du domaine et maillage	125
5.2.2.2	Conditions aux limites	125
5.2.2.3	Paramètres de simulation	127
5.2.2.4	Résultats et discussion	127
5.2.3	Conclusion sur les simulations du vent sur colline rugueuse	131
5.3	Simulation de la CLA neutre sur une colline couverte par une forêt.....	132
5.3.1	Simulation à l'aide du modèle k- ϵ de type RANS utilisé dans tout le domaine de calcul	133
5.3.1.1	Dimensions du domaine et maillage	133
5.3.1.2	Conditions aux limites	134
5.3.1.3	Paramètres de simulation	134
5.3.1.4	Résultats et discussion	134
5.3.2	Simulation à l'aide du modèle hybride	140
5.3.2.1	Dimensions du domaine et maillage	140
5.3.2.2	Conditions aux limites	140
5.3.2.3	Paramètres de la simulation	140
5.3.2.4	Résultats et discussion	140
5.3.3	Conclusion sur la simulation de la CLA sur colline forestière	149
5.4	Conclusion	149
	CONCLUSION	151
ANNEXE I	FORMULATION DES MODÈLES RANS DE TYPE k- ϵ ET HYBRIDE.....	155
ANNEXE II	HYBRID SIMULATION OF TURBULENT FLOW WITHIN AND ABOVE A HILLTOP FOREST CANOPY	161
	RÉFÉRENCES	183

LISTE DES TABLEAUX

	Page	
Tableau 1.1	Hauteurs de rugosité typiques.....	14
Tableau 1.2	Paramètres physiques et aérodynamiques des forêts	36
Tableau 2.1	Constantes du modèle standard $k-\varepsilon$	44
Tableau 2.2	Constantes du modèle $k-\varepsilon$ adaptées	44
Tableau 2.3	Coefficients de l'écart type de la vitesse.....	46
Tableau 2.4	Constantes du modèle modifié $k-\varepsilon$	47
Tableau 2.5	Constantes du modèle hybride	56
Tableau 2.6	Constantes du modèle hybride forestier.....	56
Tableau 4.1	Caractéristiques du profil d'entrée.....	79
Tableau 4.2	Calcul de l'erreur due au maillage de la vitesse de friction.....	83
Tableau 4.3	Caractéristiques des forêts	99
Tableau 5.1	Erreur de l'estimation de la zone de recirculation due au maillage	124
Tableau 5.2	Caractéristiques de la géométrie de la colline,.....	133

LISTE DES FIGURES

	Page	
Figure 1.1	Structure de la couche limite atmosphérique	9
Figure 1.2	Schéma de l'évolution temporelle de la couche limite atmosphérique.....	11
Figure 1.3	Spectre d'énergie sur une échelle logarithmique	13
Figure 1.4	Schéma d'un écoulement turbulent entrant dans une forêt homogène	16
Figure 1.5	Schéma d'un écoulement turbulent sortant d'une forêt homogène	17
Figure 1.6	Schéma d'un écoulement turbulent sortant d'une forêt homogène	18
Figure 1.7	Écoulement de la CLA sur une colline bi-dimensionnelle	20
Figure 2.1	Représentation des régions RANS et LES.....	54
Figure 3.1	Représentation d'un volume de contrôle	61
Figure 4.1	Représentation des cellules entre les limites du sol et du sommet	78
Figure 4.2	Comparaison entre les résultats numériques de U, k, ε et vt	80
Figure 4.3	Erreur numérique des résultats évalués.....	84
Figure 4.4	Évolution de la vitesse de friction en fonction du temps	89
Figure 4.5	Profil de la vitesse du vent en comparaison avec profil logarithmique	91
Figure 4.6	Gradient de vitesse en fonction de zfc/u^*	92
Figure 4.7	Profils des variances de la vitesse normalisée totaux	94
Figure 4.8	Profils des flux turbulents verticaux de la vitesse.....	95
Figure 4.9	Profil de viscosité turbulente moyenne de sous maille	96
Figure 4.10	Spectre d'énergie	97
Figure 4.11	Distribution de la masse volumique de surface foliaire.....	100
Figure 4.12	Comparaison entre les profils numériques calculés.....	104
Figure 4.13	Comparaison entre les profils numériques calculés.....	106

Figure 4.14	Distribution de la masse volumique de surface foliaire.....	109
Figure 4.15	Comparaison entre les mesures expérimentales	111
Figure 5.1	Maillage autour de la colline.....	118
Figure 5.2	Maillage proche de la surface de la colline.....	118
Figure 5.3	Comparaison entre les profils numériques.....	119
Figure 5.4	Comparaison entre les profils numériques.....	121
Figure 5.5	Distribution de la vitesse dans le plan vertical.....	122
Figure 5.6	Comparaison entre les profils numériques et les mesures	123
Figure 5.7	Maillage autour du plan central de la colline.....	125
Figure 5.8	Comparaison entre les profils numériques calculés.....	128
Figure 5.9	Comparaison entre les profils numériques hybride	129
Figure 5.10	Comparaison entre les profils de la variance normalisée.....	130
Figure 5.11	Maillage proche de la surface de la colline.....	134
Figure 5.12	Profils de vitesse normalisée par la vitesse de friction	138
Figure 5.13	Profils de l'énergie cinétique turbulente normalisée	139
Figure 5.14	Profils de vitesse normalisée par la vitesse de friction	144
Figure 5.15	Profils de flux turbulent vertical de la vitesse normalisée	145
Figure 5.16	Profils de la variance $u'u'$ normalisée par la vitesse de friction	146
Figure 5.17	Profils de la variance $w'w'$ normalisée par la vitesse de friction	147
Figure 5.18	Profils de l'énergie cinétique turbulente normalisée par la vitesse.....	148

LISTE DES ABRÉVIATIONS, SIGLES ET ACRONYMES

CLA	Couche limite atmosphérique
ABL	Atmospheric boundary layer
CS	Couche de surface
RANS	Modèles basé sur les équations de Navier-Stokes moyennées par la méthode de Reynolds
LES	Simulation à grandes échelles
SIMPLER	Méthode semi implicite révisée
PISO	Algorithme de pression implicite avec fractionnement de l'opérateur
CFD	Dynamique des fluides numérique
ACE	Association canadienne de l'électricité
GWEC	Global Wind Energy Council
DES	Detached eddy simulation

LISTE DES SYMBOLES ET UNITÉS DE MESURE

U_i	Composante moyenne de la vitesse (Eq. 2.5, Eq. 2.6) (m/s)
u'_i	Composante fluctuante de la vitesse (Eq. 2.6) (m/s)
\bar{a}	Quantité filtrée résolue
\tilde{a}	Quantité filtrée non résolue de sous maille ($a = \bar{a} + \tilde{a}$)
f_c	Paramètre de Coriolis (m/s ²)
g	Accélération gravitationnelle (m/s ²)
T	Température (K)
C_p	Chaleur spécifique de l'air sec à pression constante (1004 J/ (kg·K))
i, j, k	Notation indicelle de direction spatiale
$\Delta x, \Delta y, \Delta z$	Dimensions de maille (m)
x, y, z	Coordonnées cartésiennes (m)
u, v, w	Composantes de vitesse (m/s)
ρ	Masse volumique de l'air (kg/m ³)
z_0	Hauteur de la rugosité (m)
U	Module des composantes de vitesse (m/s)
d	Hauteur de déplacement (m)
h	Hauteur de la forêt (m)
μ	Viscosité dynamique (kg/(m.s))
ν	Viscosité cinématique (m ² /s)
κ	Nombre d'onde (1/m)
β	Coefficient inertiel (m ⁻¹)
H	Hauteur de domaine (m)
U_{ref}	Vitesse de référence (m/s)
l_{RANS}	Longueur de mélange des tourbillons dans la région RANS (m)
l_{LES}	Longueur de mélange des tourbillons dans la région LES (m)
l	Longueur de mélange des tourbillons (m)
\tilde{l}	Longueur de mélange minimale utilisée par le modèle hybride (m)
P	Pression (kg/(m.s ²))
t	Temps (s)
u^*	Vitesse de friction (m/s)
U^g	Vitesse géostrophique (m/s)
$\tilde{\tau}_{ij}$	Tenseur de contraintes de sous mailles (1/(m.s ²))
$E(\kappa)$	Masse volumique d'énergie (m ³ /s ²)
θ	Température potentielle (K)
L_{EI}	Échelle de turbulence référentielle (m)
κ	Constante de Von Karman (0.42)
Δ	Largeur du filtre ($\Delta=\max(\Delta_x, \Delta_y, \Delta_z)$) (m)
ε	Taux de dissipation de l'énergie turbulente cinétique (m ² /s ³)
k	Énergie cinétique turbulente (m ² /s ²)
Φ_M	Gradient de la vitesse adimensionnel
ν_t	Viscosité turbulente (m ² /s)
ϵ_{ij3}	Tenseur de permutation

δ_{i3}	Symbol de Kronecker
C_d	Coefficient de traînée
LAI	Indice de surface foliaire (<i>leaf area index</i>)
α	Masse volumique de surface foliaire (<i>leaf area density</i>) (m^{-1})
\mathbf{A}_n	Vecteur normal à la face de module l'air de la surface (m^2)
C_μ $C_{\varepsilon 1}$ $C_{\varepsilon 2}$ σ_k σ_ε $C_{\varepsilon 4}$ $C_{\varepsilon 5}$ β_p C_Δ C_s β_d	Constantes du modèle hybride forestier
C_μ $C_{\varepsilon 1}$ $C_{\varepsilon 2}$ σ_k σ_ε $C_{\varepsilon 4}$ $C_{\varepsilon 5}$ β_p β_d	Constantes du modèle k- ε modifié

INTRODUCTION

Contexte de l'étude

Avec l'augmentation des besoins en énergie à l'échelle mondiale, l'énergie éolienne connaît de nos jours un essor rapide. Ce secteur a connu une croissance importante, passant d'une capacité de production mondiale de 17.4 GW en 2000 à 432.4GW en 2015 selon le Global Wind Energy Council (GWEC, www.gwec.net). Or le Canada comprend de vastes zones dans lesquelles le potentiel énergétique éolien est excellent. Au Canada, il est possible que l'énergie éolienne puisse répondre à 20 % de la demande nationale d'électricité en 2025, d'après l'Association canadienne de l'électricité (ACE, www.electricity.ca). Il est clair que les intervenants du domaine énergétique doivent travailler de manière concertée pour accroître la capacité de production en énergie éolienne. Cette ressource est propre et renouvelable. Elle est moins coûteuse que d'autres sources renouvelables comme l'énergie solaire ou océanique. Elle s'impose comme une solution de remplacement des sources d'énergie qui présentent un désavantage pour l'environnement et un coût qui augmente. Le principal désavantage de cette ressource est son caractère intermittent, car elle dépend essentiellement des conditions météorologiques.

L'éolienne transforme l'énergie cinétique du vent en énergie électrique. La production d'énergie éolienne dépend de la vitesse du vent; lorsqu'il est plus fort, on obtient évidemment plus d'énergie. Il faut donc installer les éoliennes dans les zones où le vent est fort et l'intensité de la turbulence est faible.

De nos jours, les éoliennes sont installées dans la couche de surface (CS) où le vent est fortement influencé par la rugosité du sol, les obstacles et la végétation. Le comportement du vent est complexe dans cette zone de l'atmosphère et plusieurs phénomènes physiques interviennent lors de son écoulement. Une autre complexité qui s'ajoute dans le contexte des centrales éoliennes est l'influence de l'interaction entre les éoliennes sur l'écoulement de l'air.

Souvent, les centrales éoliennes sont installées sur des sites où il y a présence d'un couvert forestier et d'une orographie complexe. Actuellement, l'industrie ne dispose pas de méthodes efficaces et précises pour évaluer le potentiel éolien sur un terrain complexe avec un couvert forestier. Les outils de simulation de l'écoulement de la couche limite atmosphérique (CLA) les plus utilisés en industrie sont les logiciels basés sur des modèles linéarisés (Wasp, Troen et al., 1989 et MsMicro, Taylor et al., 1983). Ces programmes ont l'avantage d'offrir une rapidité d'exécution, mais ils ne prévoient pas correctement et avec précision les zones de recirculation et de séparation. Ils sont adaptés pour des terrains relativement plats à faible rugosité.

Plusieurs paramètres influencent l'écoulement de la CLA, comme l'orientation du vent, la rugosité du sol, l'orographie, l'intensité de la turbulence et la stratification thermique.

Pour augmenter la production d'énergie éolienne et ainsi en diminuer son coût, il est impératif d'agir sur la conception de la machine et de caractériser avec précision la ressource. Dans le cadre de ce travail, on se concentre sur le deuxième aspect, soit la connaissance approfondie de la ressource éolienne.

Problématique

La simulation numérique de l'écoulement dans la CLA sur un couvert forestier a toujours posé des défis associés essentiellement à la modélisation tridimensionnelle de l'écoulement particulièrement sur un terrain avec orographie, à la prise en compte de la végétation, à l'impact du changement significatif de la rugosité du terrain, à la prévision des zones de séparation, à la détermination instantanée de la vitesse et de l'intensité de la turbulence et à la génération de la turbulence sous l'effet de la stratification thermique de l'atmosphère.

De nombreuses études ont été consacrées à la résolution de ces difficultés par la proposition de solutions liées à la détermination des conditions aux frontières (Dalpé et al., 2008), à l'amélioration du modèle de fermeture pour les écoulements turbulents (Bechmann et al.,

2007; Bautista, 2015), à l'évaluation du coefficient de traînée et de la distribution surfacique de la masse volumique de surface foliaire α et à l'adaptation des constantes du modèle (Katul et al., 2004; Amiro, 1990).

Cependant, on ne trouve pas de modèle capable de déterminer d'une façon précise la vitesse du vent et l'intensité de la turbulence pour un écoulement de la CLA sur un terrain avec orographie et couvert forestier, à coût numérique modeste dans un contexte industriel. L'utilisation d'une formulation hybride RANS/LES était limitée jusqu'à présent à des cas sur terrain avec orographie mais sans couvert forestier (Bechmann et al., 2007; Bautista, 2015). C'est dans ce cadre que s'inscrit le présent travail à travers lequel nous avons proposé, développé et validé un modèle numérique de la dynamique des fluides (CFD) pour simuler à fines échelles l'écoulement tridimensionnel de la CLA sur un terrain avec orographie et couvert forestier.

Objectifs et méthodologie

L'objectif de ce travail est de **proposer un modèle CFD pour la simulation de l'écoulement de la couche limite atmosphérique neutre au-dessus et à l'intérieur d'un couvert forestier se trouvant sur terrain avec orographie**, afin de déterminer la vitesse du vent et l'intensité de la turbulence en conditions neutres. Le modèle est développé sous OpenFOAM.

Une approche de type RANS ayant recours au modèle de fermeture $k-\varepsilon$ et tenant compte de l'effet de la forêt a été utilisée dans un premier temps.

La deuxième étape a consisté à proposer une amélioration de la méthode de type LES par l'utilisation de l'approche de type RANS développée dans la première partie dans la région proche de la paroi. Le modèle hybride ainsi obtenu a été adapté à des simulations sur couvert forestier par la calibration de ses constantes.

Cet outil numérique permet de sélectionner les zones dans lesquelles le potentiel éolien est excellent, d'évaluer le potentiel éolien et de mieux comprendre l'impact de la forêt et de l'orographie sur l'écoulement de la CLA à fines échelles.

Originalité

L'originalité de ce travail tient à l'intégration d'un modèle hybride RANS/LES de simulation de la CLA sur couvert forestier en terrain avec orographie sous le logiciel ouvert OpenFOAM. La combinaison des avantages des deux approches de type RANS et de type LES permet de prendre en compte le comportement anisotropique de la turbulence tout en gardant le coût numérique à un niveau modeste pour l'industrie éolienne. L'adaptation du modèle hybride à des terrains avec couvert forestier par la modification de ses constantes permet une meilleure cohérence entre les résultats numériques et les mesures expérimentales.

Dans l'état actuel de développement, il n'y a pas un modèle de prévision de l'écoulement du vent qui donne une information instantanée précise et à coût numérique modeste sur couvert forestier en terrain avec orographie, il est important de proposer un modèle hybride RANS/LES qui relie la vitesse du vent et la turbulence, en tenant compte de l'effet du changement de la rugosité sur le terrain, du couvert forestier et du comportement anisotropique de la turbulence. Enfin, les résultats numériques instantanés devraient être précis. La validation des résultats numériques se fera par comparaison avec des mesures expérimentales sur terrain avec orographie et couvert forestier.

Structure de la thèse

Cette thèse est divisée en cinq chapitres : la revue de la littérature; la description du modèle mathématique; une description de la méthode numérique; la validation des modèles de simulation; et la simulation de la CLA neutre en terrain avec orographie et couvert forestier.

Le premier chapitre, présente une synthèse bibliographique relative à la structure de l'atmosphère, aux phénomènes physiques liés à l'écoulement de la CLA, aux expressions analytiques qui définissent la vitesse du vent et les caractéristiques de la turbulence de la CS, aux modèles de simulation numérique de l'écoulement atmosphérique sur un couvert forestier et aux résultats expérimentaux disponibles dans la littérature.

Le second chapitre décrit la méthodologie suivie pour prédire l'écoulement de la CLA, le modèle mathématique qui gouverne l'écoulement atmosphérique dans la forêt, les différentes approches de prévision des statistiques moyennes RANS et instantanées hybrides RANS/LES, ainsi que les modèles de fermeture de la turbulence.

Le troisième chapitre présente la méthode de résolution par volumes finis utilisée par OpenFOAM pour simuler numériquement l'écoulement. La discrétisation du domaine de calcul, les équations gouvernant l'écoulement, les schémas de discrétisation utilisés dans le cadre de ce travail ainsi que les procédures de résolution sont précisés.

Dans le quatrième chapitre, les méthodes proposées pour la simulation de la CLA dans des conditions de stabilité neutre sont vérifiées et validées sur terrain plat sans et avec forêt.

Le cinquième chapitre analyse les résultats des simulations obtenus par les différentes approches sur collines en soufflerie, sans et avec forêt. Cette thèse se termine avec une conclusion du travail.

CHAPITRE 1

REVUE DE LA LITTÉRATURE

1.1 Introduction

L'objectif principal de ce travail porte sur la simulation de l'écoulement de la CLA; par conséquent, il est pertinent de mener une étude bibliographique des différentes méthodes numériques liées à la détermination des propriétés de la CLA. Plusieurs types de modèles utilisés pour la simulation de l'écoulement de la CLA sur un terrain avec orographie et couvert forestier sont présentés et discutés. Le choix des modèles utilisés dans ce travail repose sur une étude ayant déterminé les forces et les faiblesses des modèles utilisés pour la prévision de la CLA.

Une description de la couche limite atmosphérique, du phénomène physique lié à son écoulement et de la turbulence sont discutés dans une première partie. Dans une seconde partie, une synthèse bibliographique des expressions analytiques qui définissent la vitesse du vent, les caractéristiques de la turbulence de la CLA et les modèles de simulation numérique de l'écoulement atmosphérique sur un couvert forestier est présentée. Enfin, on trouve à la fin de ce chapitre une revue des résultats expérimentaux disponibles dans la littérature.

1.2 Structure de l'atmosphère

L'atmosphère est composée de plusieurs couches et chacune a des propriétés spécifiques. L'atmosphère est divisée en plusieurs zones délimitées par le changement de pression et température. Les différentes couches de bas vers le haut sont : la troposphère, la stratosphère, la mésosphère, la thermosphère et l'exosphère.

Comme ce travail vise à étudier l'impact de la surface sur l'extraction de l'énergie éolienne, cette étude porte sur la troposphère. La troposphère est la partie de l'atmosphère où les phénomènes météorologiques et les changements climatiques trouvent leur origine.

1.2.1 Structure de la couche limite atmosphérique

Par définition, la CLA est la partie de l'atmosphère où l'écoulement de l'air est influencé par la surface de la Terre en répondant à la rugosité, au relief, à la végétation, etc., durant une période d'une heure ou moins (Stull, 1988).

La hauteur de la CLA est un paramètre important dans la modélisation, qui peut varier dans l'espace et dans le temps selon l'orographie, la couverture de la surface et sa rugosité, la saison, l'heure de la journée et le climat.

La CLA est caractérisée par un écoulement turbulent de l'air. Les irrégularités de la surface, sa rugosité et sa couverture contribuent à la création de sillages et de zones de séparation dans l'écoulement atmosphérique. Dans la CLA, des gradients verticaux importants contrôlent le transfert de quantité de mouvement, de masse et de chaleur (Kaimal et Finnigan, 1994). La turbulence est générée mécaniquement par le cisaillement du vent et elle est atténuée ou augmentée, selon les conditions de stabilité thermique.

Dans la CLA, le vent résulte de l'équilibre entre les forces en présence. Il existe quatre forces qui agissent sur l'air :

- La force gravitationnelle : il s'agit de la force d'attraction exercée par la Terre, qui est dirigée vers le centre de la Terre;
- La force due au gradient de pression : cette force est due au gradient de pression résultant de l'échauffement de l'air à différentes altitudes et à la topographie de la surface. Elle est dirigée des hautes pressions vers les basses pressions;
- La force de Coriolis : elle est créée par la rotation de la Terre autour de son axe. Elle est perpendiculaire à la vitesse de l'air;

- La force de frottement : elle est produite par la turbulence et le frottement entre les molécules d'air en mouvement par rapport au sol.

Dans cette étude, seulement la condition de stabilité neutre de la CLA est considérée. Elle correspond à l'heure du lever du soleil. Comme l'illustre la figure 1.1, la CLA se divise en trois zones : la sous-couche rugueuse, la CS et la couche d'Ekman.

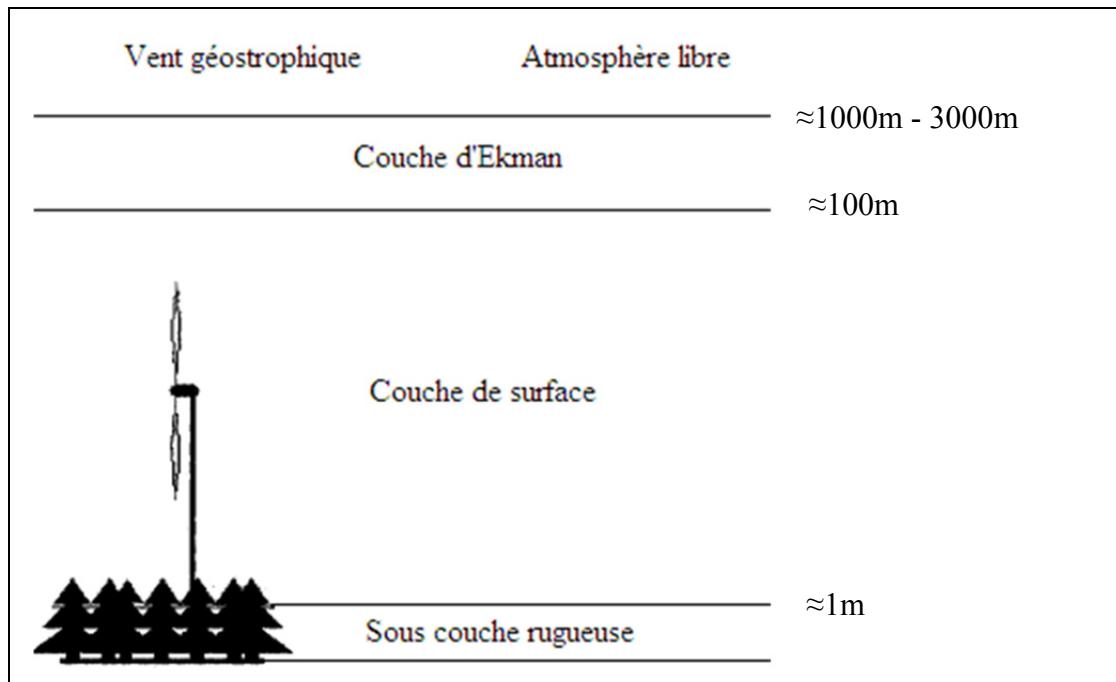


Figure 1.1 : Structure de la couche limite atmosphérique

1.2.1.1 Sous-couche rugueuse

La sous-couche rugueuse est la partie de la CLA en contact direct avec le sol. Dans la sous-couche rugueuse, le cisaillement du vent se crée. Il dépend principalement de la nature de la surface. L'échange entre la surface et l'air est principalement moléculaire. À cette échelle, les structures turbulentes sont très petites.

1.2.1.2 Couche de surface (CS)

La CS représente 10 % de la CLA (≈ 100 m). Elle est aussi appelée couche de Prandtl. Dans cette zone, les forces principales déterminant la nature de l'écoulement sont celles de frottement et du gradient de pression. La force de Coriolis est faible et peut donc être négligée. C'est dans cette couche que l'on trouve la plus grande partie de la turbulence. Sur terrain plat et dans des conditions de stabilité neutre, le profil de vitesse du vent moyen suit une loi logarithmique. La distribution du vent dépend essentiellement de la stratification thermique de l'air et de la nature de la surface.

1.2.1.3 Couche d'Ekman

Dans la couche d'Ekman, la température n'a pas d'influence sur la dynamique de l'écoulement du vent en conditions neutres. La couche d'Ekman est gouvernée par l'équilibre entre les forces de frottement, de pression et de Coriolis. L'influence des forces de frottement diminue lorsque l'altitude augmente (Stull, 1988). L'épaisseur de la CLA (et donc de la couche d'Ekman) dépend de l'intensité de la turbulence, du flux de chaleur, de l'humidité, de la quantité de mouvement, de la rugosité du terrain et des flux turbulents. Sa limite supérieure est définie lorsque la surface n'a plus d'influence sur l'écoulement. L'atmosphère libre commence à cette hauteur. Elle est caractérisée par le vent géostrophique.

1.2.2 Stabilité thermique de la CLA

Durant la journée, un gradient vertical de température se crée; la vitesse du vent et l'intensité de la turbulence sont influencées par le changement de température. Il existe trois types de stabilité thermique de la CLA : stable, neutre et instable, comme le montre la figure 1.2 sur l'évolution temporelle de la CLA. Comme l'air est compressible, ces états de la stabilité thermique sont définis à partir de la variation de la température potentielle en fonction de la hauteur ($\theta = T + \frac{g}{C_p} z$).

Pendant le jour, une couche de mélange **instable** $\frac{\partial\theta}{\partial z} < 0$ se forme sous l'effet du réchauffement du sol et continue à s'épaissir jusqu'à la fin de l'après-midi. Le transfert de la chaleur du sol vers l'air se fait par conduction. La turbulence dans la couche de mélange est générée par les effets thermiques et le cisaillement du vent avec le sol.

Au coucher du soleil, l'effet de la conduction entre l'air froid et le sol devient de moins en moins intense et la force de flottabilité s'atténue dans la CLA. Une couche résiduelle de stabilité **neutre** $\frac{\partial\theta}{\partial z} = 0$ se forme. Cette couche ne se forme pas très souvent durant la journée, mais elle peut se produire en présence de grands vents et de nuages, ce qui empêche le soleil de chauffer le sol.

Après le coucher de soleil, une couche **stable** $\frac{\partial\theta}{\partial z} > 0$ se forme; cette couche se caractérise par une inversion de température sous l'effet du refroidissement du sol. La couche limite devient stable thermiquement, ce qui contribue à l'atténuation de la turbulence. Lorsque le sol est plus froid que l'air ambiant, la vitesse de l'air et la turbulence proche de la surface diminuent. Un peu plus loin du sol, et sous certaines conditions, un jet nocturne peut se former, ce qui augmente la vitesse du vent et l'intensité de la turbulence à cet endroit (Stull, 1988).

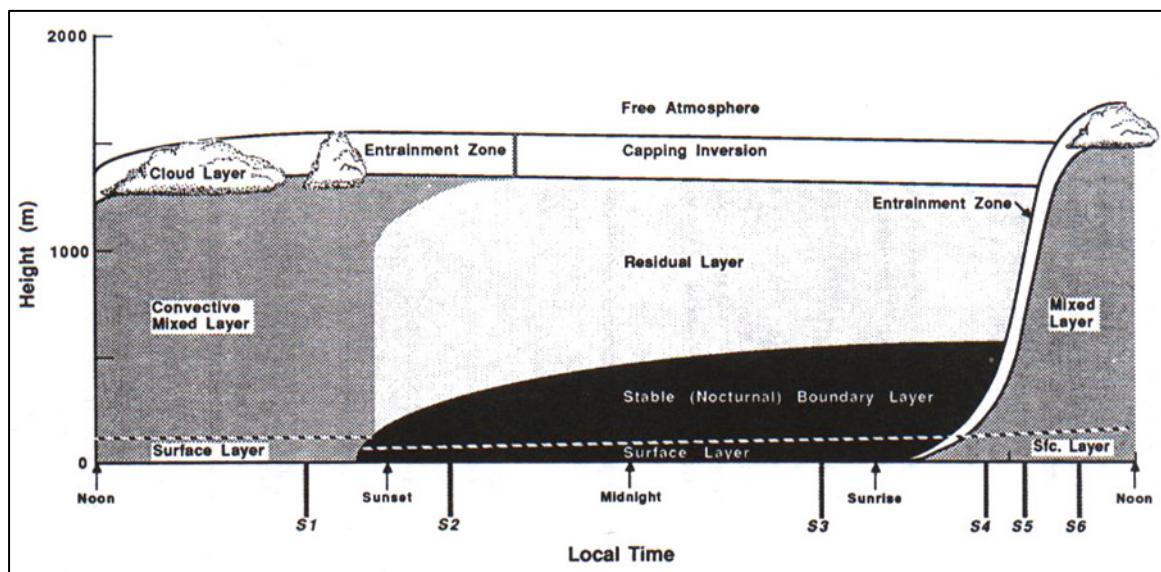


Figure 1.2 : Schéma de l'évolution temporelle de la couche limite atmosphérique (tirée de Stull, 1988)

1.2.3 Écoulement de la CLA

Dans la CLA, l'air est considéré comme un fluide newtonien. Son comportement est décrit par les équations de Navier-Stokes. Les caractéristiques de la CLA dépendent de la nature de la surface, de sa rugosité, de son orographie et de la stabilité thermique. Pour simplifier les équations, l'air est traité comme un fluide incompressible lorsqu'il s'agit de simulation dans la CS. À cause de la variation de la température, la masse volumique de l'air change. L'utilisation de l'approximation de Boussinesq pour la variation de la flottabilité permet de négliger les effets de la variation de la masse volumique pour tous les termes des équations de Navier-Stokes, tout en tenant compte de la force de flottabilité hydrostatique (Stull, 1988).

1.2.4 Turbulence

Dans la CLA, la turbulence a deux origines : une origine mécanique qui dépend des caractéristiques de la surface (rugosité, relief, végétation, etc.) et une origine thermique causée par le gradient de température obtenu par le réchauffement ou le refroidissement du sol. Donc, le cisaillement du vent en contact avec le sol et la stratification thermique de l'air sont à l'origine de la turbulence atmosphérique.

L'écoulement du vent dans la CLA se fait à un nombre de Reynolds très élevé. Il est très turbulent. Lors de l'écoulement, un grand nombre de tourbillons de différentes échelles temporelles et spatiales se forment et se dissipent. La longueur caractéristique des tourbillons varie de l'ordre du millimètre à plus de 3000 m (Stull, 1988) tout en occupant le même espace spatial et temporel.

La formation et la dissipation des tourbillons se font par cascade d'énergie. Ce concept a été proposé par Richardson (Richardson, 1922) pour décrire le phénomène physique de la turbulence. Dans un écoulement turbulent, les grands tourbillons sont instables. Ils se brisent en petits tourbillons et transfert ainsi l'énergie cinétique de la turbulence (processus non visqueux). Ce processus continue à se produire jusqu'à ce que les tourbillons deviennent très petits; la dissipation énergétique se fait alors par l'entremise de la viscosité moléculaire par dissipation de chaleur (processus visqueux).

Selon la théorie de Kolmogorov (Kolmogorov, 1941), il est possible de séparer en deux catégories les différentes échelles de la turbulence : les grandes échelles ayant un comportement anisotrope et fortement influencé par les frontières de l'écoulement et les petites échelles ayant un comportement isotrope.

Selon l'hypothèse de Kolmogorov, à un nombre de Reynolds élevé, la distribution de l'énergie cinétique de la turbulence en fonction de la taille des tourbillons est représentée à l'aide d'un spectre d'énergie cinétique. La densité d'énergie (E) est déterminée à partir du taux de dissipation (ε) et du nombre d'ondes ($\kappa=2\pi/l$). Pope (2000) présente une équation générale de la variation de l'énergie cinétique en fonction de la taille des tourbillons.

$$E(\kappa) = C \varepsilon^{2/3} \kappa^{-5/3} \quad (1.1)$$

Une représentation générale du spectre d'énergie est illustrée à la figure 1.3.

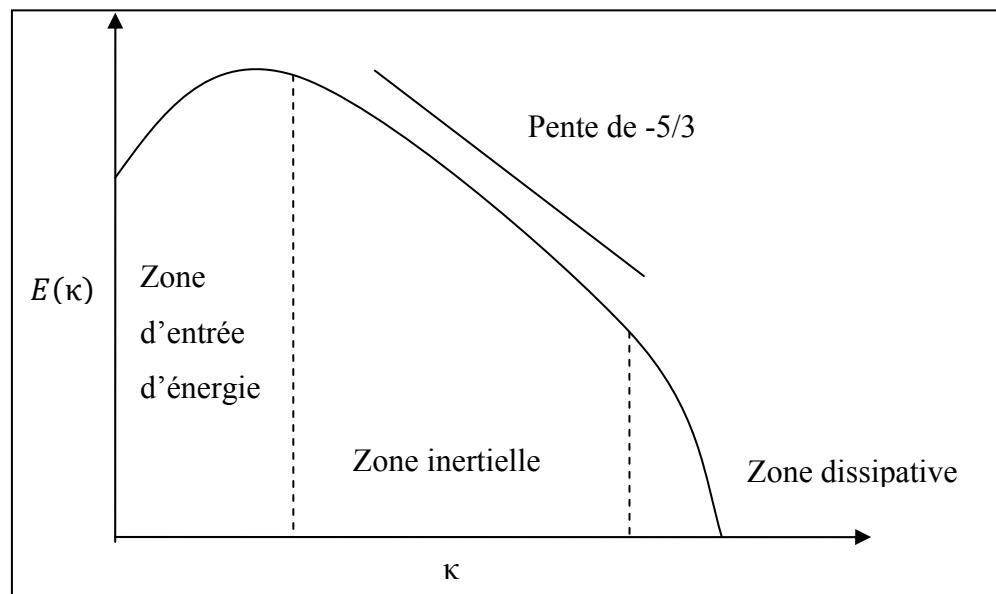


Figure 1.3 : Spectre d'énergie sur une échelle logarithmique

Le spectre d'énergie présente trois zones : la zone d'entrée d'énergie où les grandes échelles se forment; l'injection d'énergie se fait dans cette zone et elle est à l'origine de la turbulence;

la zone inertielle où le transfert d'énergie est gouverné principalement par les effets inertiels; et la zone dissipative qui a un nombre d'onde élevé, là où les effets visqueux sont dominants. Dans la zone inertielle, le spectre d'énergie cinétique est caractérisé par une pente de $-5/3$.

En réalité, les petits tourbillons se fusionnent parfois en de plus grandes structures pour augmenter le contenu énergétique (De Villiers, 2006). Le transfert d'énergie cinétique ne se fait pas complètement dans un seul sens. L'équation (1.1) est une approximation du comportement moyen. La transformation des petits tourbillons en plus grands tourbillons est appelée phénomène de rétrodiffusion tourbillonnaire (*backscatter*).

1.2.5 Effet de la rugosité du terrain

La rugosité du terrain est un paramètre très important qui influence l'écoulement de la CLA. Lorsque la rugosité croît, le cisaillement du vent proche de la paroi devient plus élevé, ce qui a pour effet d'augmenter l'intensité de la turbulence. La hauteur de la rugosité est la hauteur à laquelle la vitesse du vent est nulle sur le terrain. La hauteur de la rugosité utilisée en science atmosphérique est typiquement liée au type du terrain. Le tableau 1.1 résume les hauteurs de rugosité typiques (Manwell et al., 2002) .

Tableau 1.1 : Hauteurs de rugosité typiques

Type de terrain	Hauteur de rugosité (m)
Surface d'eau	0.0005
Neige	0.003
Terrain d'agriculture	0.05
Quelques arbres	0.1
Forêt	0.5
Ville	3

1.2.6 Influence de la végétation

Le comportement de l'écoulement de la CLA au-dessus et à l'intérieur de la forêt dépend de la structure de la végétation, de sa distribution spatiale horizontalement et de sa masse volumique de surface foliaire α . Les terrains forestiers sont souvent caractérisés par la présence de plaines, de zones de végétation de hauteurs variables, de lacs et par une variation de l'altitude associée à l'orographie. L'hétérogénéité de la surface est à l'origine d'une variation de la vitesse du vent et de la création de régions où la turbulence est intense.

1.2.6.1 Écoulement du vent entrant dans la forêt

La description de cet écoulement est illustrée à la figure 1.4. À son entrée dans la forêt, l'air de la CLA rencontre une force de traînée aérodynamique exercée par la couverture végétale qui s'oppose à son écoulement. Une région d'impact (voir figure 1.4, **zone 1**) se crée en amont du bord de la végétation à cause de la décélération de l'air dans cette zone due au gradient de pression exercé par la couverture forestière.

Dans la forêt, une région d'ajustement se forme (voir figure 1.4, **zone 2**) : l'écoulement du vent décélère proche de la surface et accélère au-dessus de la végétation. Un point d'inflexion caractéristique du profil de vitesse en forêt se produit (Yang et al., 2006; Dupont et Brunet, 2008b; Ruck et al., 2012). L'intensité de la turbulence diminue dans le couvert forestier en raison de la présence de petites structures turbulentes générées par la végétation. Ces petites échelles de la turbulence augmentent le taux de dissipation.

L'énergie cinétique de la turbulence diminue au sommet de la forêt à cause de l'advection verticale de l'air provenant de l'intérieur de la forêt. L'écoulement du vent est caractérisé par de forts effets de distorsion, qui déclenchent le développement d'une zone de rafales intenses (*enhanced gust zone*). Cette dernière est observée près du sommet de la forêt (Raupach et al., 1987) et identifiée numériquement (Dupont et Brunet, 2008a; Yang et al., 2006a).

L'écoulement de l'air autour du bord de la forêt contribue aux échanges d'énergie et de masse et il constitue une couche de mélange (Dupont et al., 2008a, 2011, 2012). La longueur de la

région d'ajustement correspond à la distance nécessaire pour obtenir un écoulement complètement développé au-dessus et à l'intérieur de la forêt. Elle dépend de la masse volumique de surface foliaire α de la végétation (Frank et Ruck, 2008).

À l'intérieur de la forêt (voir figure 1.4, **zone 3**), l'écoulement est complètement développé.

La couche limite atmosphérique cisaillée au sommet de la forêt (voir figure 1.4, **zone 4**) est caractérisée par la présence de structures cohérentes responsables de l'échange de quantités de mouvement, de masse et de chaleur entre la forêt et l'atmosphère (Raupach et al., 1996).

Au-dessus de la forêt, une région dite de rugosité-changée (voir figure 1.4, **zone 5**) se crée. Une couche limite interne se développe.

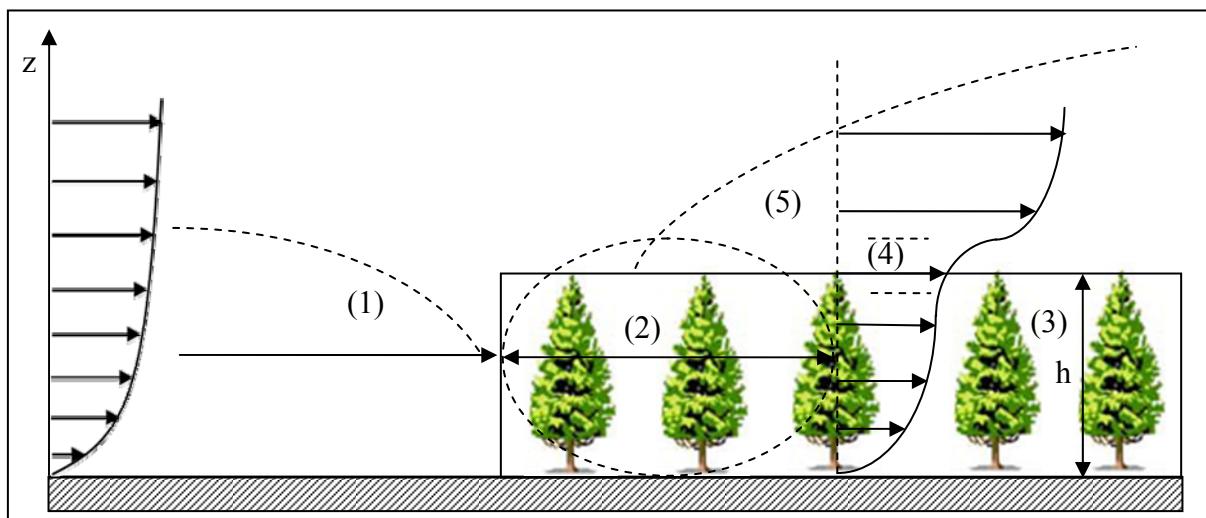


Figure 1.4 : Schéma d'un écoulement turbulent entrant dans une forêt homogène et diagramme des régions du flux

1.2.6.2 Écoulement du vent sortant de la forêt

Le profil de vitesse du vent observé juste à la sortie de la forêt maintient la même forme que celui à l'intérieur de la forêt. Si la longueur de la forêt est suffisamment grande et que cette dernière est homogène horizontalement, ce profil correspondra à celui d'un écoulement

complètement développé en milieu forestier. Au bord de la couverture forestière, le profil de vitesse présente un point d'inflexion au voisinage du sommet de la forêt (voir figure 1.5).

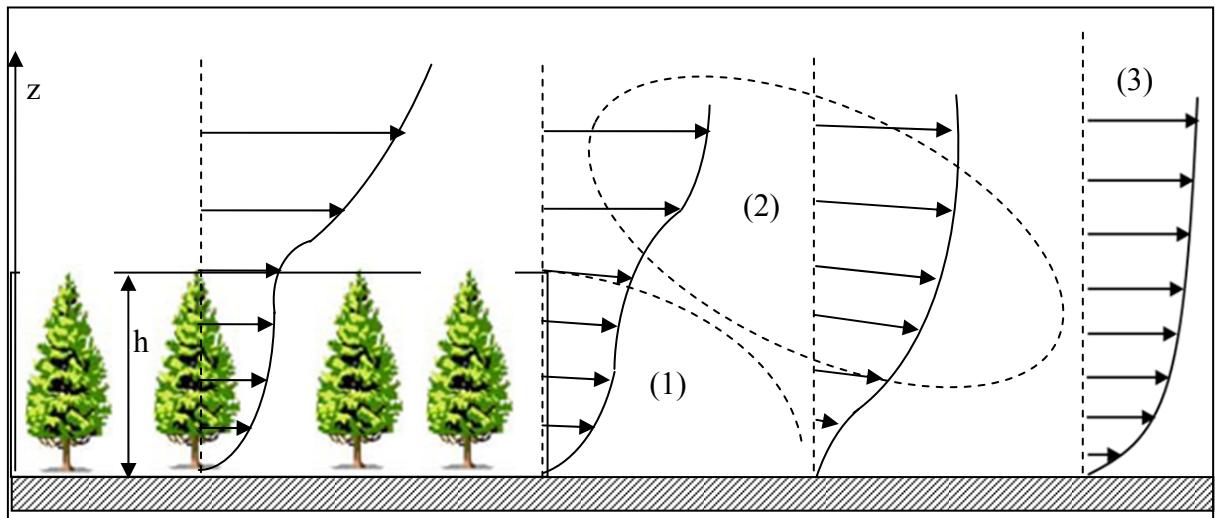


Figure 1.5 : Schéma d'un écoulement turbulent sortant d'une forêt homogène

Dans la **zone 1** (voir figure 1.5), la vitesse du vent est faible près de la paroi et augmente légèrement lorsqu'on se déplace verticalement vers le sommet de la forêt. Le profil de vitesse présente un point d'inflexion qui disparaît en aval du couvert forestier. Lee (2000) présente une synthèse bibliographique sur le comportement et la modélisation de l'écoulement de la CLA sortant de la forêt. En aval de la forêt, il est possible d'observer une zone de recirculation sur la plaine. Lee (2000) indique que cette zone de recirculation est souvent détectée sur la plaine lorsque la clairière est petite et que le vent est fort et/ou que l'indice de surface foliaire (LAI) est élevé. Cassiani et al. (2008) montrent que, lorsque l'indice de surface foliaire (LAI) augmente, la vitesse du vent négative près du sol devient très intense, la taille de la zone de recirculation s'accroît et l'écoulement du vent devient semblable à celui observé sur une marche (voir figure 1.6).

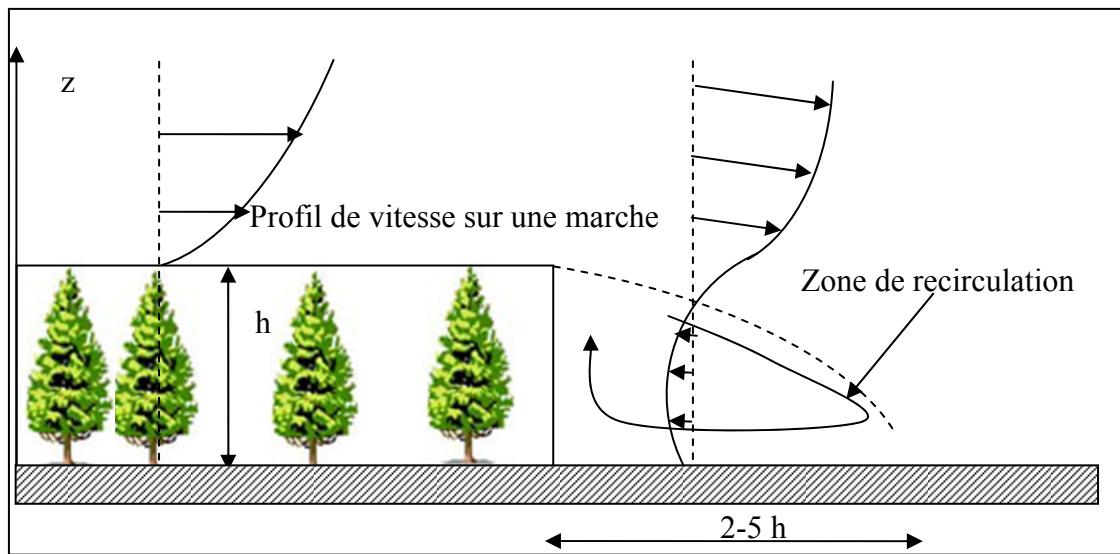


Figure 1.6 : Schéma d'un écoulement turbulent sortant d'une forêt homogène à densité élevée

Dans la **zone 2** (voir figure 1.5), les lignes de courant sont légèrement inclinées. Cette caractéristique de l'écoulement est observée par simulation numérique dans la littérature (Raynor, 1971; Li et al., 1990; Green, 1992; Chen et al., 1995). L'écoulement tend vers un profil de vitesse sur paroi rugueuse, et une couche de mélange instable se produit au voisinage de la transition entre la forêt et la clairière. L'instabilité disparaît graduellement tout en amortissant le cisaillement engendré par la transition entre la forêt et la clairière.

Dans la **zone 3** de la figure 1.5, le profil de vitesse correspond à celui observé sur la surface rugueuse de la clairière. La distance nécessaire pour retrouver ce profil diminue lorsque la rugosité de la surface de la clairière augmente. En soufflerie et sur une surface lisse, Chen et al. (1995) ont montré qu'une distance de 22 fois la hauteur de la forêt est nécessaire pour retrouver un profil de vitesse où l'influence de la bordure n'est plus ressentie. Des observations de Raynor (1971) en aval d'un champ de conifères montrent que le profil logarithmique est observé à une distance de 5 fois la hauteur de la forêt.

1.2.7 Influence de l'orographie

La complexité de l'orographie de la surface favorise le comportement anisotrope de la turbulence atmosphérique. Inévitablement, l'orographie engendre un autre type d'hétérogénéité dans l'écoulement.

1.2.7.1 Écoulement au-dessus de collines

L'écoulement de la CLA sur une colline a fait l'objet d'un grand nombre d'études dans la littérature. Une des plus influentes est l'étude théorique de Jackson et Hunt (1975). De façon générale, on distingue trois couches au sein du profil de vitesse au voisinage du sol rugueux (voir figure 1.7) : interne, intermédiaire et extérieure.

Proche de la surface et en amont de la colline, l'écoulement dans la couche intermédiaire (voir figure 1.7) est légèrement décéléré. Lorsque la pente de la colline est élevée et/ou sous certaines conditions de stabilité thermique, il peut y avoir un effet de freinage significatif de l'écoulement. La vitesse du vent dans la couche intermédiaire (voir figure 1.7) est maximale au sommet, puis elle décélère en aval de la colline. L'écoulement de la CLA sur une colline dépend fortement de sa forme.

En amont de la colline, l'écoulement est influencé principalement par les forces visqueuses (incluant celles produites par la turbulence) et les forces de pression. Dans la couche extérieure, les forces d'inertie sont dominantes, la turbulence est faible et les effets de la viscosité sont négligeables. La couche inférieure est caractérisée par de forts transferts turbulents responsables des perturbations de l'écoulement (Hunt et al., 1988; Raupach et Finnigan, 1997).

En aval de la colline, une région de sillage se forme; l'écoulement est fortement turbulent et est ralenti. Lorsque la colline est suffisamment élevée, une zone de recirculation apparaît en l'aval (Kaimal et Finnigan, 1994).

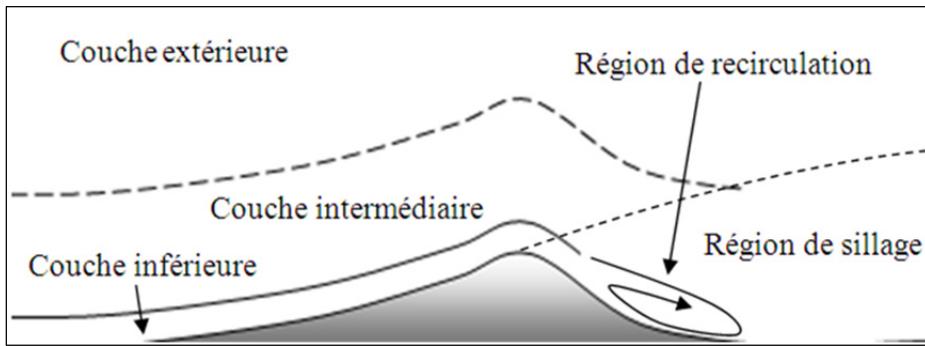


Figure 1.7: Écoulement de la CLA sur une colline bidimensionnelle

Dans la littérature, on trouve quelques études de l'écoulement de la CLA sur une colline avec couverture forestière (Ross et al., 2015; Harman et al., 2013; Poggi et al., 2007a). Ross (2008) a illustré l'importance de tenir compte de la contribution de la végétation dans le transport d'énergie et de masse. Les caractéristiques d'un écoulement atmosphérique sur une colline avec couverture forestière ont été étudiées expérimentalement en laboratoire (Finnigan et Brunet, 1995; Poggi et Katul, 2007a, b, c; Wilson et al., 1988), numériquement (Katul et al., 2006; Ross et Baker, 2013; Patton et Katul, 2009; Ross et Vosper, 2005; Ross, 2011; Dupont et al., 2008) et analytiquement (Finnigan et Belcher, 2004; Belcher et al., 2008, 2012; Poggi et al., 2008; Harman et Finnigan, 2010, 2013; Wang et Yi, 2012).

1.3 Profils de la vitesse du vent et intensité de la turbulence

Les expressions analytiques du profil de la vitesse du vent, de l'énergie cinétique turbulente et du taux de dissipation sont présentées dans cette section. Ces relations dépendent de certains paramètres difficilement mesurables expérimentalement et elles ne sont pas applicables à un écoulement sur terrain complexe.

1.3.1 Profil de la vitesse et turbulence

Pour un écoulement complètement développé de la CS sur terrain plat, en conditions de stabilité neutre, le profil de vitesse analytique est obtenu à partir de l'équation de quantité de

mouvement moyennée (Stull, 1988; Panofsky et al., 1984; Kaimal et al., 1994). Il s'écrit comme suit :

$$U = \frac{u_*}{K} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (1.2)$$

où κ est la constante de Von Karman ($\kappa \approx 0.42$) et u_* est la vitesse de friction.

D'après Panofsky et al. (1984), des mesures expérimentales montrent que, dans la CS neutre, la viscosité cinétique turbulente peut être estimée selon l'équation suivante :

$$\nu_t = Ku_* z \quad (1.3)$$

Les expressions analytiques de la distribution de l'énergie cinétique turbulente par unité de masse k et du taux de dissipation par unité de masse ε sont définies selon Panofsky et al. (1984) comme suit :

$$k = \frac{u_*^2}{\sqrt{C_\mu}} \quad (1.4)$$

et

$$\varepsilon = \frac{u_*^3}{Kz} \quad (1.5)$$

où C_μ est la constante du modèle de fermeture $k-\varepsilon$. Ces expressions analytiques sont valables seulement pour une CLA neutre sur un terrain plat de faible rugosité (donc pas au-dessus d'une forêt ou en milieu urbain).

1.3.2 Profil de la vitesse au-dessus et à l'intérieur de la forêt

Dans la littérature, l'équation de la vitesse du vent au-dessus de la forêt peut être exprimée selon Kaimal et al. (1994) et Panofsky et al. (1984) de la façon suivante :

$$U = \frac{u_*}{K} \ln\left(\frac{z - d}{z_0}\right) \quad (1.6)$$

Où d est la hauteur de déplacement.

Cette expression analytique se compare bien aux observations lorsque z_0 et d sont connus. Toutefois, la détermination précise de ces 2 paramètres est difficile à réaliser.

Selon Pinard (2001), à l'intérieur d'une forêt homogène horizontalement, il existe une expression empirique qui donne approximativement la vitesse du vent :

$$U = u_h \exp\left[\gamma\left(\frac{z}{h} - 1\right)\right] \quad (1.6)$$

où u_h est la vitesse au sommet de la forêt ($z = h$) et γ est le coefficient d'atténuation. Il est difficile d'évaluer la vitesse au sommet de la forêt et le coefficient d'atténuation. À l'intérieur de la forêt, la relation (1.6) n'est valide que dans la partie $0.6 < z/h < 1$.

1.4 Modélisation et simulation de l'écoulement de la CLA sur terrain avec couvert forestier

L'écoulement de la CLA sur un site qui présente une hétérogénéité forestière horizontalement a fait l'objet de plusieurs études. Bohrer et al. (2007, 2008, 2009), Yue et al. (2007), Schlegel et al. (2012) et Bailey et Stoll (2013) déterminent numériquement l'écoulement de la CLA sur terrain plat avec un couvert forestier non homogène horizontalement. Ross (2012) présente une approche analytique qui se limite à une légère hétérogénéité.

1.4.1 Modélisation de la forêt

Lorsque le couvert forestier est non homogène horizontalement, l'écoulement de la CLA est complexe, et l'interprétation des mesures devient difficile et fastidieuse. De plus, la structure ramifiée des arbres à l'intérieur de la forêt crée une complexité locale de l'écoulement, mais aussi pose un défi au niveau de la représentation de la morphologie de l'arbre lors de la modélisation de l'écoulement à l'intérieur de la forêt.

La considération exacte de la morphologie détaillée des arbres présente de sérieuses difficultés lors de la modélisation. Il existe des travaux qui modélisent des arbres isolés (voir Endalew et al., 2009, 2011). Ces auteurs représentent le tronc par un cylindre et les branches par un cône central autour duquel il y a des corps coniques à l'intérieur du domaine de calcul représentant les branches avec les épines.

Chester et Meneveau (2007) et Schröttle et Dörnbrack (2013) adoptent un modèle d'arbres fractals. Ils proposent une technique de simulation numérique re-normalisée (RNS) permettant de déterminer la force de traînée obtenue à partir des parties résolues de l'arbre au cours de la simulation. Cette force est ensuite ajustée pour déterminer la force de traînée des parties de l'arbre qui ne sont pas représentées par l'approche fractale. Graham et Meneveau (2012) utilisent la technique RNS pour quelques arbres.

Lorsqu'il s'agit d'étudier l'écoulement simplement au voisinage de la forêt, la hauteur du sol est souvent simplement déplacée verticalement d'une hauteur d'environ 65 à 75 % de la hauteur de la forêt (Panofsky et al., 1984; Kaimal et al., 1994), pour représenter l'impact de la hauteur de déplacement produit par la forêt sur l'écoulement. En bordure de la forêt, le sol est incliné graduellement sur une distance équivalant à 5 fois la hauteur de déplacement d de la forêt. La rugosité du sol z_0 dans la forêt correspond à environ 10 % de la hauteur de la forêt (Pinard et al., 2001).

La forêt dans les modèles CFD est souvent modélisée par une analogie entre la forêt et un milieu poreux (Dulpé et Masson, 2008; Pinard, 2000; Shaw et Schumann, 1992). La forêt produit des pertes de pression liées essentiellement aux pertes inertielles. Ces pertes sont représentées par l'ajout d'un puits de quantité de mouvement dans les équations du mouvement des modèles.

1.4.2 Types de modèles de forêt

En énergie éolienne, deux familles de méthodes sont utilisées pour la prévision de l'écoulement de la CLA : les méthodes basées sur des modèles utilisant des équations linéarisées et les méthodes dites de la dynamique des fluides (méthodes CFD).

Les modèles linéaires exploitent des relations algébriques, analytiques et empiriques. Ils représentent les modèles les plus utilisés dans l'industrie de l'énergie éolienne et ils sont disponibles sous forme de logiciels commerciaux Wasp (Troen et al., 1989) et MsMicro (Taylor et al., 1983). L'avantage de ce type de modèles tient à leur rapidité d'exécution pour obtenir une solution; ces modèles ne sont toutefois valides que dans des cas très spécifiques. De plus, ils sont peu précis, car ils négligent plusieurs paramètres physiques influençant l'écoulement atmosphérique. Ces modèles ne sont pas précis lorsque le terrain est complexe et ils ne peuvent pas déterminer les zones de recirculation et de séparation.

Les modèles non linéaires (communément nommés modèles ou méthodes CFD) utilisent, pour prévoir l'écoulement, des équations de conservation avec un minimum de simplifications (équations de Navier-Stokes) qui sont généralement résolues par la méthode des volumes finis ou des éléments finis. Ces modèles sont disponibles sous forme de logiciels commerciaux (Fluent, WindSim, Meteodyn, Ventos) ou de source libre (OpenFOAM). Ils sont plus complexes et généralement plus précis, mais aussi plus coûteux numériquement que les méthodes basées sur les modèles linéarisés. Ils offrent la possibilité de prendre en compte plusieurs phénomènes physiques.

1.5 Modélisation de la turbulence de l'écoulement de la CLA

Les méthodes CFD résolvent les équations fondamentales de conservation pour prédire les caractéristiques de l'écoulement de la CLA. Les méthodes de simulation qui sont présentées dans cette partie exploitent les modèles de turbulence de type RANS à zéro équation, à une équation et à deux équations, les modèles de simulation des grandes échelles (LES) et les modèles hybride RANS/LES.

Dans la littérature, on trouve des modèles de turbulence de types RANS et LES qui ont été adaptés pour la simulation de la CLA sur couvert forestier (Shaw et Pereira, 1982; Wilson, 1988; Katul et al., 2004; Sogachev et al., 2008; Lopes et al., 2013; Shaw et Schumann, 1992; Shaw et Patton, 2003).

Les principaux modèles CFD présentés dans la littérature publique seront décrits dans les sections suivantes.

1.5.1 Modèle de Reynolds moyené RANS

Les modèles RANS simulent de façon statistique l'écoulement turbulent. Ce type de modèle est le plus populaire et reconnu pour la simulation de l'écoulement atmosphérique. Les équations de Navier-Stokes sont moyennées temporellement. Toutes les structures turbulentes sont modélisées. Les propriétés turbulentes de l'écoulement sont décomposées en une partie moyenne et une partie fluctuante et injectées dans les équations fondamentales de conservation. Les moyennes des fluctuations des vitesses, appelées contraintes de Reynolds, apparaissent dans les équations moyennées de Reynolds. Comme elles sont inconnues, des équations supplémentaires sont nécessaires pour la fermeture du système des équations fondamentales.

L'approximation de Boussinesq pour les effets de la variation de la flottaison qui considère une masse volumique constante est utilisée. Le système d'équations fondamentales obtenu avec la procédure de moyenne de Reynolds possède alors six inconnues supplémentaires. Il

peut être réduit à une seule inconnue lorsque l'approximation de Boussinesq pour la turbulence est appliquée. On utilise l'approximation de Boussinesq pour la turbulence, car les contraintes turbulentes (les composantes du tenseur de Reynolds, aussi nommées contraintes de Reynolds) sont alors proportionnelles au taux de déformation, et la constante de proportionnalité est la viscosité cinématique turbulente v_t . Il est alors nécessaire de déterminer la viscosité cinématique turbulente, qui est une caractéristique de l'écoulement. Il existe plusieurs modèles de fermeture dans la littérature qui ont pour objectif d'évaluer le tenseur de Reynolds.

L'approximation de Boussinesq pour la turbulence implique que la viscosité turbulente est isotrope. Lorsque les échelles de la turbulence sont petites, elles peuvent effectivement être considérées comme isotropes. Cette approximation n'est pas parfaitement valide pour les grandes structures turbulentes présentes dans l'écoulement.

Pour modéliser les contraintes turbulentes, plusieurs modèles de fermeture ont été développés. Ces modèles contiennent des constantes généralement déterminées expérimentalement. Afin d'adapter ces modèles à des simulations de la couche limite atmosphérique, les constantes du modèle de fermeture doivent être modifiées.

Parmi les modèles de fermeture les plus utilisés pour la simulation de l'écoulement de la couche limite atmosphérique sur couvert forestier, on trouve les modèles à zéro, à une et à deux équations. Le nombre d'équations correspond aux équations de transport utilisées par le modèle de fermeture.

1.5.1.1 Modèle à zéro équation

Pour caractériser la turbulence, les modèles à zéro équation établissent une corrélation liant la longueur de mélange et le gradient de vitesse à la viscosité turbulente. On peut citer à titre d'exemple le travail entrepris par Li et al. (1990). La longueur de mélange proposée par Li et al. (1990) dépend principalement de l'altitude, de la vitesse géostrophique, de la hauteur de la

forêt et de la masse volumique de surface foliaire α . Ce modèle à zéro équation est simple et donne de bons résultats seulement lorsque la longueur de mélange est évaluée correctement.

Les équations fondamentales de conservation qui en résultent pour décrire l'écoulement turbulent du vent tenant compte de la présence de la forêt sont facilement résolues numériquement. Ce modèle à zéro équation n'est pas adapté à un changement brusque de rugosité, en particulier lorsque l'écoulement est sur un terrain complexe. Les résultats sont généralement de faible précision.

Cependant, la comparaison des profils de vitesse du vent simulés par Li et al. (1990) avec les mesures de Raynor (1971) pour un écoulement de la CLA entrant dans la forêt n'indique qu'une faible différence.

1.5.1.2 Modèle à une équation

Dans ce modèle, l'équation de l'énergie cinétique de la turbulence par unité de masse est ajoutée aux équations de conservation. Le taux de dissipation par unité de masse ε apparaissant dans l'équation de l'énergie cinétique est évalué à l'aide d'une expression algébrique. La viscosité turbulente est calculée à partir de la longueur de mélange et de l'énergie cinétique.

Ce modèle de fermeture donne des résultats précis, seulement lorsque la longueur de mélange est évaluée correctement. Il n'exige pas un coût de calcul élevé et le temps de calcul est de trois à quatre fois moins long qu'avec le modèle à 2 équations $k-\varepsilon$. Ce type de modèle est légèrement plus précis que le modèle à zéro équation, mais il nécessite plus de ressources informatiques et se heurte, comme dans le cas du modèle à zéro équation, au défi de l'évaluation de la longueur de mélange. Le modèle à une équation n'est pas très bien adapté au calcul des écoulements sur un terrain complexe.

Katul et al. (2004) ont proposé dans leurs travaux un modèle à une équation qui donne de bons résultats lorsqu'on les compare aux mesures pour huit types de forêt. Pinard et al. (2001), Poggi et al. (2004) et Katul et al. (2004) montrent que l'introduction d'une bonne paramétrisation de la longueur de mélange permet de bien caractériser la turbulence. La diffusion de la turbulence à l'intérieur et au-dessus de la forêt dépend essentiellement de la masse volumique de surface foliaire α de la forêt. Le modèle donne une meilleure corrélation avec les résultats expérimentaux lorsque le coefficient de traînée est évalué correctement.

1.5.1.3 Modèle à deux équations

Les modèles présentés précédemment nécessitent l'évaluation empirique de la longueur de mélange. Ces modèles ne sont pas coûteux numériquement, mais il faut connaître les caractéristiques de l'écoulement pour évaluer correctement la longueur de mélange.

Le modèle $k-\varepsilon$ à deux équations est le plus utilisé pour la simulation de l'écoulement turbulent, car il donne de bons résultats avec un coût de calcul plus faible que le modèle LES. Ce modèle est basé sur l'utilisation de l'équation de l'énergie cinétique turbulente par unité de masse et l'équation du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente par unité de masse pour déterminer la vitesse caractéristique et la longueur caractéristique et donc la viscosité turbulente. Les équations du modèle $k-\varepsilon$ seront détaillées dans le chapitre suivant.

Svensson et al. (1990), Kobayashi et al. (1994), Liu et al. (1996) et Liang et al. (2006) ont proposé un modèle $k-\varepsilon$ modifié pour la simulation de la CLA sur terrain avec couvert forestier. Ce modèle utilise une analogie entre la forêt et un milieu poreux. L'influence de la forêt est représentée dans les équations fondamentales de conservation et les équations de fermeture par l'ajout de termes sources. Ces termes font intervenir un coefficient de traînée et la masse volumique de surface foliaire α de la forêt. Sanz (2003) montre que ce type de modèle donne des résultats satisfaisants lorsque ses constantes sont évaluées d'une façon appropriée.

Bien que les caractéristiques puissent changer selon le type de forêt, la comparaison des résultats obtenus à l'aide du modèle $k-\epsilon$ modifié avec les résultats mesurés est satisfaisante lorsque les paramètres caractéristiques du modèle sont évalués d'une façon appropriée. Ce type de modèle sous-estime l'intensité de la turbulence dans la partie inférieure de la forêt.

Dans le cadre de travaux plus récents sur l'écoulement complètement développé de la CLA sur terrain plat avec couvert forestier homogène horizontalement, Dalpé et Masson (2008) proposent d'utiliser les constantes modifiées du modèle $k-\epsilon$ de Katul et al. (2004). Ils présentent de nouvelles conditions aux limites et analysent l'influence du coefficient de traînée et de la masse volumique de surface foliaire α sur les résultats à l'intérieur de la forêt. Le modèle peut être amélioré pour obtenir une meilleure prédition de l'intensité de la turbulence par une correction de l'erreur de discréétisation. Ces corrections ont fait l'objet d'un travail réalisé par Sumner et Masson (2011) sur terrain plat rugueux.

Le modèle à deux équations est le plus utilisé à cause de son coût numérique modeste. Les résultats de ce modèle sont toutefois de faible précision en présence de phénomènes de recirculation et de séparation. C'est pourtant un phénomène très observé lors de l'écoulement de la CLA sur des orographies réelles.

L'inconvénient majeur du modèle $k-\epsilon$ est dû au fait qu'il repose sur l'hypothèse de l'isotropie de la viscosité turbulente alors que la nature turbulente de l'écoulement de la CLA est anisotrope. On ne peut considérer l'hypothèse de l'isotropie que dans la région proche de la paroi.

1.5.2 Modèle de simulation de grandes échelles (LES)

L'idée du LES est de filtrer les structures tourbillonnaires. Les grandes structures tourbillonnaires anisotropes sont simulées directement et les petites structures isotropes sont modélisées. Les structures turbulentes sont décomposées en une partie du champ à grande échelle et une partie du champ à petite échelle. Le filtrage de l'équation de Navier-Stokes fait

apparaître des inconnues appelées contraintes de sous maille qui représentent l’interaction entre les grandes et les petites structures. Cette approche tient compte du comportement non isotrope de la turbulence atmosphérique et décrit d’une manière instationnaire l’écoulement.

Les modèles de simulation des grands tourbillons décrivent l’écoulement dans l'espace et dans le temps et prévoient adéquatement la recirculation et la séparation de l’écoulement. Ces phénomènes sont souvent observés sur terrain complexe et sur couvert forestier. Ce type de modèle est toutefois très exigeant en termes de coût numérique.

Silva et al. (2007) ont utilisé un modèle de type LES pour déterminer l’écoulement sur un terrain complexe. Ils montrent que les conditions aux limites sont déterminantes pour que la vitesse et l’énergie cinétique turbulente, obtenues par leur modèle de type LES, soient précises.

Shaw et al. (1992), Yang et al. (2006), Clark et al. (2007) et Cassiani et al. (2008) ont proposé un modèle de type LES pour la simulation de la CLA sur terrain avec couvert forestier. Ce modèle peut prévoir l’écoulement instantané de la CLA mais à coût numérique très élevé. Il est nécessaire d’augmenter le nombre de mailles proche de la paroi pour représenter adéquatement l’écoulement turbulent dans cette région. Ils utilisent le modèle de fermeture de Smagorinsky pour les structures de sous maille.

Schlegel et al. (2012) présentent une étude de la CLA à l'aide d'un modèle de type LES sur forêt réelle hétérogène. Ils utilisent des mesures de la masse volumique de surface foliaire α d'une couverture forestière réelle déterminée par balayage par télédétection aéroportée. Les résultats montrent que la distribution hétérogène de la forêt a un impact significatif sur l’écoulement turbulent de la CLA.

Le modèle de sous maille de Smagorinsky (1963) utilise une longueur de mélange pour calculer la viscosité turbulente de sous maille. La longueur de mélange est calculée à partir de la dimension du filtre et de la constante de Smagorinsky C_s .

Ce modèle de sous maille repose sur l'hypothèse d'isotropie de la viscosité turbulente pour modéliser les échelles de sous maille. Le modèle de Smagorinsky est simple à planter, mais il ne représente pas convenablement toutes les structures turbulentes qui sont modélisées à l'aide de sa constante généralisée. Proche de la paroi, lorsque le gradient de vitesse est élevé, le modèle est très dissipatif. Mason et Brown (1999) proposent de diminuer la constante du modèle de Smagorinsky proche de la paroi pour corriger la longueur de mélange dans cette région. Le modèle de Smagorinsky reste encore fréquemment utilisé pour la fermeture des contraintes de sous mailles dans la littérature (Brasseur et Wei, 2010; Chow et al., 2005; Porté-Agel et al., 2000).

1.5.3 Modèle hybride RANS/LES

Les modèles de type LES exigent un coût de calcul très élevé pour la simulation de la CLA par rapport aux modèles RANS et peuvent difficilement déterminer les caractéristiques de l'écoulement turbulent proche de la paroi car dans cette région la plupart des structures turbulentes sont modélisées. Les modèles de type RANS déterminent l'écoulement moyen dans le temps de la CLA et utilisent l'hypothèse d'isotropie de la viscosité turbulente pour modéliser tous les tourbillons. Une autre solution consiste à utiliser le modèle hybride qui utilise un modèle de type RANS proche de la paroi et un modèle LES dans la région supérieure. Ce modèle requiert un temps de calcul moins élevé que les modèles de type LES, utilise des conditions aux limites éprouvées proche de la paroi et représente l'écoulement du vent avec un minimum d'hypothèses dans la région LES.

Dans la littérature, on ne trouve pas de modèle hybride RANS/LES adapté à une simulation sur terrain avec couvert forestier. Bechmann et al. (2007) et Bautista (2015) ont développé un modèle hybride RANS/LES pour la simulation de l'écoulement de la CLA sur un terrain avec orographie à un nombre de Reynolds élevé. Le modèle $k-\varepsilon$ est utilisé comme modèle de fermeture de sous maille dans la région LES. Ils ont réalisé une simulation de la turbulence homogène isotrope décroissante afin de calibrer et de valider le modèle de sous mailles. Bechmann et al. (2007) et Bautista (2015) montrent que, lorsqu'un modèle de rétrodiffusion

(*backscatter*) est appliqué, le modèle hybride diminue le gradient de vitesse et reproduit un profil de vitesse logarithmique proche de la paroi. Sur terrain avec orographie, les constantes du modèle hybride doivent être adaptées pour obtenir des résultats en accord avec les mesures. Une description du modèle proposé est présentée dans le deuxième chapitre de cette thèse.

Un modèle hybride adapté seulement à une simulation de la CLA sur terrain plat sans forêt a été développé par Inanc et al. (2007). Ces auteurs utilisent une longueur de mélange équivalant à la distance à la surface dans la zone RANS et le modèle de Smagorinsky dynamique dans la zone LES. D'autres modèles hybrides qui se basent sur les équations de l'énergie cinétique et du taux de dissipation sont également disponibles dans la littérature. Ces modèles peuvent être adaptés à une simulation sur terrain complexe (Temmerman et al., 2005; Abe, 2005; Xiao et al., 2004).

1.6 Résultats expérimentaux et numériques disponibles dans la littérature

Dans la littérature, des mesures expérimentales de la vitesse et de la turbulence liées à l'écoulement de la CLA autour et à l'intérieur d'un couvert forestier sont disponibles (Amiro, 1990; Irvine et al., 1997; Gash, 1986; Raynor, 1971; Conan et al., 2015). On trouve aussi des mesures de distribution typiques de la masse volumique de surface foliaire α sur plusieurs types de forêts. Des revues portant sur le comportement général de l'écoulement turbulent atmosphérique à l'intérieur et au-dessus de différents types de forêts homogènes horizontalement ont été réalisées (Raupach et Thom, 1981; Finnigan, 2000; Patton et Finnigan, 2012). Il existe également plusieurs études qui estiment le coefficient de traînée (Katul et al., 2004; Amiro, 1990), mais on ne trouve pas d'équation générale de calcul de ce coefficient testé sur différents types de couvert forestier.

1.6.1 Vitesse du vent et intensité de turbulence

Dans certaines conditions, la forêt peut être considérée comme homogène horizontalement. L'écoulement de l'air à travers une forêt homogène horizontalement a été largement examiné

expérimentalement en laboratoire par des mesures en soufflerie ou sur un site pourvu d'une couverture forestière. Des mesures de la vitesse et de la turbulence ont été effectuées pour un écoulement complètement développé de la CLA à l'intérieur d'une forêt homogène horizontalement (Meyers et al., 1991; Amiro, 1990; Svensson et Haggkvist, 1990; Gardiner, 1994; Katul et al., 1998). Les résultats expérimentaux ont été reproduits numériquement (Gao et al., 1989; Raupach et al., 1996; Brunet et Irvine, 2000; Fitzmaurice et al., 2004; Dupont et Brunet, 2006, 2008c; Juang et al., 2008; Panferov et Sogachev, 2008; Finnigan et al., 2009; Iwata et al., 2009; Watanabe, 2009; Gavrilov et al., 2011; Patton et al., 2011; Poggi et al., 2011; Serafimovich et al., 2011; Sogachev et al., 2011; Edburg et al., 2012; Huang et al., 2013; Júnior et al., 2013).

Dans la plupart des situations réelles, une couverture forestière homogène horizontalement est rarement observée. Des mesures expérimentales sur forêt homogène horizontalement où il y a une transition entre végétation et clairière ont été réalisées en soufflerie et sur site (Chen et al., 1995; Raupach et al., 1987; Liu et al., 1996; Raynor, 1971; Irvine et al., 1997; Gash, 1986; Flesch et Wilson, 1999; Nieven et al., 2001; Novak et al., 2000; Morse et al., 2002; Detto et al., 2008; Kochendorfer et Paw, 2011; Eder et al., 2013; Fontan et al., 2013). Des simulations numériques ont aussi été effectuées sur forêt homogène horizontalement mais limitée par une clairière (Lee, 2000; Sogachev et al., 2008; Dalpé et Masson, 2008; Dupont et Brunet, 2009; Fesquet et al., 2009).

1.6.2 La masse volumique de surface foliaire

La présence de la forêt freine l'écoulement du vent sur le terrain. Les équations fondamentales de conservation font intervenir le coefficient de traînée C_d et la masse volumique de surface foliaire α pour représenter l'influence de la forêt sur l'écoulement de la CLA. Ces caractéristiques sont liées directement au type de forêt. L'indice de surface foliaire (LAI) a une influence sur la distribution de la vitesse et sur l'intensité de la turbulence dans la forêt. Il est défini comme l'intégrale de la masse volumique de surface foliaire.

$$LAI = \int_0^h \alpha \, dz \quad (1.7)$$

La masse volumique de surface foliaire α est déterminée expérimentalement. Elle représente la surface foliaire (feuille, branches, tronc) par unité de surface du sol. Plusieurs méthodes de mesure de l'indice de surface foliaire existent :

-La méthode de mesure directe qui consiste à déterminer le diamètre occupé par l'arbre et à recueillir des feuilles, pour ensuite convertir leurs poids en surface. Cette méthode est lourde à mettre en œuvre et destructive;

-Une autre méthode précise est celle qui utilise un appareil de mesure optique appelé analyseur de couvert. Le couvert forestier intercepte le rayonnement solaire, et cette propriété est utilisée pour la mesure. Un modèle calcule la probabilité du contact du rayon lumineux avec le feuillage et détermine l'indice de surface foliaire;

-Une troisième méthode qui quantifie l'indice de surface foliaire à grande échelle (forêt, région...) est la télédétection aéroportée. La réflectance du feuillage est évaluée au-dessus du couvert en la distinguant de celle du sol. Des modèles physiques ou empiriques déterminent l'indice de surface foliaire (LAI) de divers types de végétation.

L'indice de surface foliaire (LAI) dépend du type de végétation et varie dans le temps selon la saison et l'âge des arbres. De plus, il varie de zéro pour un sol sans végétation et peut atteindre 8 pour une forêt dense en climat tempéré. Cet indice peut même atteindre 16 à 45 en culture intensive. Des données expérimentales de l'indice de surface foliaire (LAI) pour plusieurs types de forêt sont présentées au tableau 1.2.

1.6.3 Le coefficient de traînée

Le comportement du vent à l'intérieur de la forêt dépend du coefficient de traînée C_d . Ce dernier représente la capacité de la forêt à absorber la quantité de mouvement. Ce coefficient est souvent estimé en comparant des résultats numériques avec des mesures expérimentales.

Plusieurs études ont été menées pour déterminer le coefficient de traînée de plusieurs types de forêt. Par exemple, Amiro (1990) montre que l'évaluation du coefficient de traînée C_d est difficile pour une forêt et représente donc une source d'incertitude.

Poggi et al. (2004) ont déterminé des relations empiriques à partir de résultats expérimentaux pour calculer le coefficient de traînée. Ils utilisent des cylindres métalliques pour représenter la forêt à l'intérieur d'une soufflerie. Ils montrent que ce coefficient dépend du nombre de Reynolds local et qu'il varie peu en fonction de l'indice de surface foliaire; cela a aussi été observé par Raupach et al. (1981) et Finnigan (2000). L'utilisation de ces relations nécessite toutefois une vérification sur plusieurs types de forêt.

Pinard et al. (2001) ont conclu, en établissant des comparaisons avec les résultats numériques, qu'un coefficient de traînée C_d constant en fonction de la hauteur donne une meilleure cohérence des résultats de simulation avec les mesures expérimentales. Katul et al. (2004), Amiro (1990) et Pinard et al. (2001) ont proposé des valeurs de C_d pour plusieurs types de végétation.

Dalpé et Masson (2008) ont analysé la sensibilité de la vitesse et du niveau de turbulence au coefficient de traînée et à l'indice de surface foliaire. Ils ont conclu que les résultats numériques dans la forêt sont indépendants de la rugosité au sol de la forêt lorsque $C_d \text{ LAI} > 0.6$.

Les données relatives au coefficient de traînée selon plusieurs auteurs sont rassemblées dans le tableau 1.2.

Tableau 1.2: Paramètres physiques et aérodynamiques des forêts

Type de forêt	h(m)	LAI	C _d	Référence
Forêt d'épinettes	7.5	2.15	0.2	Irvine et al. 1997
Forêt de pins	14	3.82	0.2	Katul 1998
Champ de blé	0.047	0.47	1.35	Brunet et al. 1994
Forêt de pins	15	2	0.2	Amiro 1990 et Katul et al.2004
Forêt d'épicéas	10	10	0.2	Amiro 1990 et Katul et al.2004
Forêt de trembles	10	4	-	Amiro 1990
Forêt de pins	12.9	10.2	-	Gardiner 1994
Champ de riz	0.72	3.1	0.3	Katul et al.2004
Champ de maïs	2.2	2.9	0.3	Katul et al.2004
Forêt de trembles	10	4	0.2	Katul et al.2004
Forêt de pins sylvestres	20	2.6	0.2	Katul et al.2004
Forêt de pins à l'encens	16	3.8	0.2	Katul et al.2004
Forêt feuillue	22	5	0.15	Katul et al.2004

1.7 Conclusion

On trouve dans la littérature plusieurs travaux qui se sont intéressées à l'étude numérique et/ou expérimentale de la CLA sur terrain avec couvert forestier. Dans un contexte d'évaluation de la ressource éolienne ou d'étude météorologique, des modèles CFD ont été développés. La prévision de l'écoulement de la CLA sur terrain avec couvert forestier à l'échelle fine présente encore des difficultés liées à la compréhension de l'impact de la végétation, de l'orographie et des différents paramètres physiques sur le comportement de l'écoulement du vent.

L'analyse bibliographique a permis de mettre en évidence l'effet de la couverture forestière sur l'écoulement de la CLA. Une description de la structure de l'atmosphère, des

phénomènes physiques liés à l'écoulement de la CLA, de la stabilité thermique et de la turbulence nous permet d'identifier les différents paramètres physiques qui déterminent le comportement de l'écoulement du vent.

Pour augmenter la capacité de production en énergie éolienne, il faut identifier les zones dans lesquelles le potentiel éolien est excellent. En conséquence, il est important de caractériser la ressource et de connaître la structure de l'écoulement atmosphérique sur un terrain avec orographie et couvert forestier sur site réel. Les mesures expérimentales sont coûteuses et ne fournissent pas une information détaillée sur l'écoulement, d'où l'importance, entre autres, de la simulation numérique de l'écoulement de la CLA. Les modèles CFD qu'on trouve dans la littérature ne donnent pas toujours des résultats comparables aux mesures.

Certains modèles présentent des limitations quant à la précision des simulations de l'écoulement du vent sur un site complexe avec couvert forestier (p. ex. modèles à zéro équation et à une équation) ou donnent seulement une information moyennée (p. ex. modèle à deux équations). D'autres modèles nécessitent des ressources numériques importantes (modèle de type LES). Pour toutes ces raisons, il est nécessaire de développer une méthode CFD tridimensionnelle, qui soit adaptée à l'évaluation du potentiel éolien en terrain avec orographie et couvert forestier et qui utilise un minimum de simplifications.

La simulation numérique de l'écoulement de la CLA sur un terrain rugueux avec orographie a fait l'objet de quelques études récentes (Bechmann et al., 2007; Bautista, 2015). Une analyse portant sur les différents types de modèles utilisés dans la littérature pour la prévision de l'écoulement de la CLA sur terrain avec couvert forestier a été réalisée dans le cadre de ce travail. La comparaison entre les modèles nous a permis de sélectionner les plus avantageux. Ces derniers permettront d'atteindre les objectifs de cette étude. Un résumé qui porte sur les résultats expérimentaux et numériques disponibles a été réalisé. Quelques références citées dans ce chapitre seront exploitées à l'étape de validation de ce travail.

Le chapitre 4 présente une vérification de l'implantation et une validation des solutions numériques calculées à l'aide du modèle proposé, pour montrer la fiabilité et la crédibilité des résultats. L'étude de cas simples montre la capacité du modèle hybride à prévoir d'une façon appropriée l'écoulement de la CLA sur terrain plat sans et avec forêt tout en gardant un temps de calcul plus modeste par rapport à celui d'un calcul à l'aide d'un modèle LES. Le chapitre 5 présente une comparaison entre les calculs et les mesures de l'écoulement turbulent sur colline avec et sans couvert forestier. Ces cas montrent la pertinence de l'utilisation du modèle hybride RANS/LES proposé. Ce modèle considère l'aspect instationnaire de l'écoulement et représente en détail les différentes échelles turbulentes. Le modèle hybride nous fournit une bonne prévision de l'écoulement sur colline sans et avec couvert forestier à un coût numérique plus faible que le modèle LES.

L'originalité de ce travail réside dans la formulation du modèle hybride RANS/LES sur terrain avec orographie et couvert forestier. De plus, on ne trouve pas dans la littérature de simulations de la CLA sur couvert forestier effectuées à l'aide d'un modèle hybride. Les seuls travaux qui utilisent un modèle hybride pour la simulation de la CLA sont celui de Bechmann et al. (2007) et de Bautista (2015). Ces auteurs ont développé une formulation RANS/LES sans tenir compte de la forêt, mais ils l'ont testée sur terrain avec orographie.

CHAPITRE 2

MODÉLISATION DE LA CLA NEUTRE

2.1 Introduction

Pour décrire les caractéristiques essentielles de l'écoulement de la CLA, il est nécessaire de déterminer la vitesse du vent et l'intensité de la turbulence. La démarche adoptée pour atteindre l'objectif de ce travail consiste à utiliser deux types de modèles CFD de prévision d'écoulement de la CLA.

Dans un premier temps, il s'agit d'utiliser un modèle de type RANS partout dans l'écoulement de la CLA. Pour procéder à la fermeture des équations de Navier-Stokes, le modèle de turbulence $k-\epsilon$ a été utilisé. Ce modèle nous donne une information temporelle moyenne sur l'écoulement.

Dans une seconde étape, une approche hybride a été exploitée. Il s'agit de la combinaison d'un modèle de type LES et du modèle de type RANS utilisé au début de l'étude mais résolu en mode instationnaire. Cette approche, dite hybride, a été adoptée pour obtenir une information instantanée sur les différents paramètres qui déterminent l'écoulement de la CLA, en considérant les exigences (ou limites pratiques) numériques.

Plusieurs étapes intermédiaires et validations ont été effectuées dans ce travail avant de faire des simulations d'écoulement tridimensionnel d'une CLA en terrain avec orographie et couvert forestier.

Dans ce chapitre, les différentes méthodes de type RANS dans tout le domaine de calcul et hybride (RANS/LES) utilisées dans le cadre de ce travail pour la prévision de l'écoulement de la CLA sont présentées.

2.2 Modélisation de type RANS dans tout le domaine de calcul

Pour simuler l'écoulement du vent sur un terrain réel, quelques hypothèses sont nécessaires afin de simplifier les équations gouvernant l'écoulement atmosphérique. Dans cette section, les équations de Navier-Stokes décrivant l'écoulement, la méthode de type RANS et le modèle de turbulence $k-\epsilon$ sont présentés. Pour tenir compte de la végétation, des termes sources ont été ajoutés au modèle tel que proposé dans Katul et al. (2004).

2.2.1 Équations fondamentales

Les équations fondamentales déterminant l'écoulement atmosphérique sont celles de la conservation de masse, de quantité de mouvement et d'énergie. Dans le cadre de ce travail, on se limite à l'étude de l'écoulement en conditions neutres pour un fluide dont la viscosité et la masse volumique sont constantes, ce qui se traduit par le découplage complet de l'équation de conservation de l'énergie des autres équations fondamentales de conservation. La solution de l'équation d'énergie n'est donc plus nécessaire dans ce cas.

L'équation de conservation de masse s'écrit comme suit :

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

Pour l'équation de la quantité de mouvement (Stull, 1988), les forces intervenant sont la force de friction due à la viscosité du fluide, le gradient de pression, la force de Coriolis et la force de gravité.

$$\frac{\partial(\rho U_i)}{\partial t} + \rho U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\rho \delta_{i3} g + \rho \epsilon_{ij3} f_c U_j - \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \right] \quad (2.2)$$

Pour un fluide newtonien et un écoulement incompressible en régime permanent et si on néglige la gravité et la force de Coriolis, les équations de conservation de masse et de quantité de mouvement s'écrivent comme suit :

$$\frac{\partial U_j}{\partial x_j} = 0 \quad (2.3)$$

et

$$U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \right] \quad (2.4)$$

2.2.2 L'approche RANS

Étant donné que les équations de Navier-Stokes décrivant l'écoulement présentent plus d'inconnus que de nombre d'équations puisque des contraintes de Reynolds apparaissent dans les modèles de type RANS. Ce type de modèle a l'avantage de présenter un faible coût de calcul, mais il donne une information moyennée sur l'écoulement en fonction de temps. De plus, il modélise toutes les structures tourbillonnaires, ce qui influence la précision des résultats. Le principe de ce type de modèle consiste à décomposer les propriétés de l'écoulement en une partie moyenne et une autre fluctuante. Selon la décomposition de Reynolds, la vitesse instantanée et la pression s'écrivent comme suit :

$$U_i = \bar{U}_i + u'_i \quad (2.5)$$

et

$$P_i = \bar{P} + p' \quad (2.6)$$

Cette décomposition est ensuite injectée dans les équations fondamentales qui s'écrivent comme suit :

$$\frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_j} = 0 \quad (2.7)$$

et

$$U_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{U}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \bar{u}'_i \bar{u}'_j}{\partial x_j} \quad (2.8)$$

\bar{U}_i et P représentent les valeurs moyennes de la vitesse et de la pression. À la suite de cette décomposition, les contraintes de Reynolds apparaissent dans l'équation de quantité de mouvement. Ces nouveaux termes sont obtenus à partir des fluctuations des composantes de la vitesse; ils proviennent de la convection dans l'équation du mouvement due à la fluctuation de la vitesse.

2.2.3 Modèle de turbulence

Afin de simuler adéquatement la CLA, il est important de bien modéliser la turbulence. En terrain homogène horizontalement, les différentes structures tourbillonnaires sont moyennées en termes d'espace et de temps. Lorsque le terrain n'est pas homogène horizontalement, les tourbillons sont moyennés en fonction du temps seulement. En terrain complexe forestier, la turbulence a un impact majeur sur l'écoulement atmosphérique. Les structures tourbillonnaires de différentes grandeurs et échelles temporelles sont superposées lors de l'écoulement de la CLA et ont un grand impact sur la vitesse moyenne du vent.

Sur une courte période de temps, la vitesse du vent varie de façon notable à cause de la turbulence. Cette variation de vitesse n'est pas simple à prévoir. L'approche de la moyenne de Reynolds permet de prévoir l'écoulement de la CLA d'une façon moyenne en fonction du temps (Stull, 1988). Le système d'équations fondamentales qui gouverne l'écoulement atmosphérique présente alors plus d'inconnus que d'équations. Pour modéliser les contraintes de Reynolds qui apparaissent dans l'équation de quantité de mouvement, un modèle de turbulence est utilisé. C'est un modèle de fermeture.

2.2.3.1 Modèle de fermeture k- ϵ

Dans ce travail, on a choisi d'utiliser le modèle de turbulence k- ϵ à cause de sa simplicité et de son coût numérique plus modeste qu'un modèle LES. De plus, il est assez répandu pour la

simulation des écoulements atmosphériques. Il a été largement utilisé dans des travaux antérieurs pour l'écoulement de la CLA (Dalpé et Masson, 2008; Sumner et Masson, 2011).

En utilisant l'hypothèse de Boussinesq pour la turbulence, on peut établir une analogie entre le terme visqueux et les contraintes de Reynolds. En ajoutant l'hypothèse d'isotropie de la viscosité turbulente, on peut alors calculer les contraintes turbulentes de la façon suivante :

$$-\overline{u'_i u'_j} = \nu_t \left[\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right] - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (2.9)$$

où l'énergie cinétique turbulente par unité de masse est exprimée comme suit :

$$k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i} \quad (2.10)$$

La viscosité turbulente ν_t est calculée à partir de l'énergie cinétique turbulente (pour simplifier la présentation, on utilise les termes énergie cinétique turbulente pour désigner k), du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente (également pour alléger la présentation, on désigne epsilon comme étant le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente) et d'une constante de modèle :

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.11)$$

Les contraintes turbulentes de Reynolds sont proportionnelles au taux de déformation moyen du fluide et à la viscosité turbulente. Le modèle de fermeture à deux équations $k-\varepsilon$ (Jones et Launder, 1972) est nécessaire pour calculer la viscosité turbulente. Les équations de transport pour k et ε sont :

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{U}_i k) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + 2\nu_t \bar{S}_{ij} \cdot \bar{S}_{ij} - \varepsilon \quad (2.12)$$

et

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{U}_i \varepsilon) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + 2C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \nu_t \bar{S}_{ij} \cdot \bar{S}_{ij} - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (2.13)$$

où le tenseur du taux de déformation est donné par :

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.14)$$

Les constantes standards du modèle $k-\varepsilon$ (proposées par Jones et Launder, 1972) sont récapitulées dans le tableau suivant 2.1.

Tableau 2.1: Constantes du modèle standard $k-\varepsilon$

C_μ	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	σ_k	σ_ε
0.09	1.44	1.92	1.0	1.3

Pour un écoulement atmosphérique, les constantes du modèle $k-\varepsilon$ utilisé (Bechmann et al., 2007) sont présentées au tableau 2.2.

Tableau 2.2: Constantes du modèle $k-\varepsilon$ adaptées pour un écoulement atmosphérique

C_μ	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	σ_k	σ_ε
0.03	1.21	1.92	1.0	1.3

2.2.3.2 Modèle de forêt

Plusieurs approches ont été présentées dans la littérature (Dellwik et al., 2006 et Katul et al., 2004) pour modéliser l'effet de la forêt sur l'écoulement soit par augmentation de la hauteur du sol, soit par analogie avec un milieu poreux.

Dans ce travail, on privilégie l'analogie entre la forêt et un milieu poreux afin de tenir compte des pertes aérodynamiques causées par la végétation d'une façon plus détaillée qu'avec la méthode d'augmentation de la rugosité. La force aérodynamique exercée par la forêt est due à la force d'inertie de celle-ci et aux forces visqueuses. Dans le cas d'un écoulement atmosphérique, les pertes visqueuses sont très faibles par rapport aux pertes inertielles (Dalpé et Masson, 2008). La perte de pression engendrée par la végétation s'écrit comme suit :

$$\frac{\partial P}{\partial x_i} = -\beta \bar{U}_i |U| \quad (2.15)$$

Le coefficient inertiel β est le produit du coefficient de traînée C_d et de la masse volumique de surface foliaire α (Dalpé et Masson, 2008).

En présence de la forêt sur le terrain simulé, des termes sources sont introduits dans les équations fondamentales gouvernant l'écoulement de la CLA. Le gradient de pression exercé par la forêt est ajouté comme terme source à l'équation de quantité de mouvement afin de représenter son influence sur l'écoulement turbulent dans la CLA.

Pour l'équation de quantité de mouvement, le terme source s'écrit :

$$S_{U_i} = -C_d \alpha \bar{U}_i |U| \quad (2.16)$$

L'influence de la forêt sur l'énergie cinétique turbulente ainsi que sur son taux de dissipation est représentée par l'ajout de termes sources dans les équations de k et ε . Les termes sources des équations de k et ε s'écrivent :

$$S_k = C_d \alpha [\beta_p |U|^3] - \beta_d k |U| \quad (2.17)$$

et

$$S_\varepsilon = C_d \alpha \frac{\varepsilon}{k} [C_{\varepsilon 4} \beta_p |U|^3] - C_{\varepsilon 5} \beta_d k |U| \quad (2.18)$$

Les constantes standards de Jones et Launder (1972) sont calibrées pour adapter le modèle à un écoulement atmosphérique sur terrain avec couvert forestier en suivant la même approche que celle utilisée par Dalpé et Masson (2008) et Katul et al. (2004). Pour ce faire, les coefficients de l'écart type adimensionnalisé par la vitesse de friction d'une couche de surface neutre (Kaimal et Finnigan, 1994) (tableau 2.3) sont utilisés afin de déterminer les constantes du modèle $k-\epsilon$ modifiées (tableau 2.4) :

Tableau 2.3 : Coefficients de l'écart type de la vitesse de friction d'une couche de surface neutre

σ_u / u_*	σ_v / u_*	σ_w / u_*
2.4	2.1	1.25

Les constantes du modèle $k-\epsilon$ modifiées sont déterminées de la façon suivante (Katul et al., 2004) :

$$C_\mu = \frac{1}{(0.5[(\sigma_u/u_*)^2 + (\sigma_v/u_*)^2 + (\sigma_w/u_*)^2])^2} = 0.03 \quad (2.19)$$

et

$$\sigma_\epsilon = \frac{K^2}{\sqrt{C_\mu}(C_{\epsilon 2} - C_{\epsilon 1})} = 2.12 \quad (2.20)$$

En utilisant $\beta_P = 1$, β_d , $C_{\epsilon 4}$, $C_{\epsilon 5}$ sont évalués comme suit (Sanz, 2003) :

$$\beta_d = \sqrt{C_\mu} \left(\frac{2}{0.05} \right)^{2/3} \beta_P + \frac{3}{\sigma_k} = 5.03 \quad (2.21)$$

et

$$C_{\epsilon 4} = C_{\epsilon 5} = \sigma_k \left[\frac{2}{\sigma_\epsilon} - \frac{\sqrt{C_\mu}}{6} \left(\frac{2}{0.05} \right)^{2/3} (C_{\epsilon 2} - C_{\epsilon 1}) \right] = 0.78 \quad (2.22)$$

Les constantes du modèle modifiées sont récapitulées au tableau 2.4 :

Tableau 2.4 : Constantes du modèle modifié k- ε

C_μ	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	σ_k	σ_ε	$C_{\varepsilon 4}$	$C_{\varepsilon 5}$	β_p	β_d
0.03	1.44	1.92	1.0	2.12	0.78	0.78	1.0	5.03

2.3 Modélisation hybride RANS/LES

Cette section présente le modèle hybride LES/RANS qui a été développé dans ce travail pour simuler la CLA en utilisant un minimum d'hypothèses simplificatrices et obtenir une information instantanée et idéalement plus précise qu'avec une approche de type RANS dans tout le domaine de calcul. Les équations de Navier-Stokes décrivant l'écoulement, une description détaillée du modèle hybride, ainsi que le modèle de fermeture sont présentés dans cette section.

2.3.1 Équations fondamentales

Les équations de Navier-Stokes dans un repère cartésien, qui sont utilisées lorsque les conditions de stabilité thermique sont neutres et que l'air est considéré comme un fluide newtonien, incompressible, sont présentées à la section 2.2.1. Ces équations gouvernent l'écoulement du vent.

2.3.2 L'approche hybride

Pour reproduire la physique de l'écoulement de la CLA, il est important d'examiner les différentes structures tourbillonnaires. Pendant l'écoulement de l'air dans la CLA, les structures tourbillonnaires de grandes échelles (≈ 1000 m) se forment puis se dissipent pour devenir de petites structures tourbillonnaires (≈ 0.001 m) par le phénomène de cascade d'énergie présenté précédemment dans la section 1.2.4. Les équations de Navier-Stokes

décrivent l'évolution de toutes les structures tourbillonnaires en termes de temps et de longueur.

Le principe de l'approche hybride est de combiner les avantages des modèles de type LES et RANS pour aboutir à de meilleurs résultats en comparaison avec ceux obtenus avec un modèle de type RANS dans tout le domaine de calcul, et ce, à un coût numérique moins élevé qu'avec un modèle de type LES dans tout le domaine de calcul. Afin de reproduire le plus fidèlement possible l'écoulement de la CLA, on utilise dans la région LES une grille spatiale qui sépare les grands tourbillons des petits tourbillons. Lorsqu'on utilise ce filtre implicite spatial, les grandes structures supérieures à la taille de la grille sont résolues et celles qui sont inférieures sont modélisées par un modèle de sous maille. Dans la zone RANS, toutes les structures sont modélisées en utilisant un modèle de fermeture.

Les modèles de type LES résolvent les grandes structures turbulentes, et les petites structures sont modélisées. Le modèle RANS modélise toutes les structures turbulentes. Dans l'approche hybride, il est utilisé proche de la paroi pour améliorer les résultats dans cette zone par rapport à ceux obtenus par une approche de type LES et surtout pour accélérer les calculs par rapport aux calculs de type LES. En effet, dans cette région, le modèle de type LES donne des résultats moins pertinents que ceux obtenus par une approche de type RANS lorsque le maillage n'est pas assez raffiné. La combinaison des deux modèles permet donc, en principe, d'obtenir des résultats pertinents à un coût numérique modeste dans le contexte industriel du secteur éolien.

2.3.2.1 Équations de Navier-Stokes filtrées

Du point de vue de la discréétisation des équations de Navier-Stokes, l'opération de filtrage consiste à décomposer la pression, la vitesse et les forces appliquées en une partie résolue notée par (\cdot) et une autre partie non résolue notée par (\cdot) (Bechmann et al., 2007). La pression et la vitesse sont décomposées comme suit :

$$U_i = \bar{U}_i + \tilde{U}_i \quad (2.23)$$

et

$$P_i = \bar{P} + \tilde{P} \quad (2.24)$$

En négligeant l'effet des échelles résolues de la viscosité moléculaire à cause du nombre de Reynolds élevé, les équations de Navier-Stokes s'écrivent :

$$\frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_j} = 0 \quad (2.25)$$

et

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} - \delta_{i3} g + \epsilon_{ij3} f_c \bar{U}_j + \frac{\partial \tilde{\tau}_{ij}}{\partial x_j} \quad (2.26)$$

Les contraintes cinématiques turbulentes sont données par :

$$\tilde{\tau}_{ij} = -(\bar{U}_i \bar{U}_j - \bar{U}_i \bar{U}_j) \quad (2.27)$$

Lorsque la décomposition de la vitesse et de la pression (équations (2.23) et (2.24)) est interprétée comme une décomposition de la vitesse instantanée en moyenne temporelle additionnée à une composante fluctuante, l'équation de quantité de mouvement filtré (2.26) peut être interprétée comme une équation de type RANS et le tenseur des contraintes comme le tenseur des contraintes de Reynolds. Quand la décomposition de la vitesse et de la pression est interprétée comme un filtre spatial qui sépare les grandes structures des petites, l'équation de quantité de mouvement filtré gouverne les grandes structures et le terme de contraintes représente l'effet des petites structures turbulentes sur les grandes structures turbulentes. L'équation de quantité de mouvement filtré (2.26) s'écrit donc sous la même forme dans les deux types de modèles. La façon de calculer le terme de contraintes diffère donc entre les deux modèles RANS et LES au niveau de l'équation de quantité de mouvement.

2.3.3 Modèle de turbulence

Dans la région LES de l'approche hybride, l'influence des structures turbulentes non résolues sur les structures résolues est représentée par le terme des contraintes, aussi appelé tenseur de contraintes de sous maille (SGS). Il est modélisé en utilisant la viscosité turbulente. Dans les zones LES et RANS, la méthode utilisée pour calculer les contraintes turbulentes consiste à utiliser l'approximation de Boussinesq pour la turbulence. Les contraintes turbulentes sont calculées selon le concept de Boussinesq à partir du produit de la déformation du fluide et de la viscosité turbulente et s'écrivent comme suit :

$$\tilde{\tau}_{ij} = 2\nu_t \bar{S}_{ij} + \frac{\delta_{ij}}{3} \tilde{\tau}_{kk} \quad (2.28)$$

où le tenseur du taux de déformation résolue est donné par l'équation 2.14.

Le transfert d'énergie entre les grandes structures turbulentes et les petites par cascade d'énergie est exprimé dans le tenseur de contraintes par la viscosité turbulente (Pope, 2000). La viscosité turbulente est une propriété de l'écoulement et est de nature dissipative. L'approximation de Boussinesq pour la turbulence utilisée pour calculer les contraintes turbulentes repose sur l'hypothèse d'isotropie de la viscosité turbulente. Cette hypothèse ne peut pas s'appliquer aux grandes structures qui sont anisotropes. Afin de réaliser une bonne simulation hybride, il faut résoudre toutes les grandes structures de façon à ce qu'uniquement les petits tourbillons isotropes soient modélisés en utilisant la viscosité turbulente.

2.3.3.1 Filtre

Le filtre adopté dans cette étude est implicite, car il utilise les dimensions de la maille pour distinguer la partie résolue des grandes structures de la partie modélisée des petites structures. Les effets de la dissipation de l'énergie cinétique turbulente des petites structures sont introduits par l'ajout de la viscosité turbulente associée aux échelles plus petites ou

égales à la dimension de maille locale. Ces tourbillons modélisés ont une taille inférieure ou égale à la taille locale du filtre, Δ , qui s'écrit :

$$\Delta = \max(\Delta_x, \Delta_y, \Delta_z) \quad (2.29)$$

2.3.3.2 Modèle de sous mailles

Un modèle de turbulence est nécessaire pour la fermeture de l'équation du mouvement et la détermination de la viscosité turbulente. Dans la région RANS, on utilise le modèle $k-\varepsilon$ présenté à la section 2.2.3.1 pour calculer la viscosité turbulente. Elle s'obtient en multipliant une longueur de mélange par une échelle caractéristique de vitesse de la turbulence. À partir des équations d'énergie cinétique turbulente et de son taux de dissipation, on construit la longueur de mélange comme suit :

$$l_{\text{RANS}} = \tilde{k}^{3/2} / \tilde{\varepsilon} \quad (2.30)$$

L'énergie cinétique turbulente et le taux de dissipation de la turbulence sont déterminés à partir des équations 2.10 et 2.11 en utilisant la notation adoptée en LES :

$$\frac{\partial \tilde{k}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{U}_j \tilde{k}) - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \tilde{k}}{\partial x_j} \right] = 2\nu_t \bar{S}_{ij} \cdot \bar{S}_{ij} - \tilde{\varepsilon} \quad (2.31)$$

et

$$\frac{\partial \tilde{\varepsilon}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{U}_j \tilde{\varepsilon}) - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \tilde{\varepsilon}}{\partial x_j} \right] = 2C_{\varepsilon 1} \frac{\tilde{\varepsilon}}{\tilde{k}} \nu_t \bar{S}_{ij} \cdot \bar{S}_{ij} - C_{\varepsilon 2} \frac{\tilde{\varepsilon}^2}{\tilde{k}} \quad (2.32)$$

Dans la zone RANS, la longueur de mélange représente toutes les structures turbulentes. Dans la zone LES, les grandes structures sont résolues. La longueur de mélange représente donc seulement l'effet des petites structures qui sont non résolues. Pour la région LES, la longueur caractéristique de mélange est définie en fonction de la taille de la grille et d'une constante du modèle (Bechmann et al., 2007), et elle s'écrit comme suit :

$$l_{LES} = C_{\Delta} \Delta \quad (2.33)$$

Où C_{Δ} est une constante du modèle et Δ est le maximum local de la taille de la maille déterminé en utilisant l'équation (2.29). Les équations de fermeture du modèle $k-\epsilon$ sont également utilisées dans la région LES pour modéliser les structures turbulentes non résolues. En utilisant la méthodologie de Tarvin et al. (2000), on introduit la longueur de mélange dans le modèle de turbulence en modifiant le terme du taux de dissipation par unité de masse dans l'équation de l'énergie cinétique turbulente :

$$\frac{\partial \tilde{k}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{U}_j \tilde{k}) - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \tilde{k}}{\partial x_j} \right] = 2\nu_t \bar{S}_{ij} \cdot \bar{S}_{ij} - \frac{\tilde{k}^{3/2}}{\tilde{l}} \quad (2.34)$$

La longueur de mélange dans l'équation précédente est soit RANS (voir équation 2.30), soit LES (voir équation 2.33). Selon la longueur de mélange, le changement entre le modèle de fermeture LES et RANS se fait.

2.3.3.3 Contrôle de la transition RANS/LES

Le modèle hybride modélise les structures turbulentes proches de la paroi en utilisant le modèle instationnaire RANS (URANS) et en utilisant un modèle de type LES dans la région supérieure. Contrairement au modèle de type LES utilisé partout dans le domaine de calcul, il n'est plus nécessaire de raffiner de façon excessive le maillage situé près de la paroi puisque toutes les structures dans cette zone sont modélisées. Dans la région LES, il faut s'assurer que la taille de la grille permet la résolution des grands tourbillons de la zone inertielle (voir section 1.2.4 et figure 1.3). Seulement les petites structures turbulentes qui se situent dans la zone LES sont modélisées en utilisant le modèle de fermeture $k-\epsilon$. Cette approche implicite assure donc que les tourbillons supérieurs à la taille de la grille sont résolus. C'est le modèle RANS en régime instationnaire qui est utilisé proche de la paroi par le modèle hybride. La seule différence entre les deux modèles de fermeture $k-\epsilon$ du RANS et $k-\epsilon$ du LES est le terme dissipatif de l'équation d'énergie cinétique turbulente (2.34) qui est exprimé en fonction de la

longueur de mélange \tilde{l} dont l'expression dépend du modèle utilisé. Le changement entre les deux modèles (de types RANS ou LES) se fait automatiquement par sélection du minimum des deux longueurs de mélange. Cela est similaire à la longueur de mélange utilisée en DES (Tarvin et al., 2000) :

$$\tilde{l} = \min(l_{RANS}, l_{LES}) = \min(\tilde{k}^{3/2}/\tilde{\varepsilon}, C_{\Delta}\Delta) \quad (2.35)$$

Pour un maillage et une solution donnés, la longueur de mélange est calculée localement. Cela permet la sélection du modèle à appliquer pour cette maille (de type RANS ou LES). Proche de la paroi, l_{RANS} est plus petite que l_{LES} , donc une région RANS est générée. Loin de la paroi, l_{LES} est plus petite que l_{RANS} , le modèle utilisé est alors de type LES. Le modèle change du type RANS au type LES lorsque les deux longueurs de mélange sont égales. Dans la zone RANS, la longueur de mélange augmente approximativement de façon linéaire par rapport à la distance de la paroi :

$$l_{RANS} = \frac{\tilde{k}^{3/2}}{\tilde{\varepsilon}} \approx \frac{Kz}{C_{\mu}^{3/4}} \quad (2.36)$$

Dans la zone LES, la longueur de mélange selon Bechmann et al. (2007) s'écrit comme suit :

$$l_{LES} = \Delta C_{\Delta} \approx C_s C_{\mu}^{-3/4} \frac{C_{\varepsilon 1}}{C_{\varepsilon 2}} \Delta \quad (2.37)$$

La hauteur de la région RANS est estimée en mettant ces deux longueurs de mélange égales :

$$z_{ml} \approx \frac{C_s}{K} \frac{C_{\varepsilon 1}}{C_{\varepsilon 2}} \Delta \quad (2.38)$$

La hauteur de la région RANS dépend donc de la taille de grille. En passant du modèle RANS au modèle de type LES, la viscosité turbulente est continue. La figure 2.1 présente une schématisation de la division du domaine de calcul en régions RANS et LES.

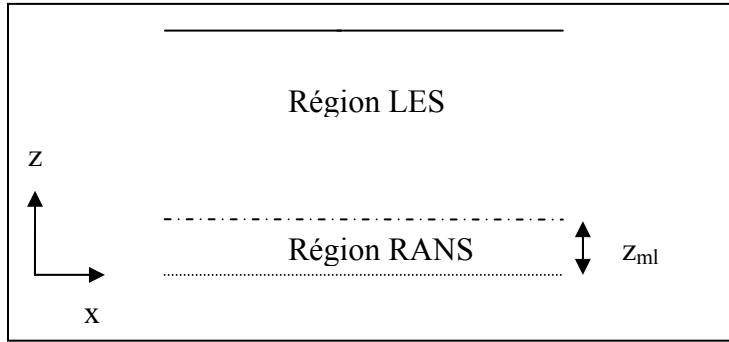


Figure 2.1: Représentation des régions RANS et LES dans le domaine de simulation

2.3.3.4 Modèle de forêt

À l'intérieur de la forêt, le transfert d'énergie de la turbulence se fait, comme dans le cas d'un écoulement turbulent sans présence de forêt, par cascade à partir des grandes structures turbulentes vers les petites structures dissipatives. Du point de vue de la formulation du modèle hybride, l'effet de la forêt est pris en compte par l'ajout d'une force de traînée dans l'équation de quantité de mouvement (voir équation (2.15)).

Le terme source associé à la forêt (voir équation (2.15)) inclut seulement l'effet de la forêt sur les structures turbulentes résolues lorsque le modèle de type LES est appliqué. Son influence sur les structures de sous maille est négligée. L'effet de la forêt sur la turbulence est exprimé par l'addition des termes sources dans les deux équations du modèle de fermeture $k-\varepsilon$.

$$S_k = C_d \alpha [\beta_p |\bar{U}^3| - \beta_d \tilde{k} |\bar{U}|] \quad (2.39)$$

et

$$S_\varepsilon = C_d \alpha \frac{\tilde{\varepsilon}}{\tilde{k}} [C_{\varepsilon 4} \beta_p |\bar{U}^3| - C_{\varepsilon 5} \beta_d \tilde{k} |\bar{U}|] \quad (2.40)$$

2.3.3.5 Constantes du modèle hybride RANS/LES

2.3.3.6 Écoulement sur terrain plat

En LES, le modèle de sous maille de Smagorinsky utilise un équilibre entre la production et la dissipation de la turbulence pour calculer la viscosité turbulente. Il n'est pas nécessaire d'utiliser cette hypothèse lorsque le modèle de sous maille est le modèle $k-\varepsilon$.

Pour établir une relation entre les constantes du modèle de sous maille $k-\varepsilon$ en LES, et celles du modèle standard de Smagorinsky, on doit supposer un équilibre entre la production et la dissipation de la turbulence. Cet équilibre est obtenu à partir de l'équation de l'énergie cinétique turbulente (équation (2.10)) par une égalité entre les termes de production et de dissipation. Le taux de dissipation de la turbulence par unité de masse est alors exprimé comme suit :

$$\tilde{\varepsilon} = \nu_t |\bar{S}_{ij}|^2 \quad (2.41)$$

D'après Bechmann et al. (2007), une expression approximative déterminée par simulation est la suivante :

$$\tilde{\varepsilon} \approx \frac{\tilde{k}^{3/2}}{l_{LES}} \frac{C_{\varepsilon 1}}{C_{\varepsilon 2}} \quad (2.42)$$

En utilisant les équations (2.41), (2.42) et (2.30), le modèle équivalent de Smagorinsky est établi comme suit :

$$\nu_t = (\Delta C_s) |\bar{S}_{ij}| \approx \left(\Delta C_\Delta C_\mu^{3/4} \frac{C_{\varepsilon 2}}{C_{\varepsilon 1}} \right)^2 |\bar{S}_{ij}| \quad (2.43)$$

La constante utilisée pour le calcul de la viscosité turbulente en LES est donc :

$$C_\Delta = \left(C_s C_\mu^{-3/4} \frac{C_{\varepsilon 1}}{C_{\varepsilon 2}} \right) \quad (2.44)$$

Dans le présent travail, les constantes du modèle $k-\varepsilon$ sont déterminées expérimentalement. Les constantes originales proposées par Launder et Spalding (1974) ont été modifiées pour adapter le modèle de sous mailles $k-\varepsilon$ à un écoulement atmosphérique. Dans le présent travail, la constante C_Δ du modèle hybride est déterminée par une simulation isotropique homogène décroissante réalisée par Bechmann et al. (2007). Par la suite, C_s est déduit à partir de l'équation (2.44). Les constantes du modèle hybride adoptées dans ce travail pour la simulation de la CLA sont celles de Bechmann et al. (2007).

Les constantes du modèle hybride sont récapitulées dans le tableau 2.5 :

Tableau 2.5: Constantes du modèle hybride

C_μ	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	σ_k	σ_ε	C_Δ	C_s
0.03	1.21	1.92	1.0	1.3	1.26	0.14

2.3.3.7 Écoulement sur terrain avec couvert forestier

Sur un terrain avec couvert forestier, les constantes du modèle hybride doivent être modifiées en utilisant les équations (2.19), (2.20) et (2.21). Les constantes du modèle hybride forestier sont présentées dans le tableau 2.6 :

Tableau 2.6: Constantes du modèle hybride forestier

C_μ	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	σ_k	σ_ε	$C_{\varepsilon 4}$	$C_{\varepsilon 5}$	β_p	C_Δ	β_d
0.03	1.21	1.92	1.0	1.43	1.16	1.16	1.0	1.4566	5.03

2.4 Conclusion

Dans ce chapitre, les équations fondamentales gouvernant l'écoulement de la CLA sont présentées, ainsi que l'approche hybride proposée pour l'estimation de l'écoulement de la CLA neutre sur un terrain avec couvert forestier. Lorsque le modèle de type RANS est utilisé, une opération de moyenne temporelle conforme à l'approche de Reynolds est appliquée. Les équations fondamentales moyennées, le modèle de turbulence $k-\varepsilon$ et le modèle relatif à la forêt sont détaillés.

Lorsque le modèle de type LES est utilisé, les tourbillons sont séparés par une opération de filtrage implicite. Les équations filtrées du modèle hybride, le modèle de sous maille et les termes sources associés à la forêt sont résumés. Le modèle hybride de Bechmann et al. (2007) est adapté à des simulations en terrain forestier par la modification de ses constantes. Les hauteurs des régions RANS et LES dépendent de la taille des mailles. Un maillage fin diminue la hauteur de la région RANS proche de la surface.

Un récapitulatif des équations nécessaires à chacun des modèles RANS et hybride ainsi que les conditions aux limites est présenté à l'annexe I.

Le chapitre suivant sera consacré à la discrétisation des différentes équations fondamentales par la méthode des volumes finis. Les schémas de discrétisation et les méthodes de résolution seront présentés.

CHAPITRE 3

MÉTHODE NUMÉRIQUE

3.1 Introduction

Le chapitre précédent était consacré à la présentation des différentes équations et modèles qui gouvernent la physique de l'écoulement de la CLA. La résolution numérique ainsi que l'implémentation des différents modèles (RANS et hybride RANS/LES) sont effectuées à l'aide du logiciel ouvert OpenFOAM. Dans ce chapitre, une présentation générale du logiciel OpenFOAM est décrite et, puisque OpenFOAM est basé sur la méthode des volumes finis, une description des différentes étapes nécessaires pour l'utilisation de cette méthode pour la prédiction de l'écoulement de la CLA est détaillée. La discrétisation temporelle et spatiale des équations de conservation ainsi que les différents schémas de discrétisation utilisés dans le cadre de ce travail sont détaillés. Les algorithmes de résolution du système des équations discrétisées en régime stationnaire et instationnaire sont présentés.

3.2 OpenFOAM

OpenFOAM est un logiciel écrit en C++ qui utilise la programmation orientée objet. Le code source est ouvert et gratuit. Le logiciel résout les équations de mécanique des fluides en utilisant la méthode des volumes finis. Les équations de Navier-Stokes, plusieurs modèles mathématiques décrivant les écoulements de fluide, des conditions aux limites standards ainsi qu'une méthode numérique de résolution, des solveurs et des schémas de discrétisation sont programmés et disponibles sous forme d'une librairie et d'applications. Le programme offre un accès gratuit à un grand nombre de codes permettant de prévoir l'écoulement d'un fluide par la discrétisation du domaine de calcul et la résolution des équations qui décrivent son comportement.

Bien qu'il soit parfois difficile de consulter la documentation d'OpenFOAM, il est possible de modifier simplement les équations et d'y ajouter de nouveaux termes. Il est aussi possible

d'utiliser des modifications et des améliorations effectuées par d'autres utilisateurs. Le logiciel permet un calcul parallèle. Le logiciel a démontré sa capacité à simuler convenablement la CLA (Sumner et Masson, 2011).

3.3 Méthode de résolution volumes finis

OpenFOAM est utilisé pour résoudre les équations de Navier-Stokes en utilisant la méthode des volumes finis. La méthode des volumes finis se base sur le calcul du bilan local dans un volume de contrôle de dimension finie et ne nécessite pas un maillage structuré. Elle peut donc être appliquée à une géométrie complexe. La résolution des équations de Navier-Stokes par cette méthode se fait en suivant ces étapes :

- Discrétisation du domaine de calcul;
- Discrétisation des équations de conservation;
- Résolution des systèmes correspondant aux équations différentielles.

3.3.1 Discrétisation du domaine de calcul

La technique utilisée pour résoudre les équations de Navier-Stokes par la méthode des volumes finis nécessite la décomposition du domaine de calcul en de nombreux volumes de contrôle de dimension finie (CV) et la résolution des équations de transport discrétisées dans chaque CV (cellule). La figure 3.1 illustre un exemple de volume de contrôle noté ici Ω_{CV} . La surface extérieure du volume de contrôle est indiquée par A_{CV} et \vec{A}_n est le vecteur normal aux faces de ce volume et pointant vers l'extérieur du CV; sa magnitude est égale à la superficie de la face et notée A_n . Le volume de contrôle dont le nœud est P possède six volumes de contrôle voisins dont les nœuds sont H, B, E, W, N, S. Les faces h, b, e, w, n, s réfèrent aux six faces composant A_{CV} .

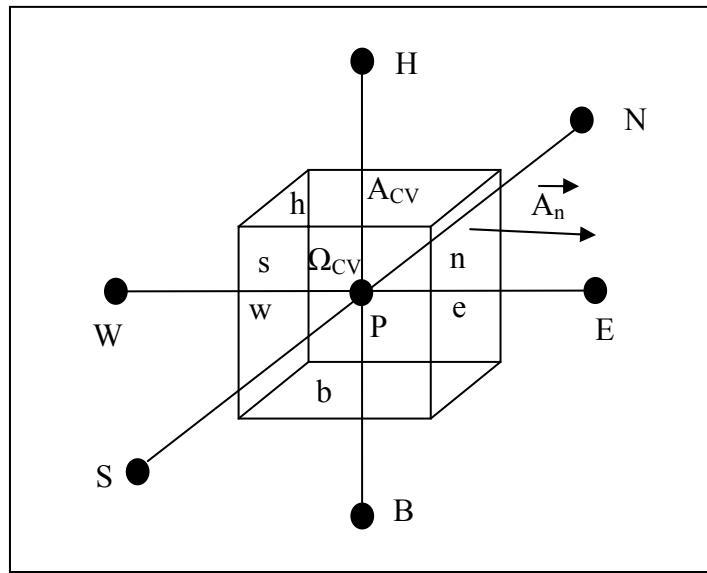


Figure 3.1 : Représentation d'un volume de contrôle

3.3.2 Discrétisation des équations

Lors de l'écoulement de la CLA, l'air est transporté sous l'effet de la diffusion et de la convection. Les équations de Navier-Stokes décrivant l'écoulement de la CLA s'écrivent sous la forme générale d'une équation de convection et de diffusion. L'équation instationnaire du transport de l'air par convection et diffusion pour une propriété ϕ de l'écoulement et pour un fluide ayant un coefficient de diffusion Γ s'écrit comme suit :

$$\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} + \underbrace{\frac{\partial(\rho U_j \phi)}{\partial x_j}}_{\text{Transport convectif}} = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right)}_{\text{Transport diffusif}} + \underbrace{S_\phi}_{\text{Source/Puit}} \quad (3.1)$$

Cette équation de transport est de second ordre. Elle contient un terme diffusif qui inclut une dérivée du second ordre de ϕ par rapport à l'espace. Il est donc nécessaire de discrétiser l'équation de transport à un ordre supérieur ou égal à deux, pour obtenir une bonne précision. Chaque terme de l'équation sera discrétisé séparément.

L'intégration de l'équation (3.1) sur un volume de contrôle autour d'un point P donne l'expression suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega_{CV}} (\rho \phi) d\Omega + \int_{\Omega_{CV}} \frac{\partial(\rho U_j \phi)}{\partial x_j} d\Omega - \int_{\Omega_{CV}} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) d\Omega = \int_{\Omega_{CV}} S_\phi d\Omega \quad (3.2)$$

Les termes de convection, de diffusion, source et de variation temporelle s'écrivent respectivement (Jasak, 1996) :

$$\int_{\Omega_{CV}} \frac{\partial(\rho U_j \phi)}{\partial x_j} d\Omega = \sum_{A_{CV}} (A_j)_n (\rho \phi U_j)_{A_{CV}} \quad (3.3)$$

$$\int_{\Omega_{CV}} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) d\Omega = \sum_{A_{CV}} (A_j)_n \left(\rho \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right)_{A_{CV}} \quad (3.4)$$

$$\int_{\Omega_{CV}} S_\phi(\phi) d\Omega = S_u \Omega_{CV_P} + S_p \Omega_{CV_P} \phi_P \quad (3.5)$$

où S_u et S_p peuvent dépendre de ϕ .

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega_{CV}} (\rho \phi) d\Omega = \left(\frac{\partial(\rho \phi)}{\partial t} \right)_P \Omega_{CV_P} \quad (3.6)$$

3.3.2.1 Schémas « upwind » et « localBlended »

L'évaluation du terme convectif nécessite aussi une évaluation du terme ϕ aux faces du CV obtenue par un schéma d'interpolation. La précision de la discrétisation du terme convectif dépend du type de schéma avec lequel les flux de ϕ aux faces du CV sont estimés. Il est possible d'évaluer ϕ et son gradient aux faces en utilisant différents schémas. Le schéma « upwind » de premier ordre est utilisé dans cette étude lorsqu'il s'agit d'une simulation RANS. Ce schéma prend en compte la direction de l'écoulement et il est

inconditionnellement stable. Lorsque l'écoulement n'est pas aligné sur le maillage, le schéma « upwind » devient moins précis et il peut être la cause d'une importante diffusion numérique (Jasak, 1996).

Quand le modèle hybride est utilisé, le schéma de discrétisation « local Blended » couplé à l'aide des schémas « upwind » et « Gauss linéaire » est appliqué. Il change de type de schéma selon la localisation de la cellule. Pour discrétiser le terme convectif, le schéma « upwind » est appliqué lorsqu'il s'agit du modèle $k-\epsilon$, le schéma « Gauss linear » est appliqué lorsqu'il s'agit du modèle LES.

3.3.2.2 Schéma « Gauss linéaire corrigé »

Le schéma Gauss linéaire corrigé est utilisé pour le calcul du terme diffusif. Le gradient de la propriété \emptyset est calculé par ce schéma qui tient compte de l'effet de la non-orthogonalité du maillage. Lorsque le maillage est non orthogonal, le gradient est décomposé en une contribution orthogonale et une autre non orthogonale.

3.3.2.3 Schéma de discrétisation temporelle Crank-Nicholson

Dans ce travail, l'écoulement de la CLA est instationnaire seulement lorsque le modèle hybride est considéré. Le schéma de discrétisation temporelle de Crank-Nicholson est utilisé parce qu'il est de second ordre; il donne des résultats bornés et il crée une diffusion numérique minimale par rapport aux autres schémas de discrétisation temporelle disponibles dans OpenFOAM (De Villiers, 2006).

3.3.3 Algorithmes de résolution des systèmes correspondant aux équations différentielles

3.3.3.1 Procédure de discrétisation des équations de Navier-Stokes

L'écoulement de l'air est décrit sous sa forme générale à l'aide des équations de Navier-Stokes, ils s'écrivent comme il suit :

$$\frac{\partial U_j}{\partial x_j} = 0 \quad (3.7)$$

et

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + \frac{\partial(U_j U_i)}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \right] = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} \quad (3.8)$$

Le terme convectif de l'équation de quantité de mouvement est non linéaire. Les équations de continuité et de quantité de mouvement sont couplées. Le terme non linéaire est discrétisé de la même façon que l'équation (3.3), il s'écrit comme suit:

$$\int_{\Omega_{CV}} \frac{\partial(U_j U_i)}{\partial x_j} d\Omega = \sum_{A_{CV}} (A_j)_n (U_j)_{A_{CV}} (U_i)_{A_{CV}} = \sum_{A_{CV}} F_n (U_i)_{A_{CV}} \quad (3.9)$$

Avec F_n, a_P, a_N dépendent de U . Le flux F_n doit satisfaire l'équation de continuité, il permettra le calcul de a_P et a_N . Les deux équations de continuité et de quantité de mouvement sont résolues en même temps.

3.3.3.2 L'équation dérivée de la pression

La forme semi-discrétisée de l'équation de la quantité de mouvement est la suivante :

$$a_P(U_i)_P = H_i(U_j) - \frac{\partial P}{\partial x_i} \quad (3.10)$$

$H_i(U_j)$ correspond aux termes de transport qui incluent les coefficients des cellules voisines multipliés par leurs vitesses et les termes sources.

La forme discrétisé de l'équation de continuité s'écrit comme il suit :

$$\int_{\Omega_{CV}} \frac{\partial U_j}{\partial x_j} d\Omega = \sum_{A_{CV}} (A_j)_n (U_j)_{A_{CV}} = 0 \quad (3.11)$$

L'équation (3.10) permet le calcul de la vitesse au nœud de la maille :

$$(U_i)_P = \frac{H_i(U_j)}{a_P} - \frac{1}{a_P} \frac{\partial P}{\partial x_i} \quad (3.12)$$

En utilisant l'équation (3.10), l'interpolation aux faces de la vitesse est la suivante :

$$(U_i)_{A_{CV}} = \left(\frac{H_i(U_j)}{a_P} \right)_{A_{CV}} - \left(\frac{1}{a_P} \frac{\partial P}{\partial x_i} \right)_{A_{CV}} \quad (3.13)$$

Les formes discrétisées des équations de Navier-Stokes sont les suivantes :

$$a_P (U_i)_P = H_i(U_j) - \left(\sum_{A_{CV}} (A_i)_n (P)_{A_{CV}} \right) / \Omega_{CV} \quad (3.144)$$

Les équations (3.11) et (3.13) donnent :

$$\sum_{A_{CV}} (A_i)_n \left(\frac{1}{a_P} \frac{\partial P}{\partial x_i} \right)_{A_{CV}} = \sum_{A_{CV}} (A_i)_n \left(\frac{H_i(U_j)}{a_P} \right)_{A_{CV}} \quad (3.155)$$

Le flux à la face est calculé en utilisant l'équation (3.12) selon cette expression :

$$F_n = (A_i)_n (U_i)_{A_{CV}} = (A_i)_n \left[\left(\frac{H_i(U_j)}{a_P} \right)_{A_{CV}} - \left(\frac{1}{a_P} \frac{\partial P}{\partial x_i} \right)_{A_{CV}} \right] \quad (3.166)$$

Selon la méthode de Patankar (1981) et Issa (1986), les équations discrétisées de Navier-Stokes sont résolues séquentiellement. Les algorithmes PISO et SIMPLER sont les méthodes les plus populaires pour la résolution des équations de Navier-Stokes couplées en pression et en vitesse.

3.3.4 Algorithme de résolution PISO pour écoulement instationnaire

La résolution en utilisant le modèle hybride se fait à l'aide de l'algorithme itératif PISO proposé par Issa (1986). Il est utilisé pour coupler la vitesse et la pression et résoudre les équations gouvernant l'écoulement de l'air. Les étapes de résolution selon l'algorithme PISO sont les suivants :

1. En première étape, l'équation de quantité de mouvement est résolue. À ce stade, la valeur exacte du terme source de gradient de pression n'est pas calculée. Le champ de pression du temps précédent est utilisé. La résolution de l'équation de quantité de mouvement donne un nouveau champ de vitesse. Cette étape est appelée **prédition de quantité de mouvement**. L'équation (3.14) permet de déterminer la nouvelle distribution de vitesse.
2. En utilisant la vitesse du vent déterminé à l'étape précédente, l'équation de pression est formulée par assemblage de l'opérateur $H_i(U_j)$. La solution de l'équation de pression nous fournit une estimation préliminaire du champ de pression. Cette étape est appelée **prédition de pression**.
3. F_n est recalculé aux faces à l'aide du nouveau champ de pression en utilisant l'équation (3.16). Le champ de vitesse doit être corrigé avec la nouvelle distribution de pression. La vitesse est corrigée explicitement par l'équation (3.12). Cette étape est appelée **correction explicite de vitesse**.

La correction de vitesse dépend du gradient de pression $\left(\frac{1}{a_p} \frac{\partial P}{\partial x_i}\right)$ et de l'influence de l'opérateur $\left(\frac{H_i(U_j)}{a_p}\right)$ des vitesses des cellules voisines. Il est nécessaire de calculer l'opérateur $H_i(U_j)$ recalculé la pression et répété la même procédure plusieurs fois.

L'algorithme **PISO** utilise donc une procédure appelée **PISO loop** qui consiste à faire la prédiction implicite de la quantité de mouvement suivie d'une série de corrections de la pression résolue et de la vitesse explicite. Cette procédure est répétée jusqu'à ce qu'on obtienne la tolérance demandée sur la pression et la vitesse.

3.3.4.1 Procédure de résolution des équations de Navier-Stokes pour écoulement instationnaire

La procédure de résolution instationnaire des équations de Navier-Stokes de l'écoulement turbulent du vent est la suivante :

1. Initialiser tous les champs des variables de l'écoulement;
2. Commencer le calcul des champs de l'écoulement au nouveau temps;
3. Calculer le flux conservatif aux faces, assembler l'opérateur $H_i(U_j)$ et résoudre l'équation de quantité de mouvement;
4. Utiliser la procédure PISO loop pour résoudre le système;
5. En utilisant F_n , résoudre toutes les autres équations du modèle. Calculer la viscosité effective à partir de tous les champs turbulents;
6. Si le temps final imposé n'est pas atteint, retourner à l'étape 2.

3.3.5 Algorithme de résolution pour écoulement stationnaire

Le système d'équations obtenu par le modèle RANS dans tout le domaine de calcul est résolu à l'aide de l'algorithme SIMPLER. L'algorithme itératif SIMPLER proposé par Patankar (1981) est utilisé lorsque l'écoulement est stationnaire.

L'équation de quantité de mouvement est relaxée implicitement (Patankar, 1981), en utilisant un facteur de relaxation de vitesse α_U ; Le champ de pression résolu est relaxé pour tenir compte de l'erreur due à la vitesse.

1. Le champ de vitesse est calculé par résolution de l'équation de quantité de mouvement. Le gradient de pression est déterminé à partir de l'itération précédente. L'équation de quantité de mouvement est relaxée implicitement, en utilisant un facteur de relaxation de vitesse α_U ;
2. L'équation de pression est formulée et résolue pour obtenir le nouveau champ de pression;
3. Le flux conservatif au volume de contrôle est calculé à l'aide de l'équation (3.16). Pour corriger le champ de pression, il est nécessaire de reformuler l'opérateur $H_i(U_j)$ en utilisant les nouveaux flux conservatifs et de résoudre l'équation de pression de nouveau.

Le champ de pression résolu est relaxé pour tenir en compte l'erreur due à la vitesse, il s'écrit comme il suit :

$$P^{nouveau} = P^{ancien} + \alpha_P (P^{résolu} - P^{ancien}) \quad (3.17)$$

Avec :

- $P^{nouveau}$ est le nouveau champ de pression relaxé qui sera utilisé dans l'étape prochaine pour le calcul de la vitesse;

- P^{ancien} est le champ de pression initial ou de l'étape précédente;
- $P^{résolu}$ est le champ de pression résolu en utilisant l'équation de pression;
- α_P est le facteur de relaxation de la pression ($0 < \alpha_P \leq 1$).

Perić (1985) fait une analyse de la procédure de relaxation basée sur le comportement de la correction de second ordre de l'algorithme SIMPLER. Les facteurs de relaxation recommandés par Perić (1985) sont $\alpha_U = 0.8$ pour la vitesse et $\alpha_P = 0.2$ pour la pression.

3.3.5.1 Procédure de résolution des équations de Navier-Stokes pour écoulement stationnaire

La procédure de résolution stationnaire des équations de Navier-Stokes de l'écoulement turbulent du vent est la suivante :

1. Initialiser tous les champs des variables de l'écoulement;
2. Assembler, résoudre et relaxer l'équation de quantité de mouvement;
3. Calculer les flux conservatifs et résoudre l'équation de pression. Mettre à jour le champ de pression par relaxation. Corriger explicitement le champ de vitesse à l'aide de l'équation (3.12);
4. Résoudre les autres équations du système en utilisant le nouveau flux conservatif, la pression et la vitesse. Pour améliorer la convergence, les autres équations sont relaxées implicitement;
5. Vérifier le critère de convergence pour toutes les équations. Si le système d'équations n'a pas convergé retourner à l'étape 2.

3.4 Conclusion

La discréétisation de différentes équations de Navier-Stokes à l'aide de la méthode des volumes finis, ainsi que les schémas de discréétisation appliqués sur les volumes de contrôle, ont été abordés dans ce chapitre.

Jasak (1996) montre que les principales sources d'erreurs numériques sont le schéma de convection, la discréétisation des termes transitoires (discréétisation temporelle) et la qualité du maillage. Il en résulte une diffusion numérique effective non physique indésirable. Il est important de choisir avec soin la méthode de résolution, ainsi que l'ordre de précision des schémas numériques d'interpolation et de discréétisation temporelle et spatiale. La qualité du maillage a un grand impact sur la précision de la solution numérique.

Au niveau de la programmation sous OpenFOAM, un terme source et des propriétés relatives à la forêt et à la rugosité sont ajoutés au code original SimpleFoam qui utilise l'algorithme SIMPLER lorsque la méthode RANS est appliquée dans tout le domaine de calcul.

Les conditions aux frontières de Richards et Hoxey (1993) sont appliquées sous OpenFOAM. Le modèle de fermeture standard de $k-\varepsilon$ est modifié, ses constantes ont été remplacées par les constantes détaillées dans au chapitre 2. Les termes sources relatifs à la forêt ont été ajoutés aux équations originales du modèle $k-\varepsilon$.

Lorsque la méthode hybride RANS/LES est appliquée, le solveur développé sous OpenFOAM au *National Renewable Energy Laboratory* (NREL) par Churchfield et al. (2010) et basé sur l'algorithme PISO est adapté. Le nouveau code résout les équations relatives à notre cas d'étude et il est récrit d'une façon plus générale, ce qui facilite l'utilisation de différents modèles de fermeture et de conditions aux frontières.

Le chapitre suivant sera consacré à la validation des différentes implémentations numériques des modèles RANS ($k-\varepsilon$) et hybride (RANS/LES) destinés à la simulation de la CLA. Des

simulations de la CLA sur des terrains dont le comportement de l'écoulement est connu analytiquement, numériquement ou expérimentalement nous permettent de tirer des conclusions sur la validité des méthodes et sur leur précision.

CHAPITRE 4

VALIDATION DES MODÈLES DE SIMULATION SUR TERRAIN PLAT

4.1 Introduction

L'objectif de ce chapitre est de valider les modèles RANS et hybride RANS/LES de prévision de l'écoulement de la CLA présentés dans le deuxième chapitre et implantés sous OpenFOAM. La simulation de la CLA sur terrain avec orographie et couvert forestier présente plusieurs défis. Avant de considérer la situation la plus complexe de l'écoulement de la CLA sur une orographie et en présence de forêt, il est pertinent de valider la formulation et l'implantation sur OpenFOAM des modèles de simulation de la CLA sur terrain moins complexe. C'est ce dont traite ce chapitre.

Une description de la méthodologie suivie pour réaliser les simulations de la CLA à l'aide des modèles RANS et hybride RANS/LES est présentée. Comme le modèle de type RANS n'est pas approprié au-dessus de la CS, on ne peut pas formellement écrire que c'est une simulation de la CLA avec ce modèle. C'est pour cette raison que l'on fait une distinction entre la CS et la CLA dans ce chapitre. On considère toutefois que le modèle hybride est adapté à l'écoulement au-dessus de la CS et on parle alors d'une simulation de la CLA. On examine dans ce chapitre le choix du domaine de calcul, de sa discrétisation, des conditions aux limites et de l'initialisation des simulations.

Dans un premier temps, on modélise et valide l'écoulement de la CS neutre sur terrain rugueux, plat et homogène horizontalement à l'aide du modèle de type RANS $k-\epsilon$ utilisé dans tout le domaine de calcul. Il est important de vérifier la capacité du modèle $k-\epsilon$ à maintenir un écoulement complètement développé de la CS. On simule ensuite l'écoulement de la CLA sur terrain rugueux, plat et homogène horizontalement en utilisant le modèle hybride; les résultats de la simulation sont comparés avec plusieurs autres résultats numériques résumés par Andren et al. (1994).

Ensuite, le modèle hybride a été adapté à des simulations de la CLA sur terrain plat avec couvert forestier homogène horizontalement. Ce modèle a été validé au moyen de comparaisons avec des résultats expérimentaux obtenus par Amiro et al. (1990) sur trois types de forêts horizontalement homogènes.

Enfin, dans le cadre d'une collaboration avec le laboratoire PRISME de l'université d'Orléans en France, les résultats du modèle hybride développé dans ce travail ont été comparés avec des mesures expérimentales réalisées en soufflerie par Conan et al. (2015) pour un écoulement turbulent en présence d'une forêt artificielle et homogène horizontalement sur un terrain plat.

4.2 Simulation de la CLA neutre sur terrain plat sans couvert forestier

Pour valider le modèle $k-\varepsilon$ utilisé dans ce travail et implanté dans OpenFOAM, une simulation bidimensionnelle de la CS neutre sur un terrain rugueux, plat et homogène horizontalement a été effectuée. Une validation du modèle hybride RANS/LES a été réalisée pour le même terrain et les mêmes conditions du vent que dans l'étude d'Andren et al. (1994). Il est important de vérifier que ces modèles reproduisent la CS et la CLA neutres sur terrain rugueux, plat et homogène horizontalement.

4.2.1 Simulation à l'aide du modèle RANS $k-\varepsilon$ utilisé dans tout le domine de calcul

4.2.1.1 Dimensions du domaine et maillage

Dans le cas d'un terrain plat rugueux et homogène horizontalement, l'écoulement de la CS provenant de l'est est également homogène horizontalement, à cause de l'absence de gradients latéraux dans les profils verticaux de la vitesse moyenne du vent et des caractéristiques de la turbulence. La simulation de l'écoulement atmosphérique est alors à deux composantes de vitesse moyenne et peut être donc réalisée dans un domaine bidimensionnel.

La simulation de la CS a été largement réalisée à l'aide de codes commerciaux de CFD, en utilisant les modèles de fermeture de type RANS de la turbulence et en particulier en appliquant le modèle k- ϵ (Blocken et al., 2007; Sumner et Masson, 2011 et Balogh et al., 2012). Cependant, on observe souvent une décroissance indésirable de la vitesse et de la turbulence par rapport aux profils spécifiés à l'entrée du domaine de calcul, alors que la solution exacte devrait être complètement développée et donc invariable dans la direction de l'écoulement. Ce comportement est dû à l'incompatibilité entre le modèle de turbulence, les conditions aux frontières à l'entrée et les lois de paroi. Une approche récemment mise en place par Parente et al. (2011) et Sumner et Masson (2011) pour corriger ce problème consiste à modifier le modèle de turbulence et la formulation de la loi de paroi pour retrouver le comportement attendu de la CS neutre horizontalement homogène.

La hauteur de la CS neutre a été approximativement estimée à 100 m par Kaimal et Finnigan (1994). Dans cette région, la contrainte de cisaillement est à peu près constante. L'écoulement d'air est très peu sensible à la rotation de la Terre. La structure de l'écoulement dépend principalement de la vitesse de friction à la surface et du gradient vertical de la température. Au-dessus de cette couche, une région qui s'étend jusqu'à une hauteur de 500 à 1000 m est caractérisée par une contrainte de cisaillement variable. La structure de l'écoulement est influencée par le frottement à la surface, le gradient de température et la rotation de la Terre (accélération de Coriolis).

Pour cette simulation, une condition de stabilité neutre est considérée, le gradient de température potentielle est nul et la force de Coriolis est négligée. Le domaine de calcul considéré pour cette validation est de 5000 m de longueur pour s'assurer que le modèle maintient les profils de vitesse et de turbulence imposés à l'entrée, et il est de 500 m de hauteur.

Dans la direction de l'écoulement non perturbé (longueur), le maillage est uniforme et sa taille est de 10 m. Afin de bien représenter l'écoulement proche de la paroi, le maillage est très fin près de la paroi mais non uniforme verticalement. Dans la direction de la hauteur, le

maillage est composé de 200 nœuds dont 32 se trouvent dans les 10 premiers mètres. Le maillage est raffiné dans la direction verticale en utilisant un facteur d'expansion de 1.05 dans les 10 premiers mètres et un facteur de 1.02 dans le reste du domaine. La paroi inférieure du domaine de calcul est fixée à une hauteur de rugosité z_0 . La hauteur de la première rangée de cellules adjacente au sol est de 0.3 m; et au sommet, les cellules ont 7.44 m de hauteur.

4.2.1.2 Conditions aux limites

Les conditions aux frontières jouent un rôle très important dans la reproduction adéquate de la CS. Plusieurs travaux ont examiné les conditions aux limites pour estimer avec précision l'écoulement de la CS sur un terrain plat rugueux (Richards et Hoxey, 1993; Blocken et al., 2007 et Sumner et Masson, 2011). Une difficulté souvent rencontrée lors de la simulation de la CS est de maintenir les caractéristiques de la turbulence sous les conditions d'homogénéité horizontale.

Les conditions aux frontières utilisées dans ce travail sont basées sur les conditions aux limites proposées par Richards et Hoxey en 1993. Ils proposent des conditions aux limites de la CS à l'état d'équilibre pour le modèle de fermeture $k-\epsilon$. Les conditions aux frontières, qui ont été considérées par Sumner et Masson en 2011 et qui se réfèrent à celles développées par Richards et Hoxey (1993), sont celles qui ont été implantées et utilisées dans cette étude.

À l'entrée du domaine de calcul, le profil logarithmique de la vitesse et les profils des caractéristiques de la turbulence obtenue analytiquement sur un terrain plat rugueux, pour une CS pleinement développée dans les conditions de stratification neutre, ont été imposés à l'aide des équations (1.2), (1.4) et (1.5).

À la sortie du domaine, la pression est imposée à zéro. Le gradient normal à la surface de sortie de la vitesse, l'énergie cinétique de la turbulence et le taux de dissipation de la turbulence sont nuls.

Sur les côtés latéraux, une condition périodique est imposée.

Au sommet du domaine, suivant les recommandations de Richards et Hoxey (1993), un cisaillement constant est imposé pour assurer une cohérence entre les profils d'entrée et la condition de cisaillement au sol. La vitesse de friction imposée au sommet du domaine (qui est la même que celle imposée au sol, voir équation (4-1)) permet de calculer la vitesse, l'énergie cinétique de la turbulence et son taux de dissipation à cette hauteur à l'aide des expressions analytiques.

Au sol, une condition de cisaillement local du vent est imposée à la surface inférieure de la première cellule adjacente au sol, pour représenter l'effet de la rugosité de la surface sur l'écoulement. L'écoulement est résolu à partir de la hauteur z_0 de la rugosité. À la hauteur de rugosité z_0 , la vitesse est nulle et, au-dessous de cette hauteur. Richards et Hoxey (1993) suggèrent d'utiliser l'approximation d'égalité entre le terme de production de la turbulence et la dissipation. Dans les cellules adjacentes au sol, la viscosité turbulente adéquate est prescrite au centre de la cellule. À la distance $z = z_0$, une condition de non-glissement est utilisée; la vitesse à cette hauteur est nulle. Le profil de vitesse entre les faces des cellules de la paroi du sol et leurs centres est logarithmique. Selon Sumner et Masson, (2011) la vitesse de friction locale au centre des cellules proche de la paroi est calculée selon l'expression suivante :

$$u_g^* = \frac{KU_p}{\ln\left(\frac{z_p}{z_0}\right)} \quad (4.1)$$

L'énergie cinétique de la turbulence par unité de masse est calculée à l'aide de l'expression suivante :

$$k_p = \frac{u_g^{*2}}{\sqrt{C_\mu}} \quad (4.2)$$

Le taux de dissipation de la turbulence aux centres des cellules adjacentes à la paroi est calculé à l'aide de l'équation suivante :

$$\varepsilon_p = \frac{\sqrt{C_\mu} k_p u_g^*}{K z_p} \quad (4.3)$$

Dans l'implantation de ces conditions aux frontières dans OpenFOAM, on s'assure d'avoir la bonne valeur de la contrainte de cisaillement dans les cellules adjacentes à la paroi en modifiant la viscosité turbulente en utilisant l'équation suivante :

$$\nu_{tp} = \frac{C_\mu^{\frac{1}{4}} \sqrt{k_p} K (z_p - z_0)}{\ln(\frac{z_p}{z_0})} \quad (4.4)$$

La figure 4.1 est une représentation schématique des cellules entre les frontières inférieures et supérieures du domaine de calcul.

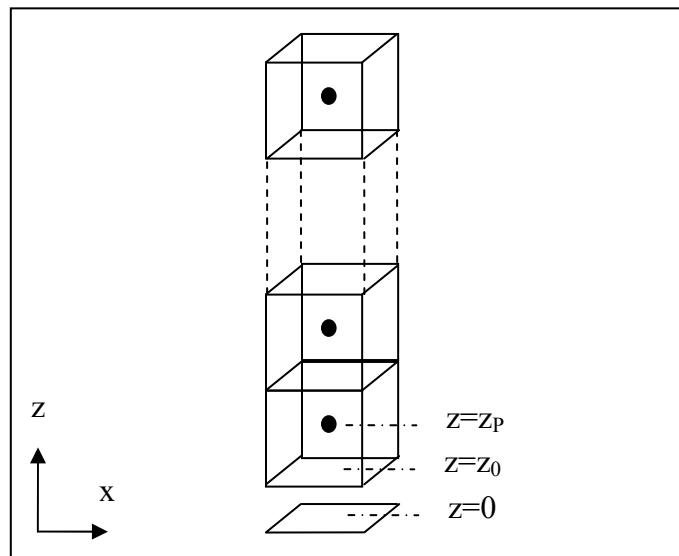


Figure 4.1 : Représentation des cellules entre les limites du sol et du sommet

4.2.1.3 Paramètres de la simulation

Les paramètres de la simulation effectuée par Sumner et Masson (2011) sont également utilisés dans ce travail pour la simulation de la CS sur terrain rugueux, plat et homogène horizontalement. À l'entrée du domaine de simulation, un écoulement complètement développé est prescrit à l'aide des équations (1.2), (1.4) et (1.5). Les constantes du modèle utilisées pour cette simulation sont récapitulées au tableau 2.1. Les paramètres utilisés pour définir le cisaillement du vent d'un écoulement arrivant de l'est sont présentés dans le tableau 4.1.

Tableau 4.1 : Caractéristiques du profil d'entrée

Hauteur de référence, $Z_{\text{réf}}$	6 m
Vitesse moyenne du vent, $U_{\text{réf}}$	10 m/s
Hauteur de rugosité aérodynamique, z_0	0.01 m
Constante de Von Karman, κ	0.4

La vitesse de friction est donc de 0.625 m/s.

Pour accélérer la convergence des simulations réalisées à l'aide du modèle $k-\epsilon$ de type RANS utilisé dans tout le domaine de calcul, les expressions analytiques (1.2), (1.4) et (1.5) d'une CS complètement développée sont prescrites à l'intérieur du domaine de calcul comme solution initiale.

4.2.1.4 Résultats et discussion

La figure 4.2 présente une comparaison entre les résultats de la simulation à l'aide du modèle $k-\epsilon$ de type RANS utilisé dans tout le domaine de calcul et implanté sous OpenFOAM, en termes de vitesse, d'énergie cinétique de la turbulence, du taux de dissipation de la turbulence et de la viscosité turbulente, et les expressions analytiques imposées à l'entrée de la CS neutre sur un terrain rugueux, plat et horizontalement homogène.

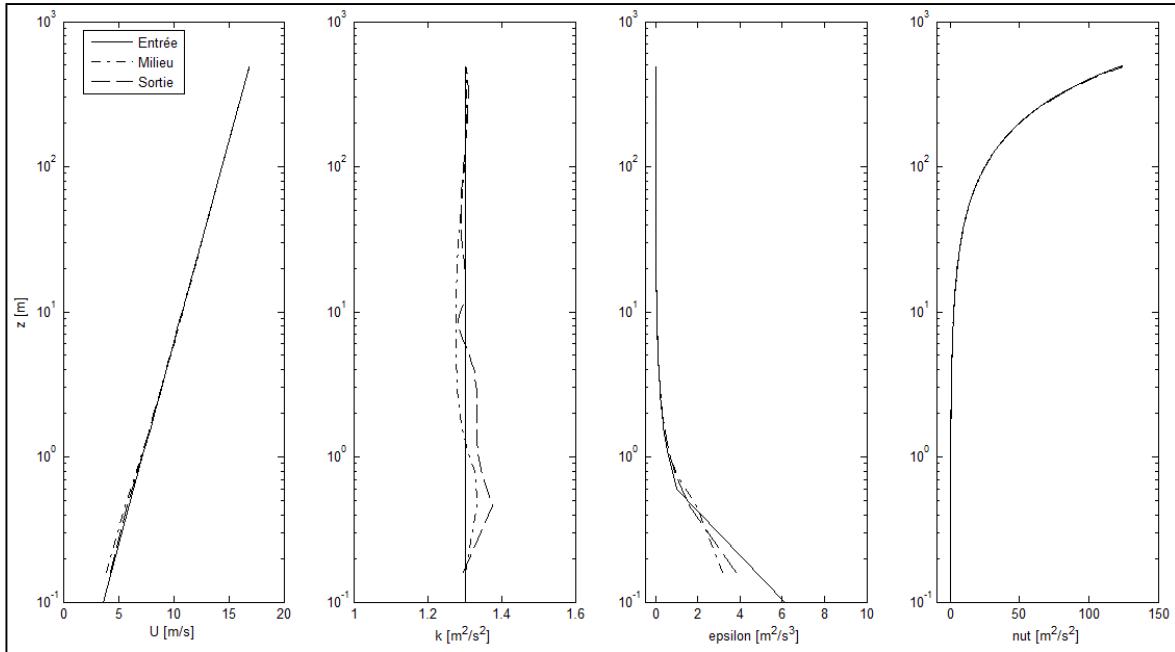


Figure 4.2 : Comparaison entre les résultats numériques de U , k , ε et vt à l'entrée, au milieu et à la sortie du domaine

La CS est caractérisée par un fort cisaillement qui contrôle le transfert de quantité de mouvement. L'écoulement de l'air dans cette couche est typiquement logarithmique et varie seulement dans la direction verticale. On observe que le modèle k - ε assure l'homogénéité de la vitesse et de la turbulence entre les sections du domaine (entrée et sortie). Il permet de calculer précisément la contrainte de cisaillement à la surface.

Le modèle k - ε de type RANS utilisé dans tout le domaine de calcul reproduit les profils de la viscosité turbulente et de la vitesse du vent. Les profils de vitesse sur terrain rugueux plat et homogène horizontalement, au milieu et à la sortie, coïncident avec le profil analytique (imposé à l'entrée) sauf dans une petite région proche de la paroi (< 1 m).

Le modèle k - ε de type RANS utilisé dans tout le domaine de calcul peut plus difficilement prédire l'énergie cinétique turbulente et son taux de dissipation. Proche de la paroi, l'énergie cinétique turbulente est surestimée et son taux de dissipation est sous-estimé comparativement à la solution analytique (Monin et Obukhov, 1954). Ce problème de nature

numérique est souvent rencontré en prédition de la CS à l'aide du modèle k- ϵ (Balogh et al., 2012, Blocken et al., 2007).

Plusieurs études ont été consacrées à l'amélioration des performances du modèle k- ϵ . Sumner et Masson (2011) corrigent cette erreur de nature numérique due à l'utilisation des schémas de discréétisation standards. Ils proposent des fonctions de correction pour les différentes variables qui dépendent de la rugosité et du maillage.

Yang et al. (2009) et Gorlé et al. (2009) proposent de nouvelles expressions de k et ϵ pour des écoulements horizontalement homogènes où l'énergie cinétique turbulente est variable et diminue en fonction de la hauteur. Ils concluent que ces conditions à l'entrée donnent une meilleure cohérence avec les mesures expérimentales. L'utilisation de ces nouvelles expressions donnent des résultats numériques qui correspondent aux mesures pour la vitesse et le taux de dissipation de la turbulence mais un profil de l'énergie cinétique turbulente sous estimé proche de la paroi.

4.2.1.5 Évaluation de l'erreur due à la taille des mailles

L'erreur due à la taille des mailles (cellules) en CFD est évaluée selon la procédure de Celik et al. (2008) qui recommandent de suivre ces étapes :

1. Définir une cellule représentative

$$l = \left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \Delta v_i \right)^{\frac{1}{3}} \quad (4.5)$$

où Δv_i est le volume de la cellule i et N est le nombre total de cellules;

2. Calculer un facteur de raffinement entre trois maillages différents. Il est recommandé que ce facteur soit supérieur à 1.3;

$$r = \frac{l_{grossier}}{l_{fin}} \quad (4.6)$$

3. Calculer l'ordre apparent p en utilisant un processus itératif, à l'aide des équations suivantes :

$$p = \frac{1}{\ln(r_{21})} \left| \ln \left| \frac{(\varphi_3 - \varphi_2)}{(\varphi_2 - \varphi_1)} \right| + q(p) \right| \quad (4.7)$$

avec

$$q(p) = \left(\frac{r_{21}^p - s}{r_{32}^p - s} \right) \quad (4.8)$$

où

$$s = 1 \cdot \text{sgn} \left(\frac{(\varphi_3 - \varphi_2)}{(\varphi_2 - \varphi_1)} \right) \quad (4.9)$$

où φ est la variable dont l'erreur est évaluée;

4. Déterminer la valeur extrapolée de la variable dont l'erreur est évaluée, à l'aide de l'équation suivante :

$$\varphi_{21}^p = (r_{21}^p \varphi_1 - \varphi_2) / (r_{21}^p - 1) \quad (4.10)$$

5. Estimer l'erreur relative et calculer l'indice de convergence du maillage fin en utilisant les expressions suivantes :

$$e_a^{21} = \left| \frac{\varphi_{grossier} - \varphi_{fin}}{\varphi_{grossier}} \right| \quad (4.11)$$

et

$$GCI_{fin} = \frac{1.25}{r^p - 1} e_a^{21} \quad (4.12)$$

Pour cette simulation de la CS, l'indice de convergence du maillage fin (GCI_{fin}) de la vitesse de friction a été calculé. Le tableau 4.2 présente l'erreur relative et l'indice de convergence de la vitesse de friction évaluée à la sortie du domaine.

Tableau 4.2 : Calcul de l'erreur due au maillage de la vitesse de friction

	Maillage 1	Maillage 2	Maillage 3
Nombre de cellules	25000	50000	100000
Épaisseur de la couche de cellules la plus fine (m)	1.21	0.615	0.317
Vitesse de friction (m/s)	0.58241	0.57655	0.57563
Facteur de raffinement entre les maillages	-	1.4142	1.4142
Erreur relative par rapport au maillage le plus fin (%)	-	1.01	0.16
Indice de convergence du maillage GCI (%)	-	0.23	0.037

Les valeurs de la vitesse de friction, de l'erreur relative et de l'indice de convergence calculées en faisant varier le nombre total de cellules nous montrent que le maillage 3 est suffisamment fin pour estimer avec précision l'écoulement. Les erreurs observées à la figure 4.3 dans les valeurs de la vitesse et de la turbulence ne sont donc pas dues à la taille du maillage. L'erreur de discréétisation est évaluée par comparaison avec les expressions analytiques (1.2), (1.4), (1.5). Pour chaque quantité, l'erreur est montrée à la figure 4.3 :

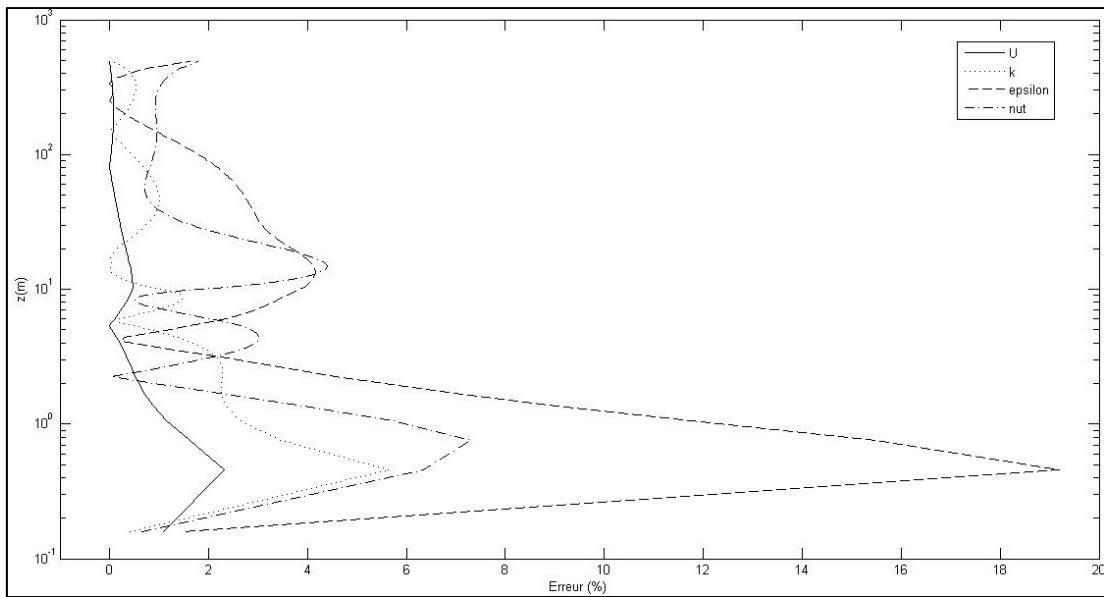


Figure 4.3 : Erreur numérique des résultats évalués par comparaison avec la solution analytique

La figure 4.3 montre que le modèle k- ϵ ainsi que les conditions aux limites de Richards et Hoxey, appliqués sous OpenFOAM, reproduisent fidèlement la vitesse, surestiment l'énergie cinétique turbulente et sous-estiment son taux de dissipation proche de la paroi.

Le modèle k- ϵ , largement utilisé pour les écoulements atmosphériques, donne des résultats satisfaisants pour la prévision de la CS en terrain rugueux plat, et ce, à un coût numérique relativement moins élevé que le modèle LES quoique plus élevé que le coût des modèles à zéro ou à une équation qui se basent sur la longueur de mélange pour modéliser les structures turbulentes. Ce modèle est plus général que les modèles à zéro ou une équation et présente un avantage au niveau du temps de calcul par rapport aux modèles de type LES par exemple. Toutefois, il se base sur l'hypothèse de l'isotropie qui est valide uniquement proche de la paroi pour la CLA.

Une méthode qui s'avère plus précise pour prévoir l'écoulement atmosphérique est la simulation de grandes échelles (LES). Cette approche de simulation modélise plus adéquatement l'écoulement de la CLA, mais nécessite un grand nombre de cellules proches de la paroi, ce qui veut dire un temps de calcul exorbitant dans un contexte industriel (plus

qu'un mois de calcul). Dans la section suivante, on présente une simulation de la CLA sur terrain rugueux plat et homogène horizontalement à l'aide du modèle hybride qui combine les avantages du modèle $k-\epsilon$ et d'un modèle de type LES.

4.2.2 Simulation à l'aide du modèle hybride RANS/LES

Étant donné que le modèle de simulation hybride a été rarement utilisé dans la littérature, il existe peu de résultats sur la simulation de la CLA sur terrain plat et rugueux utilisant ce type de modèle (Bechmann et al., 2007; Bautista, 2015).

Une validation de la formulation hybride pour la simulation de la CLA consiste à comparer les résultats obtenus en utilisant le modèle hybride RANS/LES avec les résultats numériques d'Andren et al. (1994) qui ont développé une approche LES utilisée dans tout le domaine de calcul en utilisant un modèle de sous maille de Smagorinsky. Cela permet d'établir des comparaisons avec plusieurs autres codes disponibles dans la littérature qui sont également présentés dans le travail d'Andren et al. (1994).

La comparaison entre le modèle hybride RANS/LES et plusieurs autres codes présentés dans le travail d'Andren et al. (1994) a fait l'objet d'un article de la conférence « Computational Wind Engineering 2014 ».

En CLA, l'écoulement du vent résulte de l'équilibre entre les forces décrites dans la section 1.2.1. Proche de la surface (~ 100 m), le profil de la vitesse est logarithmique et l'énergie cinétique turbulente est constante (Porté-Agel et al., 2000; Brasseur et Wei, 2010). On envisage de reproduire adéquatement la CLA neutre sur un terrain rugueux, plat et homogène horizontalement avec le modèle hybride.

4.2.2.1 Dimensions du domaine et maillage

Il est important d'utiliser un domaine de calcul dont les dimensions sont assez grandes pour simuler adéquatement l'écoulement de la CLA : le domaine de calcul doit être suffisamment grand pour contenir les plus grandes structures turbulentes.

Lorsqu'une simulation hybride est effectuée, le domaine de calcul doit être comparable à l'échelle de la plus grande structure turbulente (Piomelli, 2001). D'après Bechmann et al. (2007), la hauteur du domaine peut être estimée à l'aide de la relation suivante :

$$H = 0.3 \frac{u_*}{f_c} \quad (4.13)$$

Le maillage est utilisé comme filtre implicite lorsque le modèle hybride RANS/LES est utilisé. Il est important de réaliser un maillage dont les dimensions sont inférieures à la longueur des plus petites échelles turbulentes inertielles, pour s'assurer que le modèle hybride ne modélise que les échelles dissipatives. La qualité du maillage est évaluée en comparant le spectre de la simulation avec celui de Kolmogorov (Pope, 2000). Une pente de $-5/3$ du spectre montre que les dimensions des mailles permettent une résolution jusqu'à la fin de la zone inertielle.

Le domaine de calcul adopté par Andren et al. (1994) a été choisi pour faire les simulations de la CLA neutre sur terrain rugueux, plat et homogène horizontalement. Le domaine a 4000 m de longueur et 2000 m de largeur, et sa hauteur est de 1500 m. La paroi inférieure du domaine de calcul est localisée à une hauteur égale à la rugosité de la surface. Le maillage utilisé pour cette simulation est hexaédrique et il est raffiné proche de la surface. Pour comparer l'impact du maillage sur la prévision de la CLA, on fait varier le nombre de cellules de 16 384 à 131 072 distribuées d'une façon non uniforme selon la direction verticale en utilisant des facteurs d'expansion de 1.064 et 1.16 respectivement. Horizontalement, les mailles ont des dimensions respectives de 125^2 m^2 et de 62.5^2 m^2 . Les hauteurs des cellules adjacentes à la surface sont de 2.08 m et de 1.84 m.

4.2.2.2 Conditions aux limites

Le modèle hybride développé dans le cadre de cette étude utilise le modèle k- ϵ de type RANS proche de la paroi et un modèle de type LES dans la région éloignée de la paroi (la région supérieure).

L'écoulement de la CLA est créé par les différentes forces dont les effets sont significatifs. En condition de stabilité neutre, c'est le vent géostrophique qui entraîne la CLA. Sous l'effet de la rugosité de la surface du terrain, la force de frottement crée un cisaillement du vent au sol dont l'intensité dépend de la rugosité locale.

Au sommet, un gradient nul du taux de dissipation et de l'énergie cinétique turbulente est appliqué. La vitesse du vent prescrite correspond à la vitesse du vent géostrophique. Toutefois, pour entraîner l'écoulement géostrophique, un gradient de pression est imposé. Le cisaillement du vent est donc imposé indirectement à partir du gradient de pression. La condition à la frontière supérieure du domaine ne permet pas aux structures turbulentes de traverser cette paroi. Il est donc nécessaire de considérer une hauteur du domaine de calcul qui soit suffisamment élevée pour que toutes les structures turbulentes restent à l'intérieur du domaine de calcul.

Un gradient de pression équivalant à la vitesse du vent géostrophique entraîne l'écoulement du vent dans la CLA. Selon Bechmann et al. (2007), le gradient de pression nécessaire pour atteindre le vent géostrophique dans la direction de l'écoulement non-perturbé (x) lorsque la force de Coriolis est prise en compte correspond à l'expression suivante :

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial y} = -f_c \bar{U}^g \quad (4.14)$$

Sur les **côtés latéraux et transversaux** (c.-à-d. à l'entrée et à la sortie), une condition périodique est imposée.

Au sol, la condition frontière du modèle $k-\epsilon$ décrite à la section précédente est utilisée puisque le profil de vitesse proche de cette paroi est logarithmique.

4.2.2.3 Paramètres de simulation

L'écoulement de la CLA est entraîné par un gradient de pression correspondant à une vitesse du vent géostrophique de 10 m/s dans la direction de x . Le paramètre de Coriolis est de 10^{-4} s^{-1} et la hauteur de rugosité z_0 est de 0.1 m. La vitesse de friction théorique est calculée à l'aide de l'équation (4.1) et elle est de 0.416 m/s en supposant un profil logarithmique de la vitesse jusqu'au sommet du domaine. Les simulations ont été effectuées dans une période de 10^5 s. Les résultats numériques sont calculés pour chaque tranche de 10 itérations. Le pas de temps est variable et une condition sur le nombre de courant maximal $CFL < 0.75$ est fixée pour assurer la stabilité numérique. Les résultats présentés sont calculés à partir des statistiques durant la dernière période de $4*10^4$ s de la simulation en capturant approximativement une demi-période inertie; ils sont moyennés dans le temps et horizontalement dans l'espace.

En se basant sur une simulation de la turbulence décroissante et en considérant un état d'équilibre entre le taux de dissipation et la production de la turbulence proche de la paroi, Bechmann et al. (2007) montrent que $C_s = 0.14$ est une valeur optimale lorsqu'un schéma de discréétisation central est utilisé. Pour cette simulation, on utilise les constantes du modèle hybride récapitulées au tableau 2.4, qui correspondent à celles proposées par Bechmann et al. (2007).

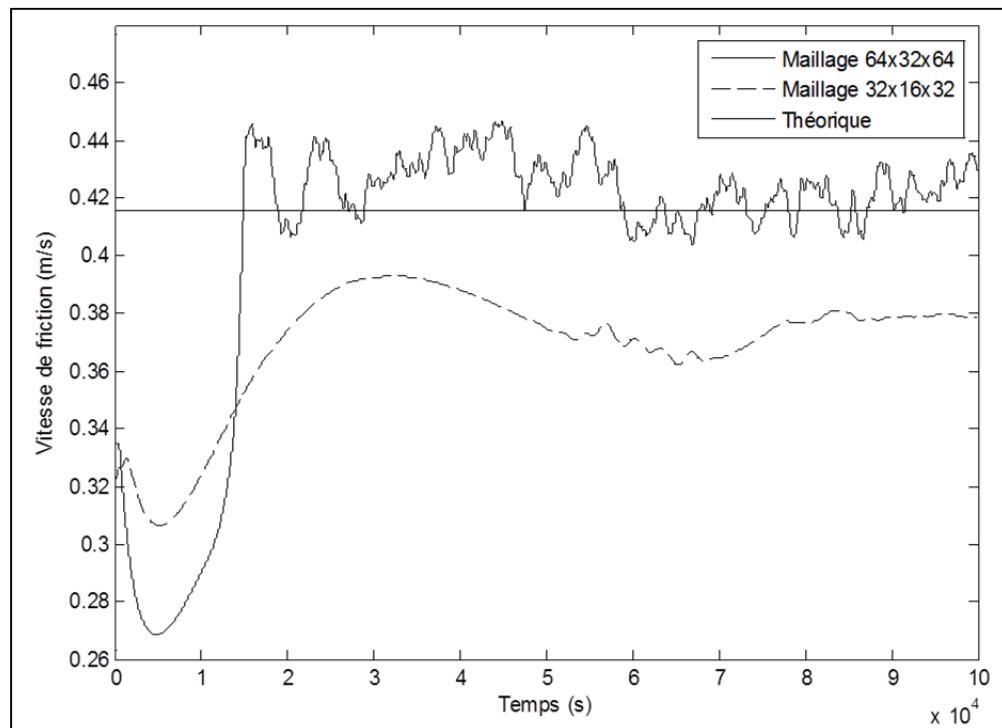
Le champ initial est généré en ajoutant au profil logarithmique une fluctuation aléatoire d'intensité $\pm 10\%$.

4.2.2.4 Résultats et discussion

Les sections suivantes présentent une comparaison entre les résultats numériques de l'écoulement de la CLA calculés à l'aide du modèle hybride implanté et les résultats numériques présentés par Andren et al. (1994).

4.2.2.5 Vitesse de friction

La figure 4.4 présente l'évolution de la vitesse de friction moyennée dans les mailles adjacentes à la surface pour les différentes tailles de mailles en fonction de temps :



**Figure 4.4: Évolution de la vitesse de friction en fonction du temps
En comparaison de la vitesse de friction théorique**

Pour le maillage 64x32x64 la vitesse de friction (calculée à l'aide des flux turbulents verticaux de la vitesse) s'approche de la vitesse de friction théorique (équation, (4.1)) en oscillant après 2×10^4 s de calcul, à cause des oscillations inertielles. L'évolution temporelle de la vitesse de friction montre que les statistiques dans la période de calcul $4 f_c^{-1}$ pour les moyennes temporelles sont stationnaires. La transition entre les deux modèles $k-\epsilon$ et LES se

fait à des hauteurs de 40.68 m et de 26.54 m pour les maillages de 32x16x32, 64x32x64, respectivement.

4.2.2.6 Vitesse du vent

Les profils de vitesse obtenus avec la méthode hybride implantée sont comparés à la loi logarithmique de la vitesse du vent à la figure 4.5.

Proche de la paroi, la vitesse moyenne du vent est légèrement différente du profil logarithmique. Cette différence numérique a été observée lorsque le modèle $k-\varepsilon$ est utilisé dans tout le domaine de calcul et elle a été corrigée par Sumner et Masson (2011). Elle peut être réduite par raffinement du maillage, mais cela diminue la zone dans laquelle le modèle RANS est utilisé par le modèle hybride, ce qui augmente considérablement le temps de calcul.

Un gradient de vitesse élevé est observé dans la zone de transition RANS/LES qui se trouve dans la CS. Le modèle hybride surestime la dissipation tourbillonnaire dans cette région car il néglige le transfert d'énergie qui se fait à partir des petites structures turbulentes vers les plus grandes (Bechmann et al., 2007).

Au sommet du domaine de calcul, la vitesse du vent correspond à la vitesse géostrophique. Au-dessus de la CS, le profil de la vitesse du vent n'est plus logarithmique.

L'augmentation du nombre total de cellules agrandit la région LES, ce qui améliore la précision de la vitesse qui s'approche du profil logarithmique dans la couche de surface, mais diminue la hauteur de la région RANS.

Lorsqu'on considère la force de Coriolis, la composante transversale de la vitesse n'est pas nulle. En présence de la force de Coriolis, la direction de la vitesse locale n'est plus

totalement alignée sur la direction de l'écoulement non-perturbé; elle est légèrement inclinée (15.5° par rapport à la direction longitudinale).

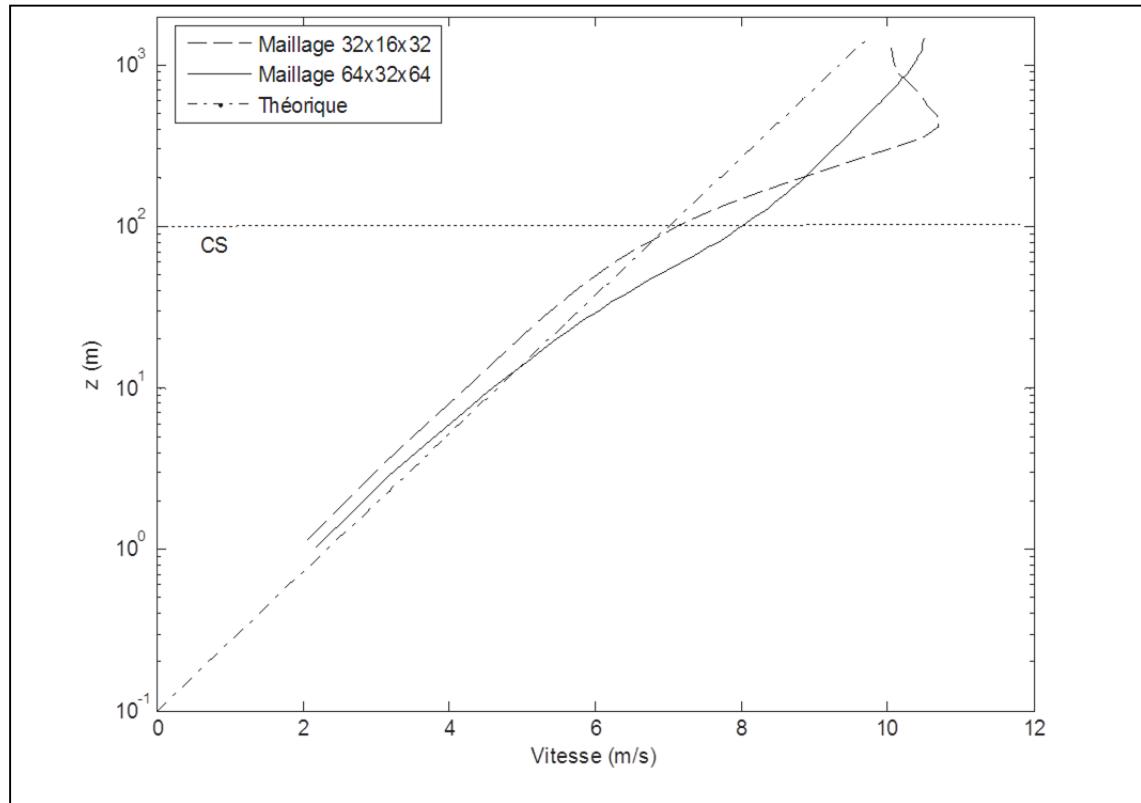


Figure 4.5: Profil de la vitesse du vent en comparaison avec profil logarithmique

4.2.2.7 Gradient de vitesse

Pour évaluer la performance du modèle, le gradient adimensionnel de la vitesse est étudié. Ce dernier est défini à l'aide de l'expression suivante :

$$\varphi = \frac{Kz}{u_*} \sqrt{\left(\frac{\partial \bar{U}}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{V}}{\partial z}\right)^2} \quad (4.15)$$

Théoriquement, ce gradient de vitesse adimensionnel est égal à l'unité dans le cas de la couche logarithmique de surface.

Andren et al. (1994) ont présenté plusieurs comparaisons des codes LES cités dans la littérature utilisant le modèle de sous maille standard de Smagorinsky. Dans la couche de surface, la valeur maximale de ce gradient obtenu par les différents codes est supérieure à 1.2 et peut atteindre 2 pour quelques simulations.

Le gradient de vitesse obtenu par le modèle hybride implanté est présenté à la figure 4.6.

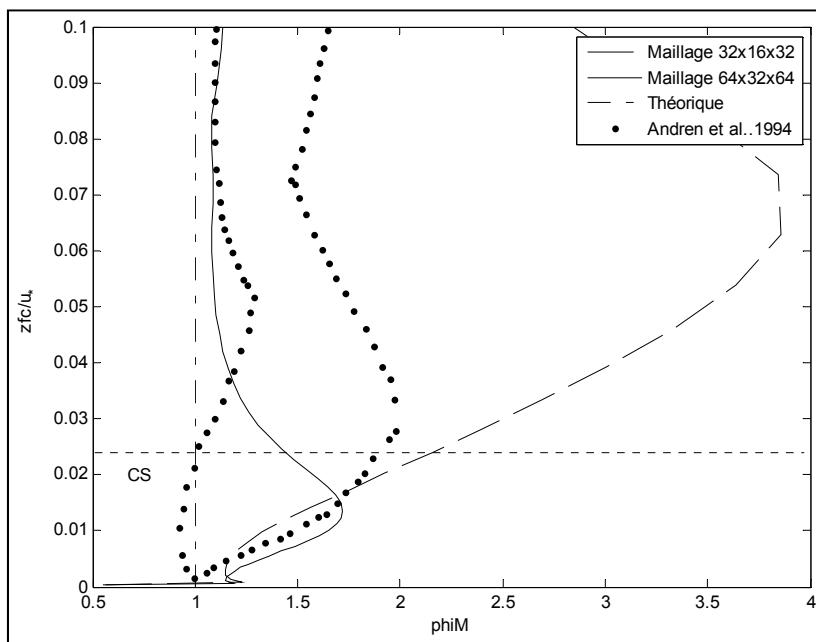


Figure 4.6 : Gradient de vitesse en fonction de zfc/u^*

Le profil de ce gradient de vitesse dans la couche de surface montre que le modèle hybride ne reproduit pas fidèlement le profil logarithmique. On constate que la valeur maximale du gradient de vitesse adimensionnel est élevée dans la zone de transition RANS/LES. Cela est principalement dû au fait que le transfert d'énergie des structures non résolues vers les structures turbulentes résolues est négligé.

La comparaison entre les profils des gradients adimensionnels de vitesse calculés par les différents codes résumés par Andren et al. (1994) et le gradient adimensionnel de vitesse obtenu avec le modèle hybride proposé sur le maillage 64x32x64 montre que la position du

point maximal produit par le modèle hybride se situe à une hauteur inférieure à celle obtenue avec les autres codes.

La valeur maximale du gradient adimensionnel de vitesse prédict par le modèle hybride proposé est de 1.72. Dans la CS, ce gradient adimensionnel devrait être égal à 1 puisque la distribution verticale de la vitesse est logarithmique dans cette région de l'atmosphère. Cette différence a été souvent observée dans la littérature (Bechmann et al., 2007; Brasseur et Wei, 2010 et Mason et Thomson, 1992). Ces auteurs proposent d'utiliser un modèle de rétrodiffusion (*backscatter model*) ou de changer le maillage et la constante du modèle (nombre de cellules et raffinement) pour se situer dans la zone de haute précision (HAZ) où la simulation ne surestime pas le gradient de vitesse pour réduire et/ou éliminer ce phénomène. La procédure d'ajustement du rapport des longueurs de maille et de la constante du modèle pour amener la simulation dans la zone du HAZ est décrite dans l'étude de Brasseur et Wei (2010).

4.2.2.8 Les variances de la vitesse

Tel que présenté à la figure 4.7, les variances de sous maille (c.-à-d. contribution non résolue) et totales ont la même tendance que les résultats présentés par Andren et al. (1994), sauf pour l'intensité du pic. Le modèle hybride RANS/LES produit un pic de la variance dans la direction de l'écoulement non perturbé à une hauteur de $zf_c/u^* = 0.02$. Ce dernier se situe dans la zone LES pour le maillage 64x32x64. Les profils de variance de sous maille et totaux se situent près de la limite inférieure de l'ensemble des résultats d'Andren et al. (1994).

Lorsque le maillage est raffiné, les variances totales sont plus élevées et sont en meilleur accord avec les différentes solutions numériques présentées dans Andren et al. (1994). Toutefois, la diminution de la taille des cellules ne semble pas éliminer le pic pour les variances.

Proche de la paroi, on remarque une sous-estimation de l'énergie cinétique de la turbulence. Comme pour la simulation d'Andren et al. (1994), ce pic sur les variances proche de la paroi n'est pas physique parce que, typiquement, l'énergie cinétique de la turbulence augmente en s'approchant du sol dans cette région. Cette tendance n'est pas observée numériquement même lorsque la contribution de sous maille est ajoutée. Ce comportement de l'énergie cinétique de la turbulence est associé à la modélisation des structures turbulentes proche de la paroi par le modèle $k-\epsilon$. Mason et Thomson (1992) expliquent la présence de ce pic proche de la paroi par la présence d'un gradient de vitesse trop élevé dans la région où la partie des structures turbulentes non résolues est significative. Ils montrent que ce pic peut être éliminé si on utilise un modèle de rétrodiffusion (*backscatter model*).

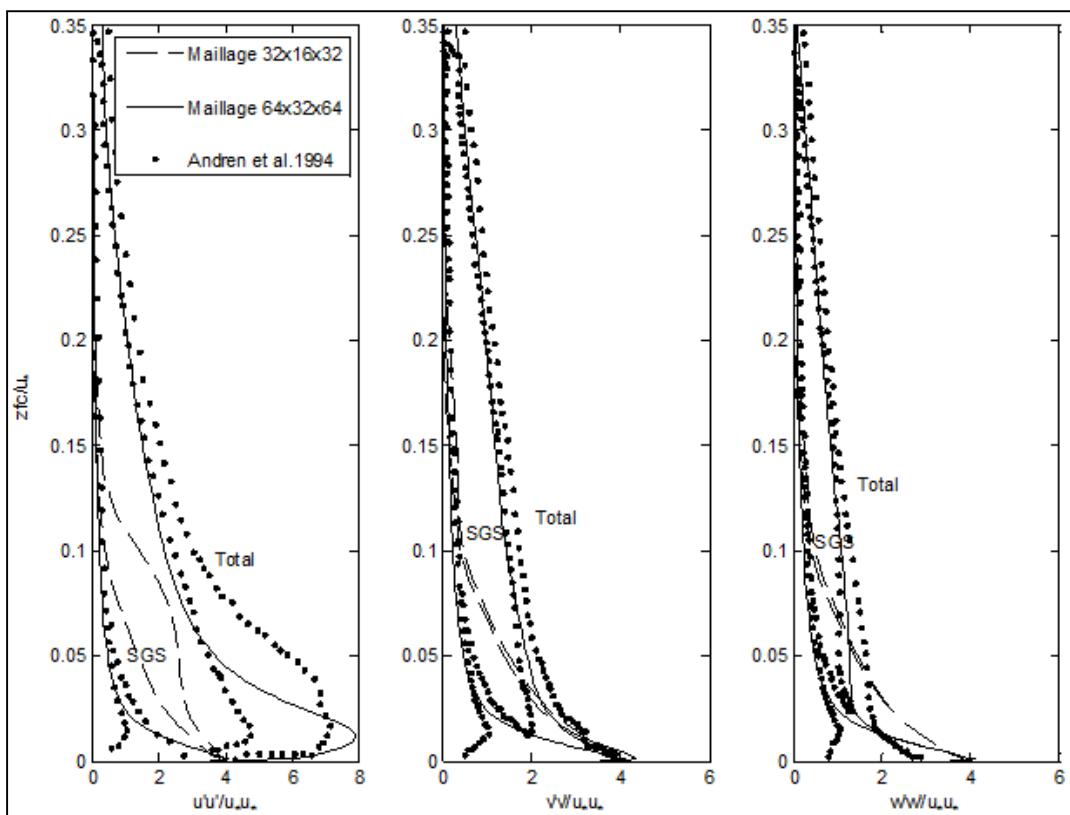


Figure 4.7: Profils des variances de la vitesse normalisée totaux et de sous mailles

4.2.2.9 Les flux turbulents verticaux

La figure 4.8 présente les profils de sous mailles et totaux des flux turbulents verticaux. Les profils des flux turbulents verticaux calculés à l'aide du modèle hybride RANS/LES suivent la même tendance que ceux provenant des résultats d'Andren et al. (1994). On remarque que les flux turbulents verticaux dans les directions longitudinale et transversale diminuent avec la hauteur. Ces figures nous renseignent sur la contribution des structures résolues et non résolues aux flux turbulent verticaux à chaque hauteur. Lorsque le maillage est raffiné, la partie où le flux vertical turbulent est modélisé diminue et la dimension de la région dite résolue augmente. Cela donne une idée de la proportion des flux turbulents résolus et modélisés (non résolus). Lorsque le maillage est raffiné, le flux est résolu à une hauteur moins élevée que dans le cas d'un maillage grossier.

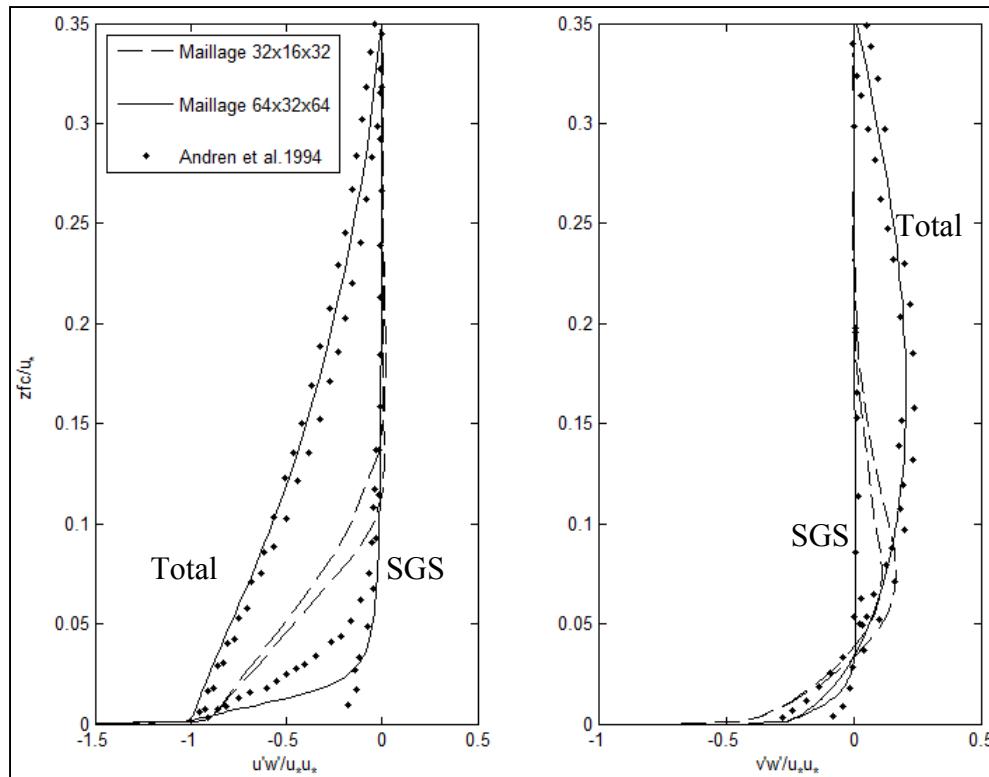


Figure 4.8: Profils des flux turbulents verticaux de la vitesse normalisée totaux et de sous mailles

4.2.2.10 Viscosité turbulente

La figure 4.9 présente la viscosité turbulente de sous maille moyenne comparativement à la viscosité déterminée par Andren et al. (1994).

On constate que, loin de la paroi, le profil de la viscosité turbulente de sous maille produit par la méthode hybride se situe sous la plage des résultats présentés par Andren et al. (1994). La viscosité turbulente est maximale dans la zone RANS. Proche de la paroi, la viscosité turbulente se situe à l'intérieur de la plage des résultats d'Andren et al. (1994).

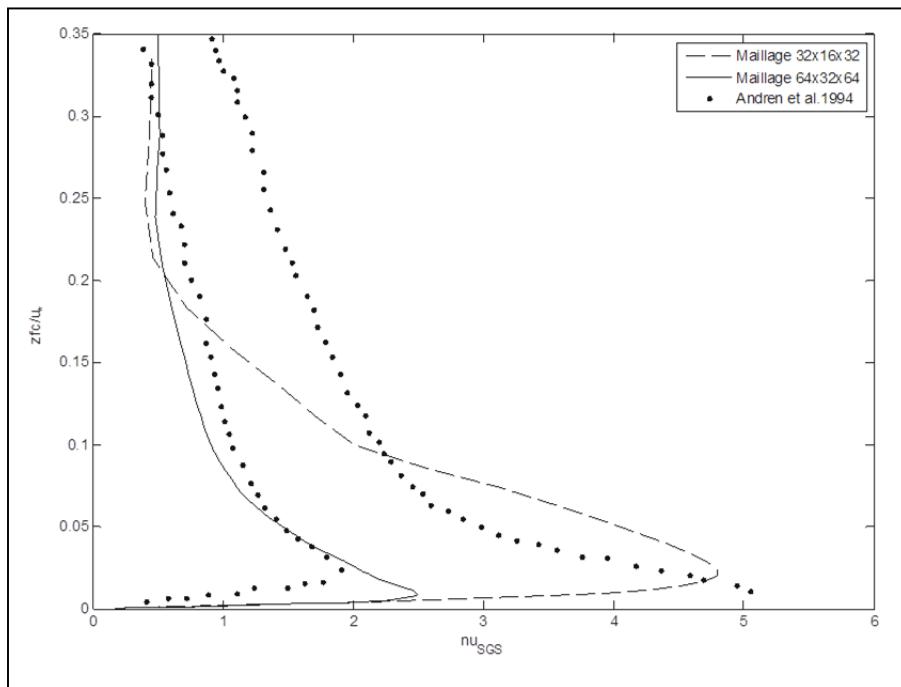


Figure 4.9: Profil de viscosité turbulente moyenne de sous maille

4.2.2.11 Spectre d'énergie

Les spectres normalisés d'énergie de la vitesse à une hauteur $z = 100$ m et $z = 1000$ m sont moyennés horizontalement.

Le spectre d'énergie donne la distribution d'énergie en fonction du nombre d'ondes. Le spectre d'énergie est comparé à celui de Kolmogorov; la ligne (-5/3) démarque la zone inertielle du spectre.

Le spectre d'énergie montre qu'avant le pic (du spectre à une altitude de 1000 m) la quantité d'énergie est plus élevée à une altitude de 100 m qu'à une hauteur de 1000 m. L'énergie est plus grande proche de la surface puisque la vitesse de friction et les fluctuations de la vitesse sont importantes.

La comparaison entre les spectres montre que le pic caractérisant la zone inertielle à une altitude de 100 m apparaît à un nombre d'ondes plus faible par rapport au spectre à une hauteur de 1000 m, ce qui signifie que le transfert et la dissipation d'énergie turbulente se produisent proche de la paroi.

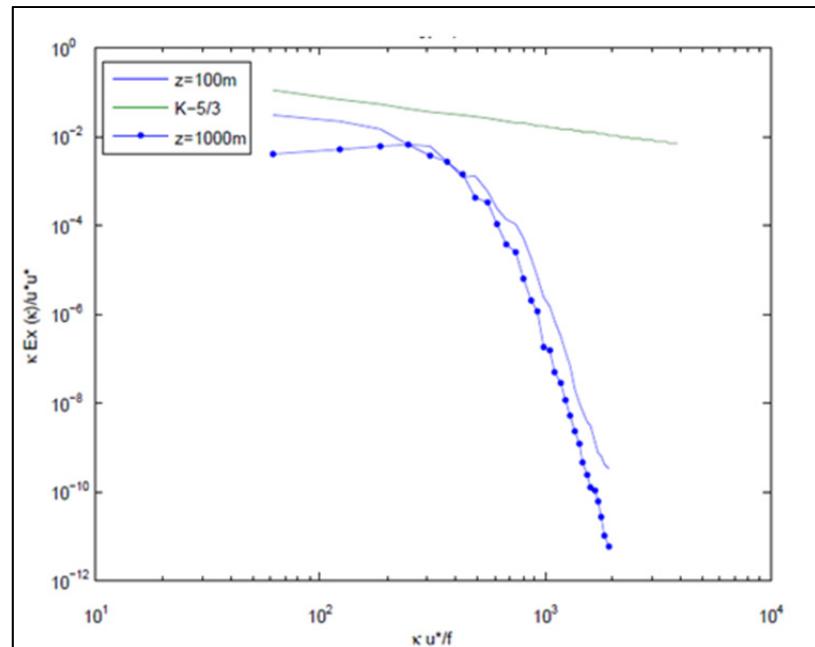


Figure 4.10: Spectre d'énergie

4.2.3 Conclusion sur les simulations du vent en terrain rugueux plat et homogène horizontalement

- Le modèle $k-\varepsilon$ de type RANS utilisé dans tout le domaine de calcul n'est valide que dans la CS.
- Le modèle $k-\varepsilon$ reproduit adéquatement la distribution logarithmique du vent dans la CS;
- Le modèle $k-\varepsilon$ surestime l'énergie cinétique turbulente et sous-estime son taux de dissipation proche de la paroi;
- Le modèle hybride implanté sous OpenFOAM dans cette étude est valide pour la CLA. Il prédit adéquatement les flux turbulent verticaux loin de paroi grâce à l'utilisation d'un modèle de type LES et conserve l'avantage de la rapidité du modèle RANS proche de la surface;
- Lorsque le maillage est raffiné, la vitesse de friction dans les cellules adjacentes à la paroi oscille autour de la valeur de la vitesse de friction analytique à cause des forces inertielles;
- Le modèle hybride ne suit pas la loi logarithmique partout dans la CS. On observe un déficit de vitesse dans la zone de transition RANS/LES qui pourrait être éliminé par l'utilisation d'un modèle de rétrodiffusion;
- Le modèle hybride estime adéquatement les variances dans la région éloignée du sol puisque la plupart des structures turbulentes sont résolues dans cette zone.

4.3 Simulation de la CLA neutre sur terrain plat couvert par une forêt homogène horizontalement

Afin de modéliser l'impact de la forêt sur l'écoulement de la CLA, une approche qui consiste à considérer une analogie entre la forêt et un milieu poreux est utilisée. Les codes intégrés sous OpenFOAM validés sur terrain rugueux, plat et homogène horizontalement à la section 4.2 ont été modifiés par l'ajout de termes sources dans les équations de quantité de mouvement et les équations de transport du modèle $k-\epsilon$. Pour vérifier les modifications apportées au modèle hybride proposé, on a effectué des simulations sur un terrain plat avec couvert forestier homogène horizontalement.

Les résultats numériques de l'écoulement de la CLA sur trois types de forêt homogènes horizontalement (forêt d'épinettes noires, de pins et de trembles) obtenus avec le modèle hybride proposé sont comparés avec les mesures expérimentales d'Amiro (1990). Les mesures d'Amiro (1990) ont été effectuées au sud du Manitoba au Canada durant la journée lorsque les conditions de stabilité sont neutres ou légèrement instables. Les caractéristiques des forêts présentées par Amiro (1990) sont utilisées pour définir la hauteur de la forêt, l'indice de surface foliaire (LAI), le coefficient de traînée et la rugosité. Elles sont résumées dans le tableau 4.3.

Tableau 4.3: Caractéristiques des forêts

Type de forêt	Épinettes noires	Pins	Trembles
$h(m)$ (mesuré)	10	15	10
LAI (mesuré)	9.19	2.22	3.57
C_d (assumé)	0.15	0.45	0.4
z_0 (assumé)	0.05	0.01	0.1

Pour chaque type de forêt, la distribution de la masse volumique de surface foliaire α est obtenue par une méthode directe et destructive. Les profils de la masse volumique de surface foliaire normalisés en fonction de la hauteur de forêt sont présentés dans la figure 4.11.

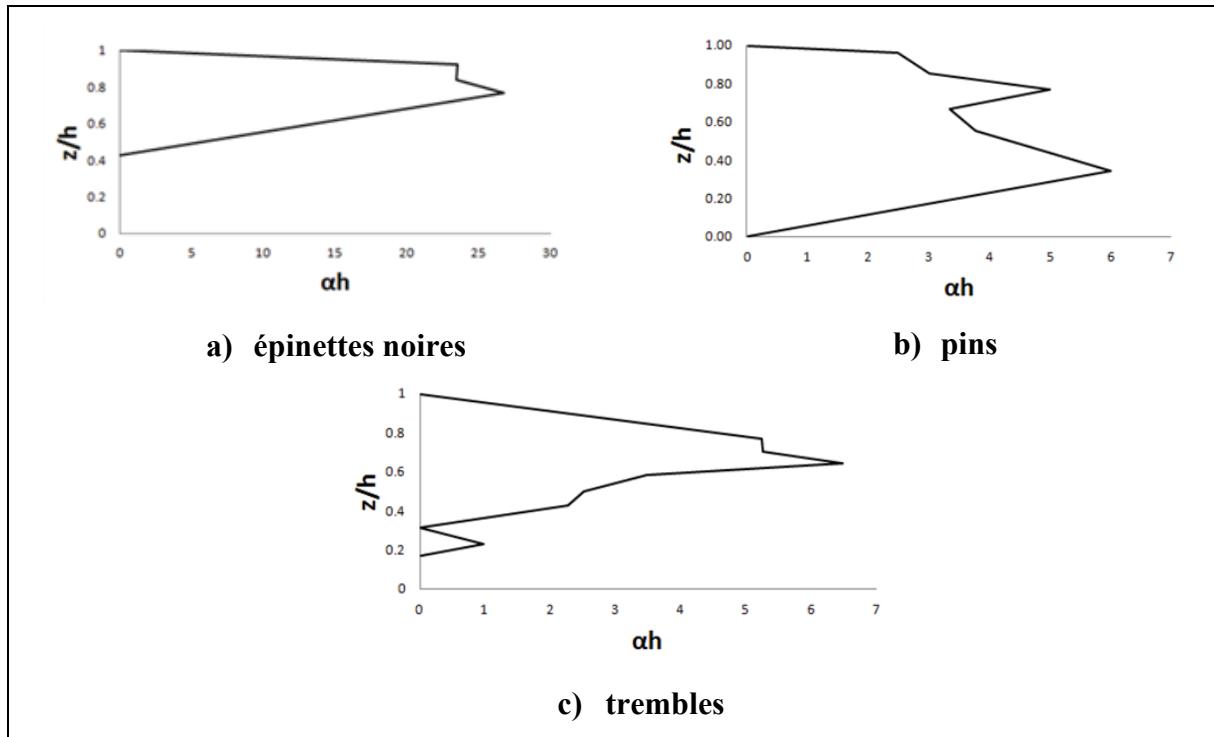


Figure 4.11 : Distribution de la masse volumique de surface foliaire

4.3.1 Simulation à l'aide du modèle RANS k- ε

Des simulations bidimensionnelles de l'écoulement atmosphérique sur les trois types de forêt sont réalisées en utilisant le modèle k- ε de type RANS dans tout le domaine de calcul. Dans la forêt, une condition de glissement est appliquée au sol en augmentant de façon significative la valeur de la rugosité. Une comparaison entre le modèle implanté sous OpenFOAM, les résultats de Dalpé et Masson (2008) et les mesures expérimentales d'Amiro (1990) est effectuée.

4.3.1.1 Dimensions du domaine et maillage

Puisque les trois types de forêt soient homogènes horizontalement, la simulation de l'écoulement de la CLA est effectuée dans un domaine bidimensionnel. Le domaine de simulation considéré pour cette validation est de 10 000 m de longueur et de 800 m de hauteur. Dans la direction de la longueur, le maillage est uniforme et la taille des mailles est

de 10 m. Dans la direction verticale, le maillage est non uniforme. Il est composé de 100 nœuds distribués à distances égales dans la forêt. Dans le reste du domaine, 300 nœuds sont placés verticalement en utilisant un facteur d'expansion de 1.03.

4.3.1.2 **Conditions aux limites**

Lorsque le sol est couvert par la forêt, le vent y a une vitesse non nulle. Toutefois, son module est faible, car la rugosité équivalente locale est élevée. Évidemment, la viscosité, l'énergie cinétique turbulente et son taux de dissipation dépendent de la rugosité du sol. Dalpé et Masson (2008) dans leur travail montrent que la valeur de la rugosité du sol n'a pas d'influence sur l'écoulement lorsque $C_d \text{ LAI} > 0.6$; une condition de cisaillement nul est alors suffisante pour représenter le sol rugueux dans la forêt.

À l'entrée, sur les côtés latéraux et à la sortie, une condition périodique est prescrite.

Au sommet, un cisaillement est imposé. Un gradient nul de l'énergie cinétique est fixé. Le taux de dissipation théorique est prescrit (calculé à l'aide de l'équation (1.5)).

Au sol, les conditions aux frontières décrites dans la section 4.2.1.2 sont appliquées. Pour tenir compte du glissement du vent au sol de la forêt, la rugosité est augmentée artificiellement au sol.

4.3.1.3 **Paramètres de simulation**

Au sommet du domaine de simulation, la vitesse imposée pour définir le cisaillement du vent de l'écoulement arrivant de l'est est de 10 m/s. Les constantes du modèle $k-\epsilon$ modifiées par Dalpé et Masson (2008) et récapitulées au tableau 2.3 sont utilisées.

4.3.1.4 Résultats et discussion

Pour les trois types de forêts, les résultats numériques de la vitesse, de la vitesse de friction et de l'énergie cinétique turbulente sont normalisés par rapport aux valeurs à une hauteur $z/h = 1.21, 1.13$ et 1.31 pour les trois types de forêts (épinettes noires, pins et trembles), respectivement.

La figure 4.12 présente une comparaison entre les résultats numériques de la simulation de l'écoulement de la CS obtenus à partir du modèle $k-\epsilon$ (ligne interrompue) implanté sous OpenFOAM, les résultats de Dalpé et Masson (2008) (points) et les mesures expérimentales (cercles) effectuées par Amiro (1990) pour la vitesse, la vitesse locale de friction et l'énergie cinétique. Lorsqu'on le compare aux résultats numériques de Dalpé et Masson (2008), le modèle $k-\epsilon$ implanté sous OpenFOAM donne des résultats similaires pour la vitesse et la vitesse locale de friction, mais donne une énergie cinétique turbulente plus faible au-dessus de la forêt en raison de l'utilisation des conditions aux limites différentes au sommet du domaine de calcul.

Le profil de vitesse du vent a la forme typique d'un écoulement sur un terrain plat avec un couvert forestier. À l'intérieur de la forêt, l'écoulement est en équilibre. Le vent diminue proche de la paroi et augmente au-dessus de la forêt. Un point d'inflexion caractéristique du profil de vitesse est observé. Une couche limite cisaillée est observée au-dessus de la forêt.

Près du sommet de la forêt, de forts flux turbulents sont responsables des échanges d'énergie, de masse et de chaleur entre la forêt et l'atmosphère. On remarque que le modèle de type RANS prévoit d'une façon précise la vitesse pour les trois forêts dans cette région. Les résultats toutefois sont plus précis au-dessus de la forêt, ce qui montre que, dans la région de la forêt, les résultats dépendent fortement de la condition aux frontières au sol, du coefficient de traînée et de la masse volumique de surface foliaire α . Les caractéristiques de la forêt sont une source d'erreur possible, et une estimation précise donnera une meilleure concordance avec les résultats expérimentaux.

En ce qui concerne la vitesse de friction, les résultats numériques sont en accord avec les mesures expérimentales pour les forêts de trembles et d'épinettes noires. Pour la forêt de pins, le modèle de type RANS donne un résultat numérique précis dans la partie supérieure de la forêt, mais notablement moins précis dans la partie inférieure. Dans la forêt, les résultats du modèle $k-\varepsilon$ implanté sous OpenFOAM sont comparables à ceux de Dalpé et Masson (2008). Ils montrent que dans cette région la rugosité et les conditions aux limites n'ont pas d'impact sur les résultats dans une forêt dense. La différence entre les mesures et les résultats numériques est due aux erreurs d'estimation de C_dLAI .

Dans la forêt, des petites structures turbulentes dissipatives contribuent à la diminution de l'énergie cinétique turbulente. L'énergie cinétique turbulente diminue au sommet du couvert forestier à cause de l'advection verticale provenant de l'intérieur de la forêt. Elle est surestimée dans la région supérieure de la forêt et elle est sous-estimée dans la région de la forêt; il s'agit d'une caractéristique du modèle de turbulence modifié $k-\varepsilon$ qui a également été observée par Katul et al. (2004) dans leurs travaux. Comparativement aux résultats numériques obtenus par Dalpé et Masson (2008), l'énergie cinétique turbulente calculée dans le cadre de cette étude est plus faible au-dessus de la forêt. Cela tient aux conditions aux limites au sommet du domaine qui ne sont pas les mêmes. Au sommet du domaine de calcul, Dalpé et Masson (2008) imposent la loi logarithmique (1.2) pour la vitesse et déterminent le taux de dissipation de la turbulence et l'énergie cinétique à l'aide des équations théoriques (1.4) et (1.5).

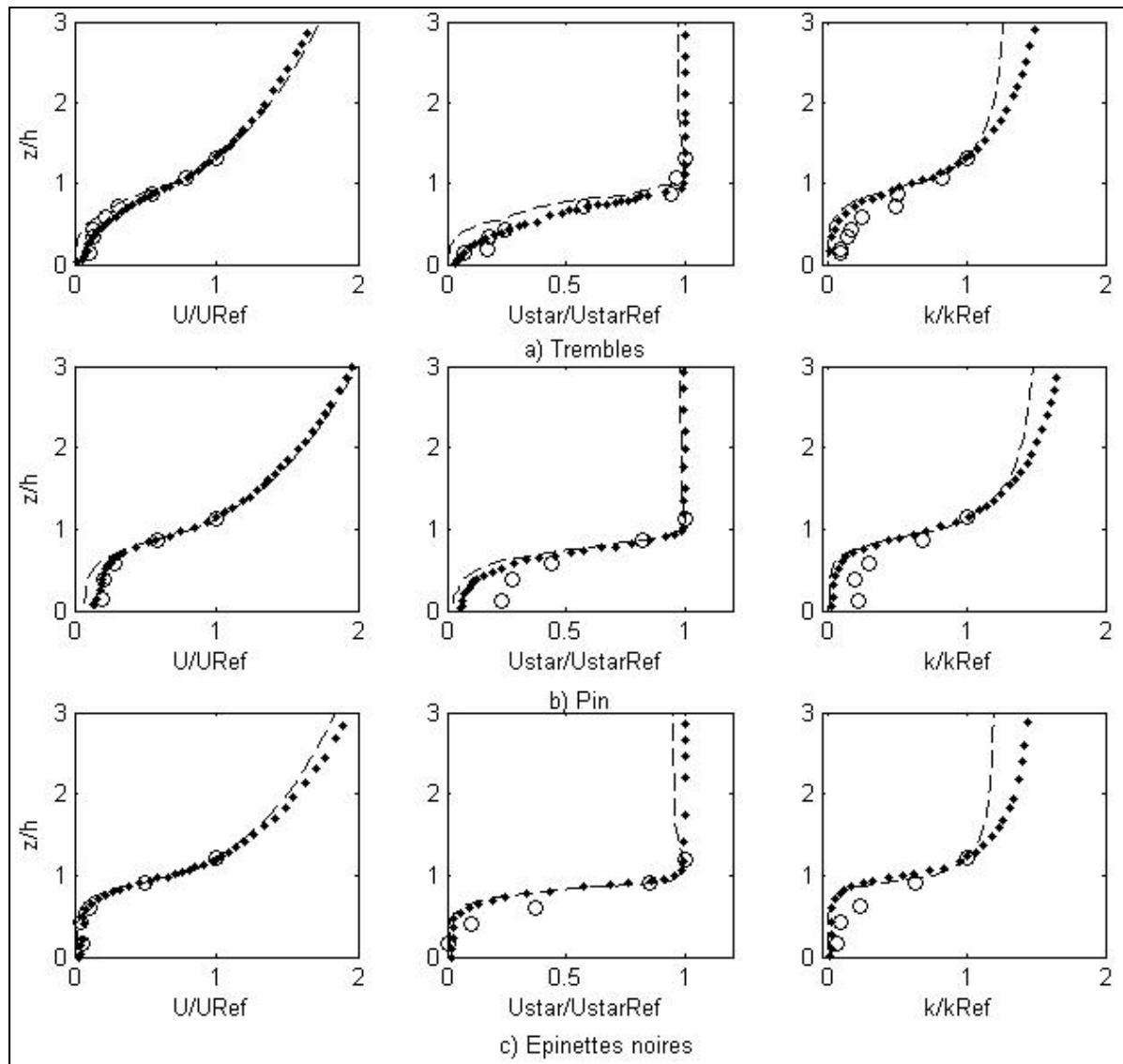


Figure 4.12: Comparaison entre les profils numériques calculés par le modèle $k-\varepsilon$ (trait interrompu), le modèle $k-\varepsilon$ de Dalpé et Masson (2008) (points) et les mesures expérimentales (cercles) pour la vitesse, la vitesse locale de friction et l'énergie cinétique turbulente pour les trois types de forêts proche de la surface

4.3.2 Simulation à l'aide du modèle hybride proposé

Des simulations de l'écoulement tridimensionnel de la CLA sur terrain plat avec les couvertures forestières homogènes horizontalement d'Amiro (1994) sont effectuées, en utilisant le modèle hybride proposé.

4.3.2.1 Dimensions du domaine et maillage

Le domaine de calcul de 3000 m de longueur et largeur et de 1000 m de hauteur est utilisé pour la validation du modèle hybride sur couvert forestier homogène horizontalement sur terrain plat. Le domaine de calcul est divisé en 128 cellules dans les différentes directions. Le maillage est uniforme; il mesure 23,4 m dans les directions horizontales et il est raffiné dans la direction verticale en utilisant un facteur d'expansion de 1.037. La hauteur des cellules adjacentes à la paroi est de 0.9 m.

4.3.2.2 Conditions aux limites

À l'entrée, à la sortie et sur les côtés latéraux, une condition périodique est prescrite.

Au sommet, un gradient de pression est imposé.

Au sol, les conditions aux frontières décrites dans la section 4.3.1.2 sont appliquées.

4.3.2.3 Paramètres de la simulation

Au sommet du domaine de la simulation, un vent arrivant de l'est à une vitesse de 10 m/s est imposé à une altitude de 1000 m. En adaptant le modèle hybride à des simulations sur couverture forestière, on utilise les constantes du modèle hybride modifiées présentées au tableau 2.6.

4.3.2.4 Résultats et discussion

Les résultats numériques normalisés de la vitesse, de la vitesse de friction et de l'énergie cinétique turbulente, obtenus en utilisant le modèle hybride (ligne continue) pour les trois types de forêts, sont présentés à la figure 4.13. La transition entre le modèle $k-\epsilon$ et LES pour les forêts de trembles, de pins et d'épinettes noires se fait à des hauteurs de 23.8755 m, 23.7877 m et 7.86 m, respectivement. La transition entre les modèles RANS et LES se fait

donc à l'intérieur de la couverture forestière pour la forêt d'épinettes noires et au-dessus pour les autres types de forêts. Les résultats sont comparés aux mesures expérimentales (cercles), aux résultats du modèle $k-\varepsilon$ de type RANS utilisé dans tout le domaine de calcul (ligne interrompue) et aux résultats numériques de Dalpé et Masson (2008) (points).

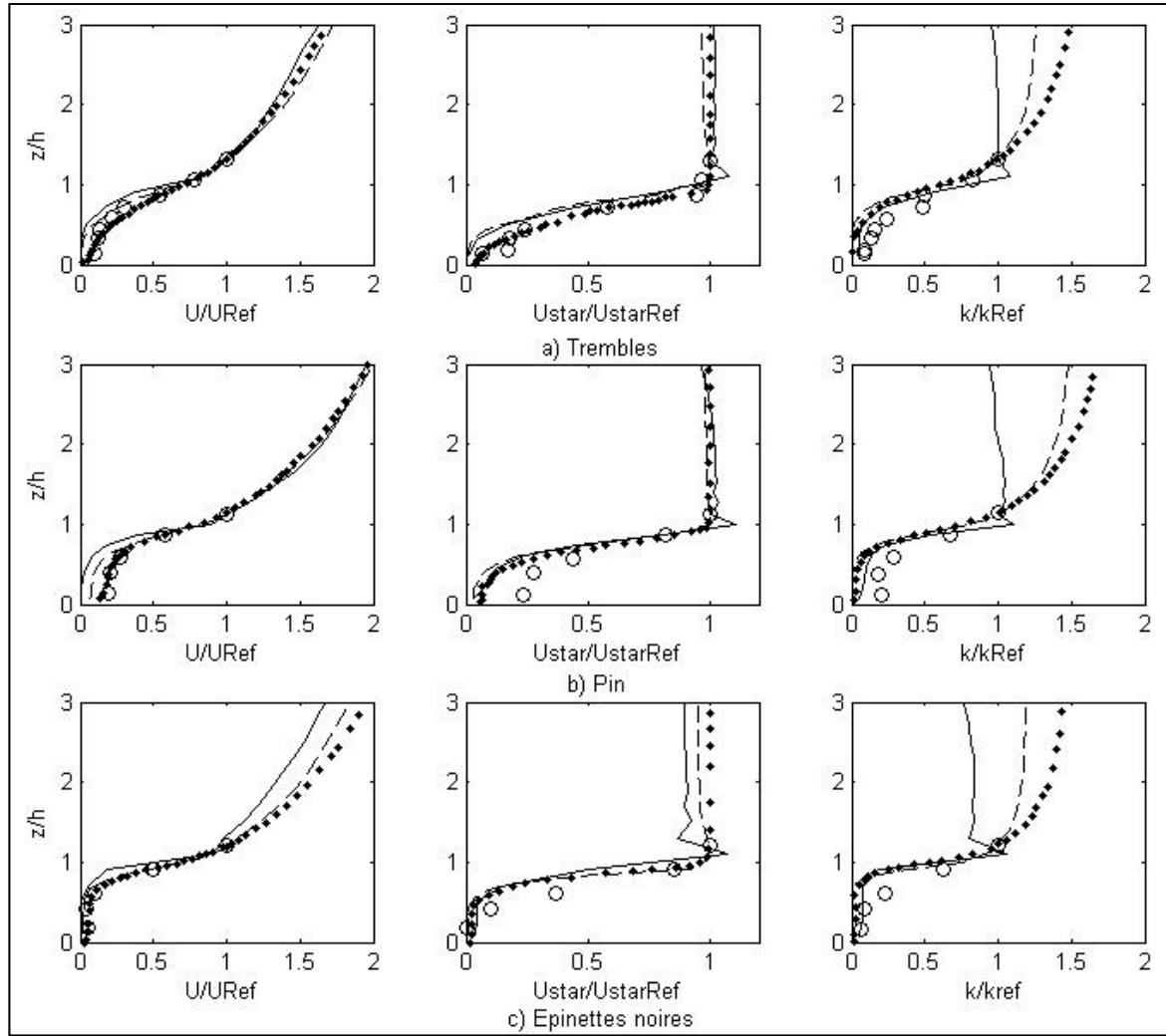


Figure 4.13: Comparaison entre les profils numériques calculés à l'aide du modèle $k-\varepsilon$ (trait interrompu), du modèle hybride (trait continu), du modèle $k-\varepsilon$ de Dalpé et Masson (2008) (points) et des mesures expérimentales (cercles) pour la vitesse, la vitesse locale de friction et l'énergie cinétique turbulente pour les trois types de forêts proche de la surface

Les résultats de la simulation hybride montrent que le modèle hybride prévoit d'une façon acceptable les caractéristiques du vent. Il est clair que le modèle hybride reproduit adéquatement les mesures de vitesse, de vitesse locale de friction et d'énergie cinétique turbulente.

La vitesse du vent a la forme typique d'un écoulement à l'intérieur d'une forêt. Le profil de vitesse est caractérisé par une faible vitesse à l'intérieur du couvert forestier et un point d'infexion à son sommet suivi par une distribution logarithmique de la vitesse au-dessus de la forêt. Les profils de vitesse correspondent aux mesures et aux autres modèles à l'exception de la forêt d'épinettes noires. Dans ce cas, la transition entre les modèles $k-\varepsilon$ et LES se fait à l'intérieur de la forêt. Des erreurs numériques dans la zone de transition observées également pour l'écoulement sur terrain rugueux, plat et homogène horizontalement peuvent expliquer la différence entre les profils prédits de vitesse. Il est clair que le modèle prévoit adéquatement la vitesse du vent.

Le cisaillement est en accord avec les mesures; on remarque que la vitesse locale de friction est plus faible à l'intérieur du couvert forestier que celle observée. Le cisaillement maximal apparaît près du sommet de la forêt.

Le modèle hybride donne une intensité d'énergie cinétique turbulente plus faible au-dessus de la forêt comparativement aux résultats du modèle $k-\varepsilon$ de type RANS utilisé dans tout le domaine de calcul. À l'intérieur de la couverture forestière, les résultats numériques des deux modèles sont similaires. Il est clair que le modèle $k-\varepsilon$ surestime l'énergie cinétique proche de la surface; il s'agit d'un comportement de ce modèle qui a été identifié en terrain rugueux, plat et homogène horizontalement. Le modèle hybride donne une meilleure estimation de l'énergie cinétique turbulente puisqu'il résout les fluctuations à l'aide d'un modèle de type LES dans la zone au-dessus de la forêt. Ce comportement est confirmé par les résultats présentés à la section 4.4.

4.3.3 Conclusions sur les simulations du vent en terrain plat forestier

- Les modèles $k-\varepsilon$ et hybride prédisent la forme typique d'un écoulement du vent sur couverture forestière homogène horizontalement en terrain plat;
- Le modèle $k-\varepsilon$ donne des résultats différents du modèle de Dalpé et Masson (2008); ce ne sont pas les mêmes conditions aux frontières qui sont utilisées au sommet du domaine;
- Le modèle $k-\varepsilon$ sous-estime l'énergie cinétique turbulente à l'intérieur de la forêt et la surestime au-dessus. Cela est une caractéristique de ce modèle qui a été observée par Katul et al. (2004);
- Le modèle hybride prédit une énergie cinétique turbulente plus faible que le modèle $k-\varepsilon$ au-dessus de la forêt;
- À l'intérieur de la forêt, les caractéristiques de l'écoulement turbulent sont grandement atténuées.

4.4 Simulation de la CLA neutre sur couvert forestier artificiel en soufflerie

Les modèles développés dans ce travail ont été utilisés pour fins de comparaison avec des mesures expérimentales récentes réalisées en soufflerie par Conan et al. (2015) pour un écoulement de la CLA sur couvert forestier artificiel formé d'anneaux en treillis métalliques. La distribution de la masse volumique de surface foliaire α est montrée à la figure 4.14 :

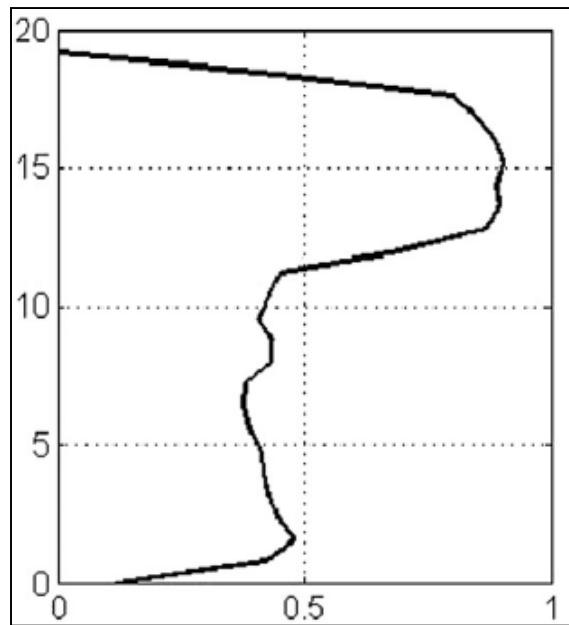


Figure 4.14 : Distribution de la masse volumique de surface foliaire α (m^{-1}) en fonction de la hauteur z (m)

L'indice de surface foliaire de la couverture forestière artificielle (LAI) est de 0.33. Le coefficient de traînée et la hauteur de rugosité utilisés pour la simulation sont respectivement de 0.58 et de 0.05 m.

4.4.1.1 Dimensions du domaine et maillage

Le domaine de calcul, utilisé pour établir des comparaisons avec les mesures expérimentales de Conan et al. (2015) et les résultats numériques de Finnigan et al. (2009), a des dimensions horizontales de 768 m et mesure 240 m de hauteur. Le maillage est uniforme et il fait 4 m dans toutes les directions. Avec ce maillage, la transition entre les deux modèles de la méthode hybride se fait à une hauteur de 6 m.

4.4.1.2 Conditions aux limites

Les conditions aux frontières décrites à la section 4.3.2.2 sont appliquées.

4.4.1.3 Paramètres de la simulation

Au sommet du domaine de la simulation, un vent arrivant à une vitesse de 4 m/s est imposé. Les constantes du modèle hybride en milieu forestier présentées au tableau 2.6 sont utilisées.

4.4.1.4 Résultats et discussion

La figure 4.14 présente une comparaison entre les résultats de la simulation hybride (lignes continues) et les résultats numériques de Finnigan et al. (2009) (points), les résultats du modèle $k-\epsilon$ de type RANS utilisé dans tout le domaine de calcul (ligne interrompue) et les observations de Conan et al. (2015) (cercles). Cette figure présente les résultats normalisés par la vitesse de friction au sommet de la forêt pour la vitesse, les variances, l'énergie cinétique turbulente et la contrainte de cisaillement.

Les résultats des simulations hybride et RANS montrent que le modèle hybride donne une meilleure prévision de la vitesse, du flux turbulent vertical et des variances par rapport aux mesures et, comparativement au modèle LES de Finnigan et al. (2009), les résultats du modèle hybride correspondent mieux aux mesures expérimentales.

Une couche cisaillée caractérisée par de grandes structures turbulentes responsables de l'échange de quantité de mouvement, de masse et de chaleur se forme au-dessus de la forêt (Finnigan et al., 2009). Le sommet de la forêt agit comme une surface rugueuse au-dessus de laquelle se forme une CLA.

Le comportement de l'écoulement à l'intérieur et au-dessus de la forêt dépend de la structure de la forêt et de sa masse volumique de surface foliaire α . Comme le montre la figure 4.16, la vitesse du vent est faible dans le couvert forestier et plus forte au-dessus.

À l'intérieur de la forêt, le vent est très faible près de la surface, la turbulence diminue à cause de la présence de petites structures turbulentes générées par la forêt; ces échelles de la turbulence augmentent le taux de dissipation. La vitesse, les variances et la contrainte de

cisaillement obtenues par le modèle LES sont inférieures à celles obtenues par le modèle hybride, ce qui s'explique par l'utilisation de différentes valeurs de Cd et LAI.

Au sommet de la forêt, la turbulence est caractérisée par de fortes forces de cisaillement dues à l'advection verticale provenant de l'intérieur de la forêt. Au-dessus de la forêt, une région rugueuse d'échange entre la forêt et l'atmosphère se développe. Le vent augmente en s'éloignant vers le haut du sommet de la forêt, un point d'inflexion caractéristique se crée dans le profil de vitesse.

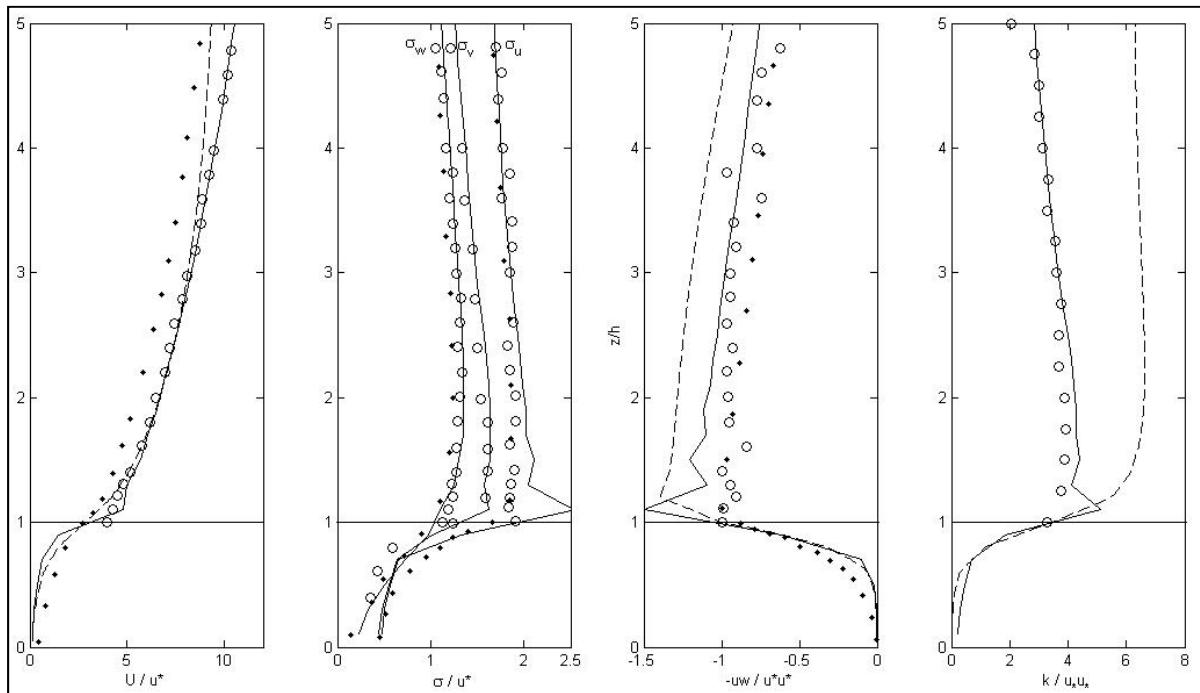


Figure 4.15: Comparaison entre les mesures expérimentales (cercles) et les résultats numériques obtenus par les modèles hybride (trait continu), k - ϵ (trait interrompu) et LES (points) pour la vitesse, les variances, le flux turbulent vertical de la vitesse et l'énergie cinétique turbulente

Au-dessus de la forêt, les résultats numériques de la vitesse, du flux turbulent vertical et de la variance calculés à l'aide du modèle hybride correspondent très bien aux observations. La transition entre les deux modèles se fait à l'intérieur de la forêt. Le modèle RANS (ou plutôt URANS) utilisé par le modèle hybride diminue le temps de calcul, ce qui nous permet de

raffiner la taille des mailles dans la zone LES sans augmenter d'une façon excessive le coût numérique. La taille des mailles utilisées par Finnigan et al. (2009) est de 2 m dans toutes les directions. On remarque que, bien que le maillage soit plus fin pour les LES de Finnigan et al. (2009), on obtient de meilleurs résultats avec le modèle hybride. Ce comportement s'explique par l'utilisation du modèle de sous maille $k-\epsilon$ au lieu du modèle de Smagorinsky qui est reconnu pour être très dissipatif.

On remarque que, pour cette simulation, le modèle de type RANS $k-\epsilon$ donne des résultats comparables à ceux obtenus pour les forêts d'Amiro et discutés dans la section précédente. Le profil de vitesse calculé par le modèle de type RANS $k-\epsilon$ est comparable aux mesures et profils obtenus par le modèle hybride à l'exception de la région du sommet de la forêt où une légère différence apparaît. Le flux vertical de la vitesse et l'énergie cinétique sont aussi surestimés au-dessus de la forêt lorsque le modèle de type RANS $k-\epsilon$ est utilisé.

4.5 Conclusion

Les modèles de simulation de type RANS $k-\epsilon$ et hybride ont été testés et validés sur terrain plat rugueux, en terrain forestier et en soufflerie sur une couverture forestière artificielle.

Le modèle de type RANS $k-\epsilon$ prévoit adéquatement le profil de la vitesse dans la couche de surface sur terrain plat rugueux et en présence de forêt homogène, mais surestime l'énergie cinétique turbulente proche de la surface et au-dessus de la forêt. À l'intérieur de la forêt, la vitesse du vent et l'énergie cinétique turbulente sont atténuées; une bonne estimation du coefficient de traînée permet une meilleure prévision de ces quantités.

L'écoulement de la CLA sur terrain plat rugueux est estimé à l'aide du modèle hybride, qui donne des résultats acceptables pour la vitesse du vent, le gradient de vitesse, les variances et les flux turbulent vitaux. Lorsque le maillage est raffiné, la région RANS diminue et s'approche de la paroi et la prévision de l'écoulement correspond mieux aux mesures. C'est là un avantage du modèle hybride parce que le modèle LES résout la plupart de la CLA et

qu'on évite également d'appliquer ce modèle proche de la paroi, une tâche qui nécessite un grand nombre de cellules afin de pouvoir représenter la surface.

Dans la zone de transition entre les deux modèles RANS et LES, la vitesse est surestimée dans la CS. Cela est souvent observé et est associé au fait que le transfert d'énergie à partir des petites structures turbulentes vers les plus grandes est négligé. Une méthode permettant de corriger ce déficit en vitesse proposée par Bechmann et al. (2007) consiste à ajouter une force de correction (modèle de rétrodiffusion) dans l'équation de quantité de mouvement, ce qui n'a pas été fait dans cette étude.

Comparativement aux mesures expérimentales et aux autres résultats numériques, le modèle hybride reproduit plus fidèlement l'écoulement de la CLA sur terrain plat forestier que le modèle $k-\epsilon$ de type RANS utilisé dans tout le domaine. En soufflerie au-dessus de la forêt, le modèle hybride donne une meilleure estimation de la vitesse et de l'énergie cinétique turbulente par rapport au modèle de type RANS $k-\epsilon$.

Le modèle hybride proposé présente plusieurs avantages :

-Une description très détaillée du comportement du vent, meilleure qu'avec le modèle $k-\epsilon$ de type RANS utilisé dans tout le domaine, en raison de l'utilisation du modèle de type LES dans la plus grande partie du domaine;

-Le modèle hybride a un temps de calcul plus faible comparativement au modèle de type LES utilisé dans tout le domaine de calcul, tout en offrant une meilleure précision que le modèle de type RANS utilisé dans tout le domaine de calcul;

-Le modèle de sous maille $k-\epsilon$ utilisé dans le modèle hybride proposé donne de meilleurs résultats que le modèle de sous maille Smagorinsky souvent adopté dans les modèles LES utilisé dans tout le domaine de calcul.

Le chapitre 5 est consacré à l'utilisation des modèles de type RANS et hybride pour la simulation de la CLA en terrain avec orographie sans et avec forêt.

CHAPITRE 5

SIMULATION DE LA CLA NEUTRE EN TERRAIN AVEC COLLINE SANS ET AVEC FORÊT

5.1 Introduction

L'objectif principal de cette étude est de simuler l'écoulement de la CLA en terrain avec orographie et couvert forestier. Pour analyser la capacité des modèles de type RANS $k-\epsilon$ et hybride à reproduire la zone de recirculation et de séparation dans l'écoulement, le comportement de l'écoulement du vent sur colline rugueuse et sur colline forestière est étudié dans ce chapitre.

En effet, un cas "simple" permettant de visualiser l'impact de l'orographie sur l'écoulement atmosphérique est celui de la colline. L'écoulement de la CLA sur une colline rugueuse (Ishihara et al., 1999) et une colline forestière (Finnigan et Brunet, 1995) a été étudié en soufflerie en ignorant la force de Coriolis. La comparaison entre les mesures expérimentales et les résultats de simulation nous a permis de quantifier les incertitudes et d'évaluer la capacité des modèles à simuler l'écoulement atmosphérique en terrain relativement complexe.

L'écoulement de la CLA sur une colline rugueuse gaussienne est examiné en détail et présenté dans ce chapitre. Les mesures expérimentales en soufflerie obtenues par Ishihara et al. (1999) sur une colline gaussienne tridimensionnelle ont été utilisées pour vérifier la capacité des deux modèles à reproduire la zone de recirculation en aval de la colline. Les résultats numériques des modèles de type RANS $k-\epsilon$ utilisé dans tout le domaine de calcul, hybride RANS/LES et LES de Diebold et al. (2013) sont comparés aux observations.

Ensuite, on a utilisé deux méthodes numériques pour simuler l'écoulement sur une colline couverte par une forêt homogène horizontalement. Dans la littérature, il y a une description détaillée sur les caractéristiques de l'écoulement obtenu expérimentalement en soufflerie sur

la colline bidimensionnelle « Furry Hill » couverte par une forêt homogène. Les mesures ont été réalisées par Finnigan et Brunet en 1995. Les observations ont été validées numériquement en utilisant le modèle de type LES dans tout le domaine de calcul par Dupont et al. (2008).

5.2 Simulation de la CLA neutre sur une colline

Afin d'évaluer les performances des modèles de type RANS k- ε et hybride et leur capacité à reproduire l'écoulement de l'air sur un terrain avec orographie, une simulation de l'écoulement de l'air sur une colline idéale tridimensionnelle a été effectuée. La colline a une pente maximale de 32°. Une zone de recirculation a été identifiée expérimentalement en aval de la colline.

La vitesse du vent et la variance ont été mesurées expérimentalement en sept positions autour de l'axe central de la colline. Les profils de vitesse dans la zone de recirculation en aval de la colline proche de la paroi (distance $x = 3.75 H$) et au niveau de la hauteur H de la colline et au niveau $H/8$ ont été observés par Ishihara et al. (1999).

Pour faire une comparaison entre les résultats numériques et les mesures expérimentales en soufflerie effectuées par Ishihara et al. (1999), les valeurs choisies pour les paramètres de simulation et la géométrie de la colline sont les mêmes que les valeurs expérimentales. La géométrie tridimensionnelle de la colline est décrite par l'équation suivante :

$$z(x, y) = H \cos^2 \left(\frac{\pi \sqrt{x^2 + y^2}}{2l} \right) \quad (5.1)$$

où la hauteur H de la colline est de 0.04 m, le rayon de la base de la colline est $l = 0.1$ m. La simulation est accomplie dans un domaine de dimensions horizontales de 0.642 m^2 et d'une hauteur de 0.32 m.

5.2.1 Simulation à l'aide du modèle k- ε de type RANS dans tout le domaine de calcul

5.2.1.1 Dimensions du domaine et maillage

Afin de minimiser l'erreur numérique dans les résultats, il est important d'assurer une qualité de maillage suffisante pour reproduire adéquatement l'écoulement de la CLA. La non-orthogonalité et l'allongement des mailles (ou cellules) sont des critères d'évaluation de la qualité de maillage.

Un maillage non orthogonal cause des erreurs numériques sur l'évaluation du gradient. Une mauvaise interpolation des variables aux centres des faces des cellules, à partir des valeurs du centre de cellule, est une source d'erreur numérique lorsque les cellules sont très allongées.

Le domaine de calcul et le maillage sont générés en utilisant les utilitaires blockMesh et SnappyHexMesh. Le maillage est créé d'une façon itérative; il est formé de cellules de forme hexaédrique et semi-hexaédrique. Onze couches de cellules de raffinement sont placées autour de la surface avec un facteur d'expansion de 1.2. L'utilitaire SnappyHexMesh nous a permis de créer deux boîtes de raffinement de maillage autour de la colline de dimensions 0.4 m x 0.4 m x 0.17 m et 0.26 m x 0.26 m x 0.07 m. Les figures 5.1 et 5.2 illustrent le maillage 3 dont les caractéristiques autour de la colline et près du sol sont présentées au tableau 5.1.

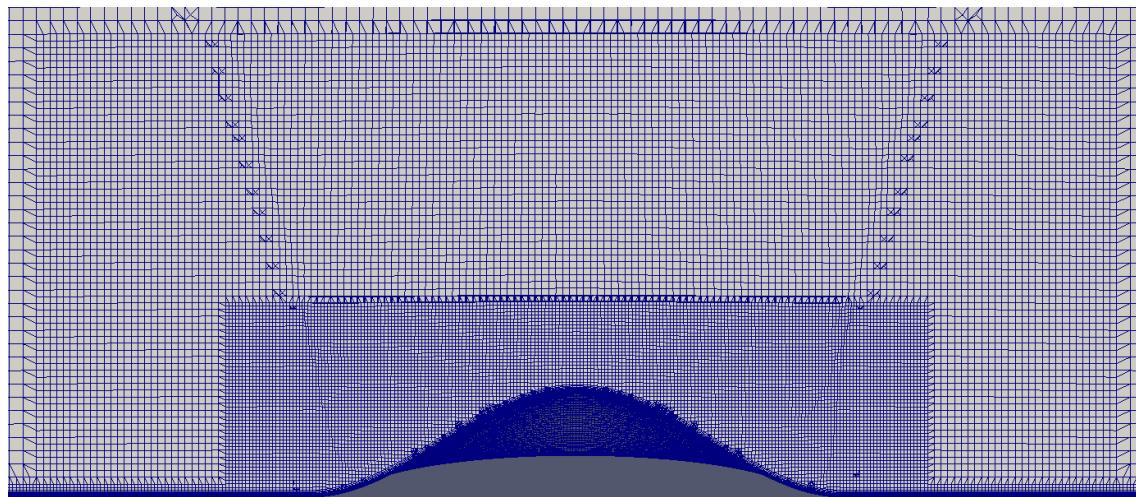


Figure 5.1 : Maillage autour de la colline

Le maillage proche de la surface de la colline est montré à la figure 5.2.

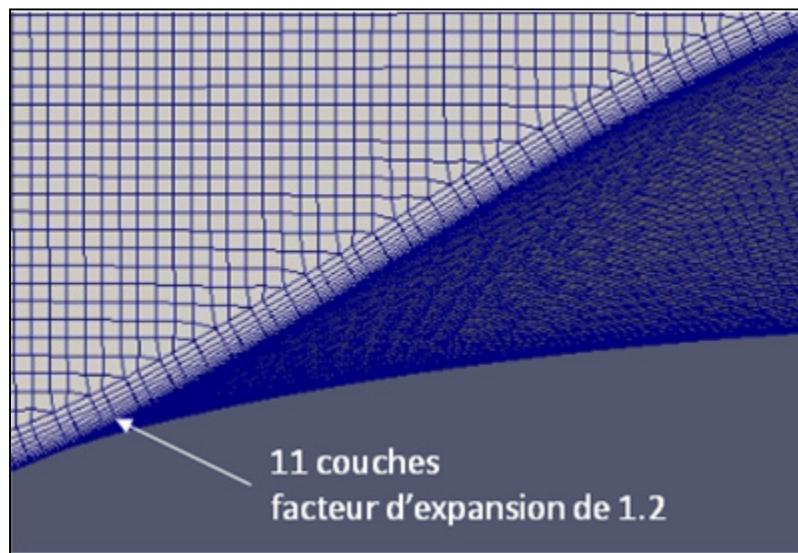


Figure 5.2 : Maillage proche de la surface de la colline

5.2.1.2 **Conditions aux limites**

Les conditions aux limites décrites dans la section 4.2.1.2 sont appliquées pour valider le modèle RANS en terrain rugueux avec colline tridimensionnelle.

5.2.1.3 Paramètres de la simulation

La vitesse du vent qui caractérise l'écoulement à l'entrée du domaine de calcul est de 5.8 m/s au sommet du domaine à une hauteur de 0.32 m. La rugosité au sol est de 0.025 mm. Les constantes de modèle utilisées pour cette simulation sont présentées au tableau 2.2.

5.2.1.4 Résultats et discussion

Une comparaison entre les mesures de vitesse normalisée par la vitesse ($U_H = 4.52$ m/s) (cercles « o ») mesurées en soufflerie et celles calculées numériquement (ligne interrompue) à l'aide du modèle $k-\varepsilon$ de type RANS utilisé dans tout le domaine de calcul et en utilisant le maillage (3) est présentée à la figure 5.3. La vitesse U_H est obtenue à la position du sommet de la colline, à partir d'une simulation de l'écoulement dans le même domaine de calcul que cette simulation et avec le même maillage mais sans colline.

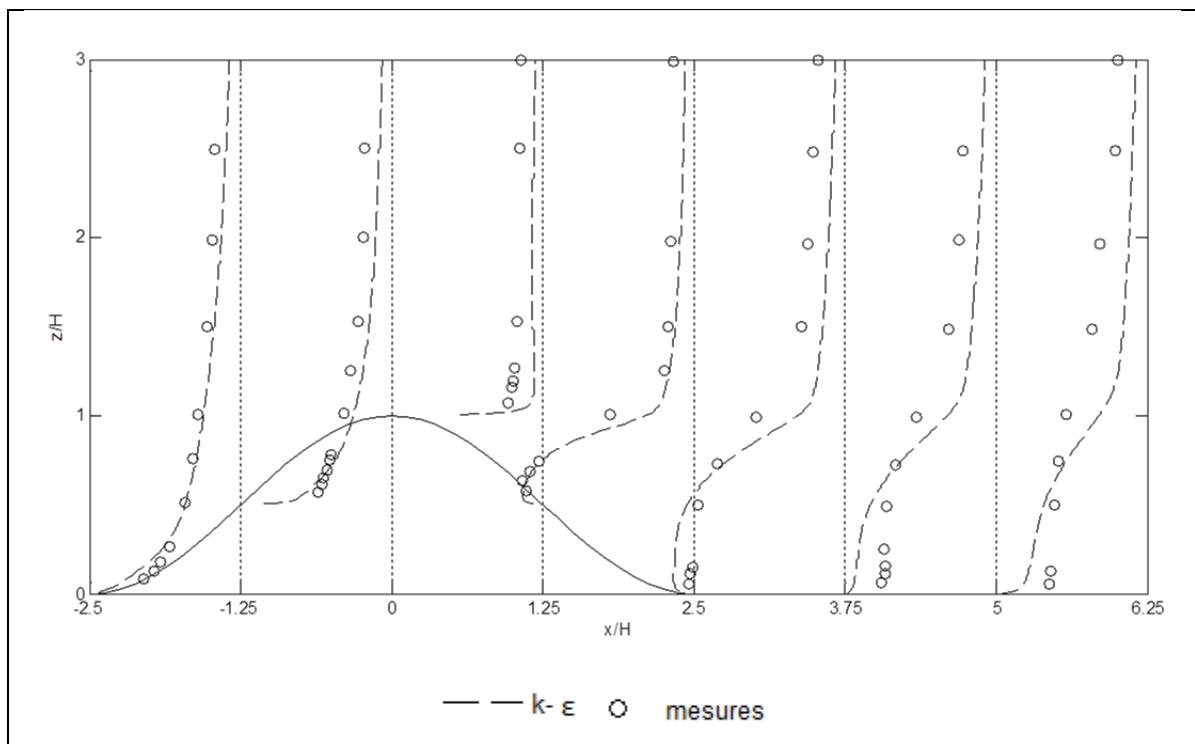


Figure 5.3 : Comparaison entre les profils numériques et les mesures expérimentales de la vitesse normalisée

Les profils de vitesse du vent présentés à la figure 5.3 correspondent aux profils situés dans le plan vertical et central de la colline.

On remarque, à partir des résultats en amont de la colline, que la vitesse diminue en s'approchant de la colline et à une hauteur correspondant à une région assez éloignée de la paroi et qu'elle augmente lorsque les particules d'air s'approchent du sommet de la colline. À une élévation correspondant à la hauteur de la colline, la vitesse atteint son maximum dans le voisinage du sommet. On trouve un bon accord entre les profils de vitesse simulés et les mesures. La vitesse du vent suit une loi logarithmique sur un terrain plat rugueux pour la première position, alors que, proche de la paroi, il y a une légère sous-estimation de la vitesse par rapport aux mesures.

À cause du gradient de pression produit par la présence de la colline, la vitesse du vent à une élévation assez éloignée du sol et au sommet de la colline est maximale. Le modèle $k-\epsilon$ de type RANS utilisé dans tout le domaine de calcul surestime la vitesse dans cette région.

Immédiatement en aval de la colline, la vitesse du vent augmente. La distribution de la vitesse indique l'apparition d'une zone de recirculation, là où la direction de la vitesse est inversée. La différence entre les profils de vitesse expérimentale et numérique est plus importante dans cette région de séparation qu'en amont de la colline. L'écoulement turbulent se sépare en aval de la colline et se rattache à une distance de $x = 0.134$ m. Le modèle $k-\epsilon$ prédit la zone de recirculation, mais sous-estime la vitesse dans cette région. Cela est confirmé par des comparaisons avec les mesures de vitesse à une distance de $x/H = 3.75$ aux hauteurs de $H/8$ et H en aval de la colline (voir les figures 5.4.a et 5.4.b). Il est clair à partir de ces résultats que ce modèle surestime les gradients de pression causés par la colline. Le modèle $k-\epsilon$ de type RANS utilisé dans tout le domaine de calcul reproduit difficilement l'écoulement autour et dans la zone de recirculation.

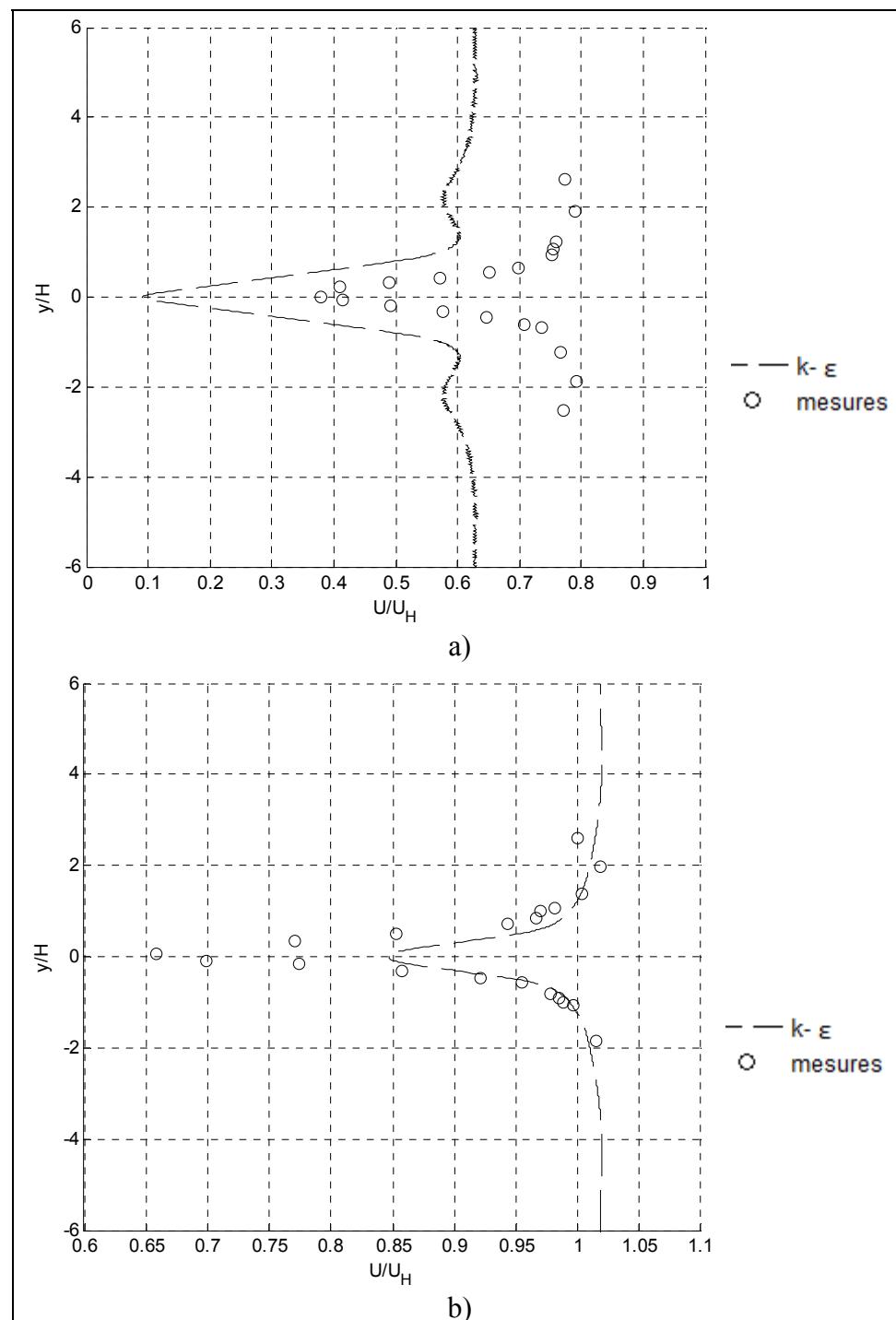


Figure 5.4 : Comparaison entre les profils numériques et les mesures expérimentales des vitesses normalisées en aval ($x/H = 3.75$) de la colline à des hauteurs de a) $H/8$ et b) H

Tel qu'il a été discuté précédemment, les figures 5.4.a et 5.4.b présentent les profils de vitesse normalisée par la vitesse U_H en aval de la colline à une distance de $x/H = 3.75$ et à des hauteurs de $H/8$ et H , respectivement. Les mesures ont été réalisées seulement sur la moitié du domaine, car l'écoulement est considéré symétrique autour du plan central de la colline.

On remarque une différence importante entre les mesures expérimentales et les prévisions numériques à ces élévations. À une hauteur de $H/8$, la vitesse est sous-estimée et elle est surestimée à la hauteur de H . Il est clair que le modèle $k-\epsilon$ de type RANS utilisé dans tout le domaine de calcul ne prévoit pas avec beaucoup de précision la zone de recirculation, tant dans la zone proche de la surface qu'au niveau de la hauteur de la colline.

La figure 5.5 présente la distribution de la vitesse dans le plan vertical et central de la colline obtenue à l'aide du modèle $k-\epsilon$ de type RANS utilisé dans tout le domaine de calcul. Comme le montre clairement cette figure, une zone de recirculation est observable en aval de la colline. Dans cette zone de recirculation, l'écoulement turbulent de la CLA est hautement anisotrope et instationnaire. La présence de la colline intensifie cette anisotropie de l'écoulement.

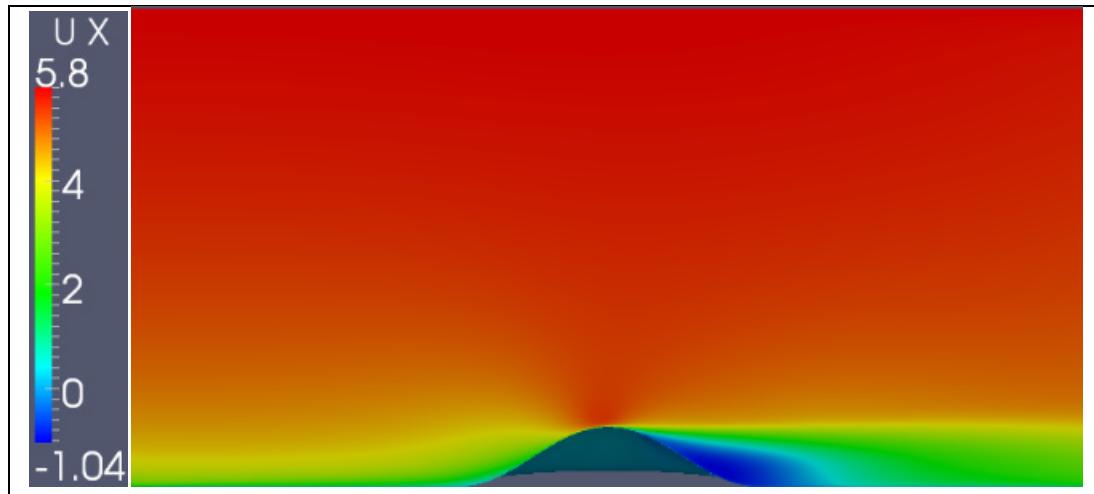


Figure 5.5 : Distribution de la vitesse dans le plan vertical et central de la colline

La figure 5.6 présente une comparaison entre les mesures (cercles « o ») et les calculs numériques (ligne interrompue) de la variance normalisée (σ_u/u_H) dans le plan vertical et

central de la colline. Pour bien comprendre le comportement de l'écoulement atmosphérique sur la colline, il est important d'examiner la structure de la turbulence.

En amont de la colline et proche de la paroi, la variance augmente en s'approchant du sommet dans la zone de diminution de la vitesse du vent. Les différences entre les résultats numériques du modèle $k-\varepsilon$ de type RANS utilisé dans tout le domaine de calcul et les observations sont faibles.

En aval de la colline et en s'éloignant de la colline, l'intensité de la variance augmente. Elle présente de forts pics à des hauteurs où le cisaillement est maximal. La zone de recirculation est marquée par l'augmentation de la variance. Il est clair que l'énergie cinétique turbulente dans la couche limite est intensifiée par la séparation de l'écoulement en aval de la colline.

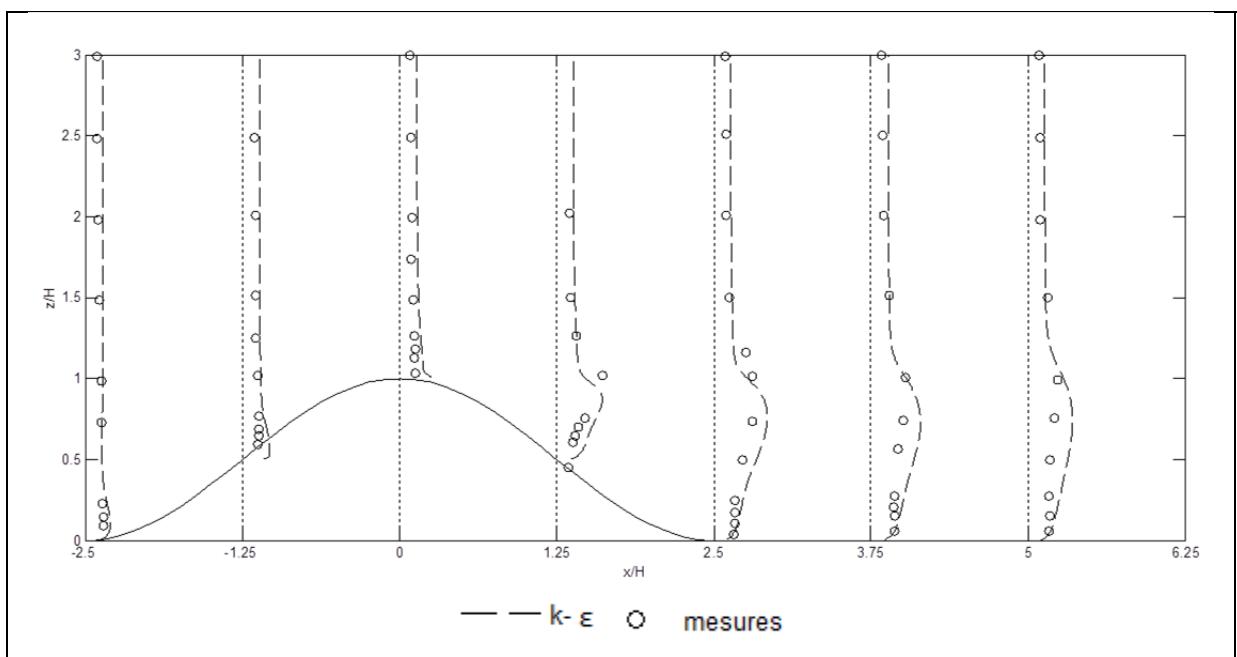


Figure 5.6 : Comparaison entre les profils numériques et les mesures expérimentales de la variance normalisée

Le modèle $k-\varepsilon$ de type RANS utilisé dans tout le domaine de calcul prévoit adéquatement le champ moyen de l'énergie cinétique turbulente au-dessus et en aval de la région de recirculation. Les différences entre les mesures et les résultats numériques sont

principalement dues à l'utilisation lors des calculs numériques des hypothèses de l'isotropie dans le tenseur de contrainte et de la stationnarité de l'écoulement sur colline.

Le décalage entre les résultats numériques et les observations peut s'expliquer par l'utilisation d'un nombre de Reynolds très élevé en soufflerie ($Re = 14500$) et l'emploi du modèle $k-\epsilon$ de type RANS utilisé dans tout le domaine de calcul qui modélise toutes les structures turbulentes.

Les constantes utilisées pour cette simulation ont été souvent testées en écoulement atmosphérique (Bechmann et al., 2007, Castro et al., 2003, Sumner et Masson, 2011). Il est clair que la valeur de ces constantes doit être examinée dans le cas d'un nombre de Reynolds élevé en soufflerie. Cette calibration des constantes n'a pas été réalisée dans le cadre de ce travail, ce qui peut expliquer l'erreur observée proche de la surface.

La sous-couche visqueuse d'où origine la séparation n'est pas résolue par le modèle $k-\epsilon$ de type RANS utilisé dans tout le domaine de calcul. De plus, le point de rattachement est difficile à déterminer numériquement. L'impact du maillage sur les résultats de la simulation a été étudié en faisant varier le nombre total de cellules. Une étude de l'influence du nombre de cellules sur la longueur de rattachement a été réalisée à l'aide du calcul de l'erreur relative et de l'indice de convergence du maillage (GCI). Les résultats sont résumés dans le tableau 5.1.

Tableau 5.1: Erreur de l'estimation de la zone de recirculation due au maillage

	Maillage 1	Maillage 2	Maillage 3
Nombre de cellules	253641	1341972	7726068
Épaisseur de la couche de cellules la plus fine	0.00317	0.001586	0.0007933
Longueur de rattachement (m)	0.122042	0.13005	0.134534
Facteur de raffinement entre les maillages	-	1.7425	1.7923
Erreur relative par rapport au maillage fin (%)	-	6.56	3.33
Indice de convergence du maillage GCI (%)	-	9.65	4.58

5.2.2 Simulation à l'aide du modèle hybride

5.2.2.1 Dimensions du domaine et maillage

Pour cette simulation, les dimensions du domaine de la simulation RANS, présenté à la section 5.2.1.1, sont retenues. Le maillage est réalisé avec la même procédure que pour les simulations de la section 5.2.1.1 mais en utilisant des cellules hexaédriques plus grandes. Il en résulte un nombre de cellules égal à 253 520. La figure 5.7 présente le maillage autour du plan vertical et central de la colline.

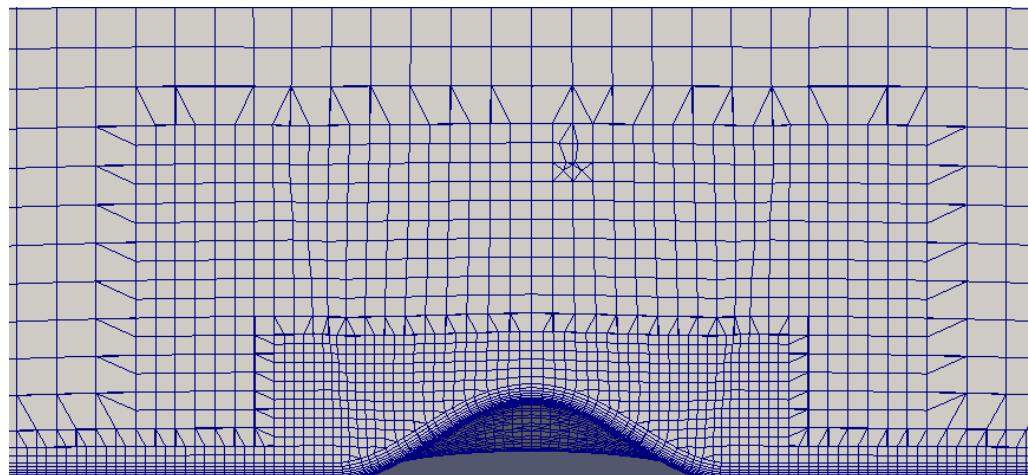


Figure 5.7 : Maillage autour du plan central de la colline

5.2.2.2 Conditions aux limites

Contrairement aux cas étudiés dans le chapitre précédent, sur terrain plat, des conditions aux limites périodiques ne peuvent plus être appliquées lorsque l'écoulement est influencé par la complexité de l'orographie. Pour reproduire les caractéristiques du vent, il est important de générer un écoulement turbulent instationnaire réaliste. Plusieurs méthodes peuvent être utilisées pour la création d'un écoulement turbulent à l'entrée, par exemple, la génération de la turbulence synthétique (Xie et al., 2008). L'inconvénient de la turbulence synthétique est qu'elle ne reproduit pas exactement les structures turbulentes cohérentes semblables à celles simulées à l'aide des équations de Navier-Stokes. D'autres méthodes existent, comme l'ajout

de fluctuations aléatoires isotropes à la vitesse moyenne (Troldborg, 2008), l'addition d'une surface plane mais rugueuse avant le domaine de calcul qui permet à l'écoulement de devenir turbulent, ou l'utilisation d'une simulation précurseur (Bechmann, 2007). L'avantage de l'utilisation d'une simulation précurseur est qu'elle génère la turbulence directement à partir des équations de Navier-Stokes. L'écoulement ainsi créé contient des structures turbulentes qui proviennent de la solution des équations de Navier-Stokes. Dans ce travail, pour la simulation de l'écoulement sur la colline rugueuse, l'écoulement turbulent à l'entrée est déterminé à partir d'une simulation précurseur réalisée sur terrain plat.

Cette dernière est retenue pour la génération de l'écoulement à l'entrée en terrain avec orographie. Le profil d'entrée est créé à partir d'une simulation sur terrain plat qui est par la suite utilisée à l'entrée du terrain avec orographie à chaque pas de temps.

À l'entrée, un écoulement turbulent de la CLA sur terrain plat et homogène horizontalement est imposé. Les profils instantanés de la vitesse, de l'énergie cinétique turbulente et de son taux de dissipation sont obtenus à partir d'une simulation hybride précurseur de la CLA pleinement développée sur terrain plat rugueux. L'écoulement turbulent instantané de la CLA homogène horizontalement obtenu est utilisé à l'entrée du terrain avec orographie à chaque pas de temps.

À la sortie, les conditions aux limites de Neumann sont utilisées. Les gradients normaux à la surface de sortie de la vitesse, de l'énergie cinétique turbulente et de son taux de dissipation sont fixés à zéro. Selon Bechmann et al. (2007), un comportement non physique de l'écoulement proche de la sortie est observé à cause de ce type de condition aux frontières. Une solution à ce problème consiste soit simplement à éloigner vers l'aval la surface de sortie, soit à imposer une condition convective à la sortie (Uchida et Ohya, 2003).

Sur les côtés latéraux, une condition périodique est imposée.

Au sommet, un gradient de pression équivalant à la vitesse de 5.8m/s est prescrit.

Au sol, le modèle $k-\epsilon$ est appliqué et les conditions à la paroi présentées à la section 4.2.1.2 sont utilisées.

5.2.2.3 Paramètres de simulation

Les constantes du modèle hybride (tableau 2.4) utilisées pour une simulation hybride en terrain plat rugueux sont retenues pour la simulation en terrain avec orographie. La rugosité du terrain est de 0.025 mm et la vitesse au sommet est de 5.8 m/s.

5.2.2.4 Résultats et discussion

La figure 5.8 présente une comparaison entre les résultats de la simulation obtenus en utilisant le modèle hybride (ligne continue), ceux obtenus à l'aide du modèle de type LES utilisé dans tout le domaine de calcul avec un modèle de sous maille de Smagorinsky de Diebold et al. (2013) (points « . ») et les mesures expérimentales (cercles « o ») dans le plan vertical et central de la colline pour les profils de la vitesse normalisée par la vitesse de référence U_H . La transition du modèle hybride entre les modèles de type LES et $k-\epsilon$ de type RANS se fait à une hauteur de 0.1 m.

Aux positions x/H de -2.5 et -1.25, la vitesse proche de la paroi est sous-estimée par le modèle hybride. La vitesse de l'air, influencée principalement par le cisaillement et le gradient de pression, diminue dans la région amont de la colline pour ensuite augmenter pour atteindre son maximum au sommet de la colline. Les profils de vitesse pour x/H plus petit que 0 (en amont de la colline) calculés à l'aide du modèle hybride sont légèrement différents des observations et du modèle de type LES utilisé dans tout le domaine de calcul.

En aval de la colline ($x/H > 0$), l'air décélère et une zone de recirculation apparaît. Les profils de vitesse calculés à l'aide du modèle hybride au voisinage de la zone de recirculation sont légèrement différents des observations et les vitesses y sont surestimées. Dans cette région de séparation (comme partout ailleurs dans le domaine de calcul), l'écoulement est calculé dans la région proche de la paroi à l'aide du modèle $k-\epsilon$ de type RANS et à l'aide du modèle de

type LES dans la région supérieure (c.-à-d. relativement éloignée du sol). Il est préférable d'utiliser un modèle de type LES au lieu d'un modèle de type RANS dans la zone de recirculation parce que le modèle de type LES n'utilise pas l'hypothèse d'isotropie de la viscosité turbulente.

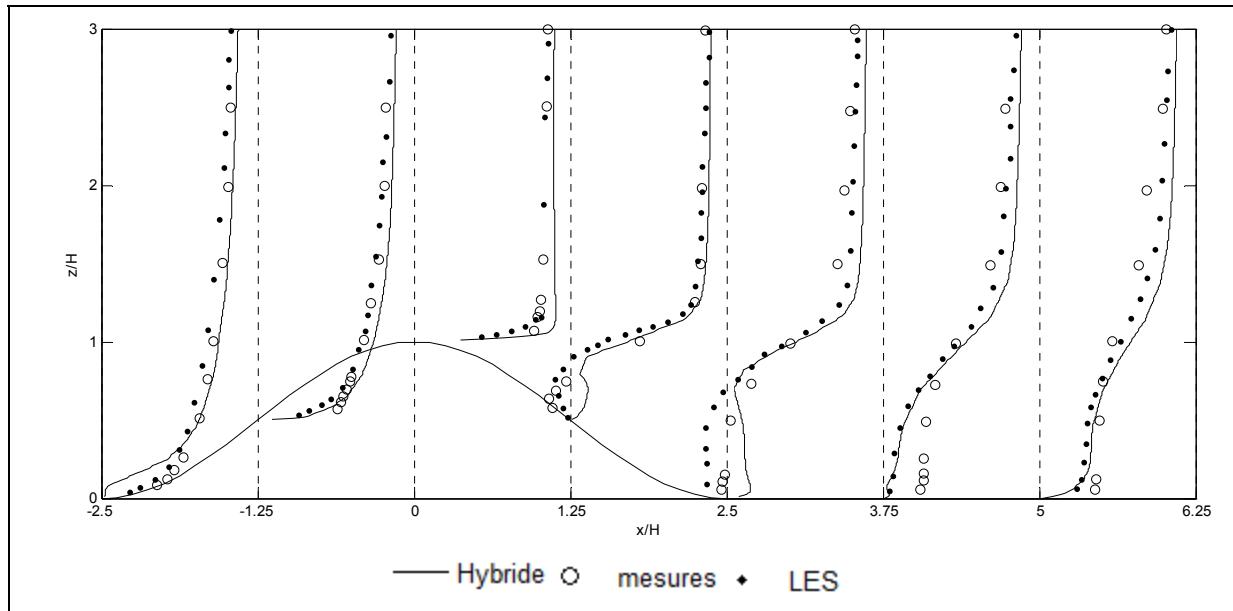


Figure 5.8 : Comparaison entre les profils numériques calculés en utilisant le modèle hybride, le modèle LES et les mesures expérimentales de la vitesse normalisée

Les profils de vitesse déterminés à l'aide du modèle hybride (figure 5.9) à une position horizontale de $x/H = 3.75$ montrent que, comparativement aux mesures, le modèle hybride prévoit d'une façon plus précise que le modèle $k-\epsilon$ de type RANS dans tout le domaine de calcul (voir figures 5.4 a) et b)) les vitesses de l'écoulement dans la zone de recirculation. À une distance de $H/8$ au-dessus du sol, le modèle $k-\epsilon$ de type RANS qui est utilisé par le modèle hybride près du sol sous-estime la vitesse (voir figure 5.9.a). En aval de la colline à la hauteur H , on remarque une amélioration de la prévision de la vitesse calculée avec le modèle de type LES utilisé partout dans le domaine de calcul par rapport à la vitesse calculée avec le modèle $k-\epsilon$ de type RANS utilisé dans tout le domaine de calcul (voir figure 5.4.b). La figure 5.9.b montre que le profil de vitesse simulé avec le modèle hybride coïncide avec les observations.

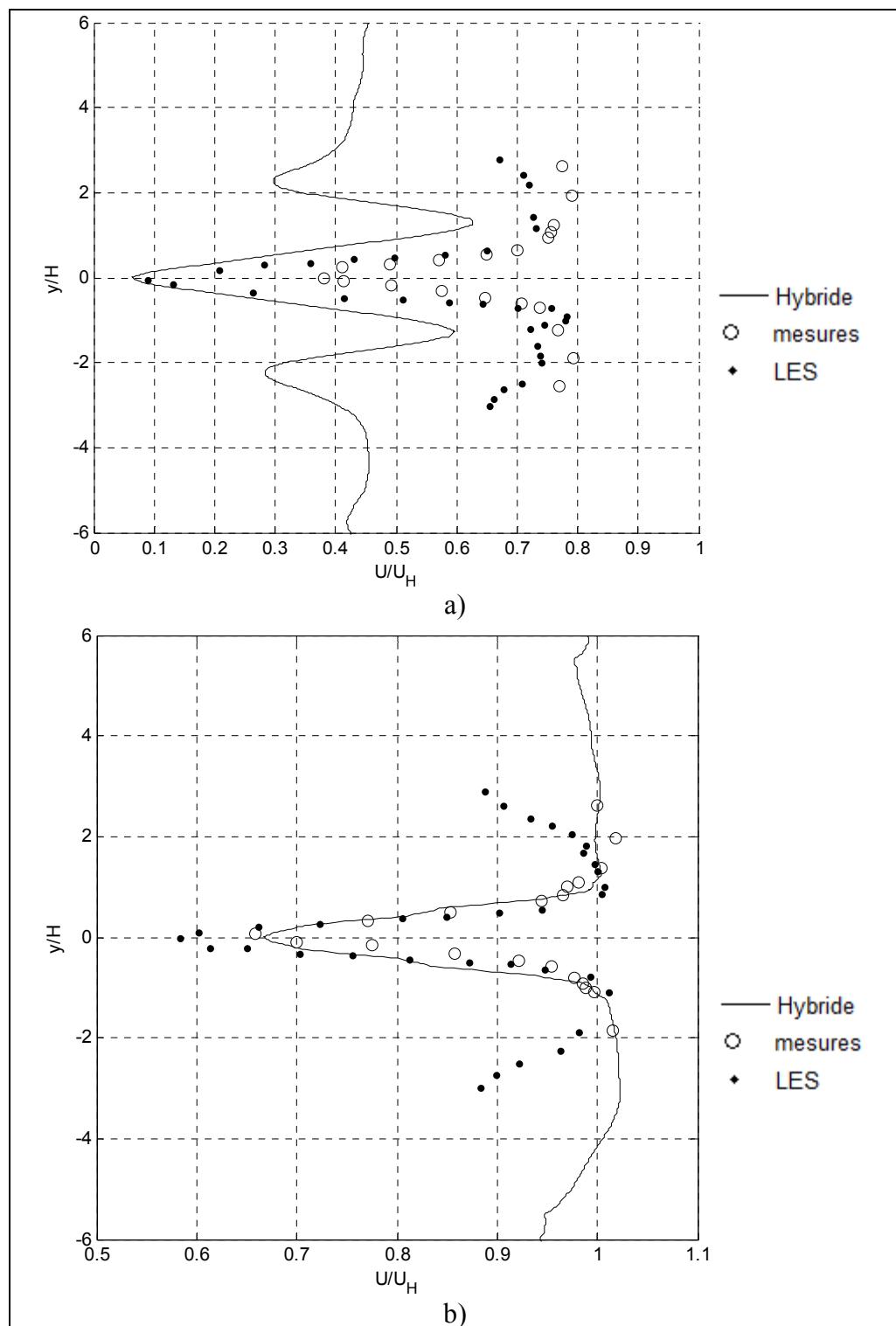


Figure 5.9 : Comparaison entre les profils numériques hybride, LES et les mesures expérimentales des vitesses normalisées en aval ($x/H = 3.75$) de la colline à des hauteurs de a) $H/8$ et b) H

La figure 5.10 présente les profils de la variance calculés dans le plan vertical et central de la colline. En amont de la colline jusqu'à son sommet, la variance calculée avec le modèle hybride correspond à celle calculée avec le modèle de type LES utilisé partout dans le domaine de calcul et aux observations.

En aval de la colline, le modèle hybride surestime la variance au niveau équivalent à la hauteur du sommet de la colline. Elle atteint son maximum aux hauteurs où le cisaillement du vent est maximal.

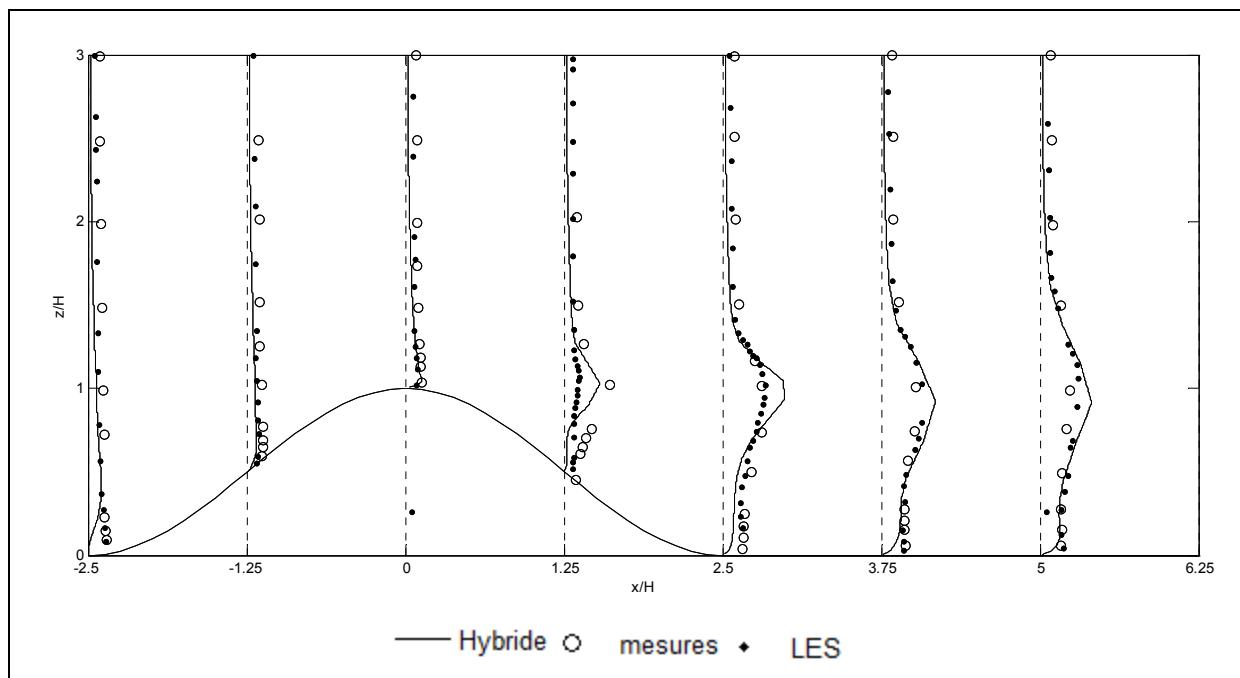


Figure 5.10 : Comparaison entre les profils de la variance normalisée calculés en utilisant le modèle hybride et le modèle de type LES dans tout le domaine de calcul et mesurés expérimentalement

Dans la zone LES du modèle hybride, les résultats numériques du modèle hybride correspondent aux mesures expérimentales et aux résultats obtenus avec un modèle de type LES utilisé dans tout le domaine de calcul. Dans la zone de recirculation, la vitesse obtenue avec le modèle hybride est surestimée proche de la paroi. Comparativement au modèle $k-\varepsilon$ de type RANS utilisé dans tout le domaine de calcul et au modèle de type LES de Diebold et al. (2013) utilisé dans tout le domaine de calcul, le modèle hybride donne une meilleure

prévision du profil de vitesse au voisinage de la position horizontale du sommet de la colline. La variance calculée avec le modèle hybride est surestimée à une altitude équivalente au niveau de la hauteur de la colline.

Ces résultats ont été obtenus en utilisant 253 520 cellules pour le modèle hybride et 838 8608 cellules pour le modèle de type LES dans tout le domaine de calcul. Ces 2 maillages sont comparables dans la zone LES du modèle hybride où l'écoulement est en très grande partie résolu, mais ils sont très différents dans la région où l'écoulement est complètement modélisé par le modèle $k-\varepsilon$ de type RANS.

Le modèle hybride non seulement améliore la précision des résultats par rapport au modèle $k-\varepsilon$ de type RANS utilisé dans tout le domaine de calcul, mais aussi diminue le temps de calcul par rapport au modèle de type LES utilisé dans tout le domaine de calcul. Cela montre qu'il n'est plus nécessaire d'augmenter le nombre de cellules proches de la paroi pour résoudre les petites structures dissipatives, lorsque le modèle hybride est utilisé. La combinaison des modèles de type LES et $k-\varepsilon$ de type RANS adoptée par la méthode hybride permet de résoudre adéquatement l'écoulement en diminuant le nombre de cellules et de garder les avantages des modèles de type RANS en termes de temps de calcul. Le modèle hybride n'améliore pas la prévision de l'écoulement proche de la paroi et principalement dans la zone de recirculation par rapport aux modèles de type LES utilisés dans tout le domaine de calcul parce qu'il modélise toutes les structures turbulentes, mais il permet d'éviter l'augmentation du nombre de cellules nécessaire proche de la paroi pour les modèles de type LES utilisés dans tout le domaine de calcul.

5.2.3 Conclusion sur les simulations du vent sur colline rugueuse

-Le modèle $k-\varepsilon$ de type RANS utilisé dans tout le domaine de calcul et le modèle hybride reproduisent correctement l'écoulement sur la colline. En amont, la vitesse et la variance sont déterminées avec un niveau de précision acceptable dans les applications industrielles;

- Le modèle k- ε de type RANS utilisé dans tout le domaine de calcul ne prévoit pas d'une façon précise la zone de recirculation et de séparation en aval de la colline, entre autres parce qu'il utilise l'hypothèse d'isotropie pour la viscosité turbulente;

-Le modèle hybride prédit d'une façon plus précise que le modèle k-epsilon de type RANS utilisé dans tout le domaine de calcul la zone de recirculation et les forts gradients de cisaillement au-dessus de cette région, sans devoir augmenter énormément le nombre de cellules par rapport aux maillages nécessaires lorsque le modèle de type LES est adopté pour tout le domaine de calcul;

-Il est avantageux d'augmenter la dimension de la zone LES lorsqu'il s'agit du modèle hybride, car ce type de modèle offre une meilleure prévision des caractéristiques de l'écoulement dans la zone de recirculation. Pour ce type d'écoulement, il est souhaitable de raffiner le maillage jusqu'à obtenir la zone RANS seulement proche de la paroi;

-Avec la méthode hybride, il n'est plus essentiel de raffiner énormément le maillage proche de la paroi parce que le modèle de type RANS utilisé par le modèle hybride dans cette région modélise adéquatement l'écoulement.

5.3 Simulation de la CLA neutre sur une colline couverte par une forêt

L'écoulement de la CLA sur une colline bidimensionnelle couverte par une forêt homogène est examiné à l'aide des modèles k- ε de type RANS utilisé dans tout le domaine de calcul et hybride. Les résultats numériques sont ensuite comparés aux mesures expérimentales « Furry Hill » d'un écoulement turbulent sur une colline forestière mesuré en soufflerie par Finnigan et Brunet en 1995. La géométrie bidimensionnelle de la colline est décrite par l'équation suivante :

$$z(x, y) = \frac{H}{(1 + \left(\frac{x}{L}\right)^2)} \quad (5.2)$$

La simulation de la CLA sur cette colline est accomplie en utilisant des caractéristiques de la colline et de la forêt comparables aux caractéristiques expérimentales. Les paramètres expérimentaux et numériques de l'écoulement, de la colline et de la couverture forestière sont présentés dans le tableau 5.2 :

Tableau 5.2 : Caractéristiques de la géométrie de la colline, de la couverture forestière et de l'écoulement turbulent

	Mesures expérimentales « Furry Hill »	Simulation
Hauteur de la colline H (m)	0.15	30
Largeur de la colline L (m)	0.42	84
Hauteur de la forêt h (m)	0.047	10
Masse volumique de surface foliaire α (m^{-1})	10	0.16
Coefficient de traînée C_d	0.68	0.2
Hauteur de rugosité z_0 (m)	0.00564	1
Hauteur du domaine (m)	0.65	200
Longueur du domaine (m)	1.8	1680

Les paramètres de la simulation, la géométrie de la colline ainsi que la couverture forestière ont été choisis de façon à correspondre à la validation de Dupont et al. (2008).

5.3.1 Simulation à l'aide du modèle k- ϵ de type RANS utilisé dans tout le domaine de calcul

5.3.1.1 Dimensions du domaine et maillage

Le domaine de calcul, dont les dimensions sont précisées au tableau 5.2, est généré en utilisant l'utilitaire blockMesh du logiciel OpenFOAM. Le maillage est formé de cellules de forme hexaédrique, qui sont alignées sur la direction de l'écoulement pour minimiser les erreurs dues à la fausse diffusion numérique. Le maillage est composé de 504 000 cellules

distribuées uniformément horizontalement. La première couche de cellules adjacentes au sol et dont la dimension verticale est la plus fine a des dimensions horizontales de 0.67 m et verticale de 0.995 m. La figure 5.11 présente le maillage.

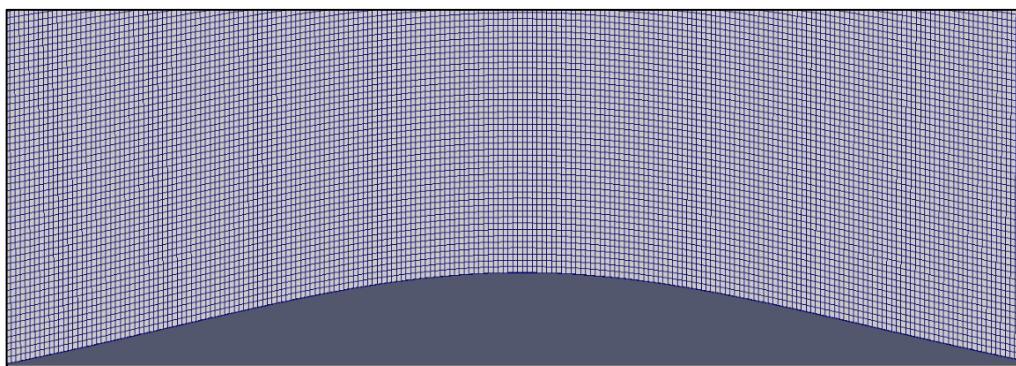


Figure 5.11 : Maillage proche de la surface de la colline

5.3.1.2 **Conditions aux limites**

Les conditions aux limites décrites à la section 4.2.1.2 ont été utilisées.

5.3.1.3 **Paramètres de simulation**

La vitesse qui caractérise l'écoulement à l'entrée du domaine de calcul est de 12 m/s au sommet selon Dupont et al. (2008). La rugosité au sol est de 1 m. Les constantes du modèle $k-\varepsilon$ modifié présentées au tableau 2.4 sont utilisées pour cette simulation.

5.3.1.4 **Résultats et discussion**

Les figures 5.12 et 5.13 présentent une comparaison entre les profils de vitesse et d'énergie cinétique turbulente calculés à l'aide du modèle $k-\varepsilon$ de type RANS utilisé dans tout le domaine de calcul, du modèle LES de Dupont et al. (2008) utilisé dans tout le domaine de calcul et des mesures sur une colline forestière.

En 1981, Raupach et Thom ont expliqué que l'écoulement à l'intérieur de la forêt est dû aux grandes structures cohérentes. Ils décrivent ces structures et leurs mécanismes de production. Lorsqu'il s'agit d'un écoulement sur forêt homogène horizontalement, ils ont remarqué sur les profils de vitesse un point d'inflexion au sommet de la forêt.

Selon Dupont et al. (2008), l'écoulement turbulent sur une colline forestière est caractérisé par de larges structures turbulentes horizontales dues au gradient de pression créé par l'orographie. Cela crée une distorsion de l'écoulement moyen et génère des structures turbulentes spécifiques.

Dans les figures 5.12 et 5.13, une comparaison entre les profils de vitesse et d'énergie cinétique turbulente et les résultats obtenus avec le modèle de type LES de Dupont et al. (2008) utilisé dans tout le domaine de calcul montre que le modèle $k-\epsilon$ de type RANS utilisé dans tout le domaine de calcul reproduit assez fidèlement la vitesse calculée par le modèle de type LES et surestime l'énergie cinétique turbulente mesurée au-dessus de la forêt.

À partir des profils de vitesse et d'énergie cinétique turbulente calculés à l'aide du modèle $k-\epsilon$ de type RANS utilisé dans tout le domaine de calcul présentés aux figures 5.12 et 5.13, on peut remarquer, d'après les observations, qu'en amont de la colline (-3L) l'écoulement est comparable à un écoulement sur une couverture forestière horizontalement homogène sur terrain plat. La vitesse est faible à l'intérieur de la forêt pour ensuite augmenter significativement au-dessus de la forêt avec la présence d'un point d'inflexion dans les profils de vitesse au sommet de la couverture forestière. La vitesse du vent et l'énergie cinétique turbulente sont estimées avec précision à l'intérieur de la forêt. La turbulence est surévaluée au-dessus de la couverture forestière et la vitesse est plus faible que les observations. Cette différence entre les mesures et les profils de vitesse est due aux conditions aux frontières imposées au sommet du domaine. Les résultats de l'énergie cinétique turbulente du modèle $k-\epsilon$ de type RANS utilisé dans tout le domaine de calcul sont comparables aux résultats obtenus sur couverture forestière en terrain plat (sections 4.3 et 4.4), ce qui a été également souligné par Katul et al. (2004).

À partir de la position horizontale de $-3L$ jusqu'au sommet de la colline, les observations montrent que la vitesse du vent augmente à l'intérieur et au-dessus de la forêt. Entre $-1.4L$ et $-L$, le point d'inflexion disparaît des mesures de la vitesse au-dessus de la forêt, mais il reste visible dans les profils simulés. Il réapparaît dans le profil de la vitesse du vent mesuré à $-0.7L$. L'énergie cinétique turbulente atteint son maximum dans la partie supérieure du couvert forestier à cet endroit en raison de l'augmentation du cisaillement. À l'intérieur de la forêt, les profils de vitesse et d'énergie cinétique sont comparables aux mesures. Au-dessus de la couverture forestière, la vitesse est surestimée par rapport aux mesures et elle coïncide avec les résultats numériques déterminés à l'aide du modèle LES de Dupont et al. (2008). L'énergie cinétique calculée avec le modèle $k-\varepsilon$ est supérieure aux observations et au modèle LES au-dessus de la forêt.

Au sommet de la colline, le profil de vitesse est caractérisé par un fort gradient vertical provenant de la partie supérieure de la forêt. Un fort cisaillement du vent au-dessus de la forêt est observé. L'énergie cinétique et la vitesse sont maximales. Le profil de vitesse, dans la forêt, diminue; il s'approche de zéro. Un fort point d'inflexion est déterminé au sommet du couvert forestier. La vitesse est ensuite augmentée au-dessus de la couverture forestière. La distribution de la vitesse du vent et de la turbulence dépend principalement de la structure de la forêt. La vitesse calculée avec le modèle $k-\varepsilon$ au sommet de la colline augmente, mais elle reste sous-estimée par rapport aux mesures. Au-dessus et à l'intérieur de la forêt, l'énergie cinétique est plus élevée que les mesures.

En aval de la colline forestière, l'écoulement du vent crée une zone de recirculation. La séparation se fait juste après le sommet et le rattachement se fait à une petite distance après la colline. L'écoulement au-dessus de la zone de recirculation est fortement cisaillé. Une zone de sillage juste après le sommet de la colline caractérisée par une forte intensité de turbulence est observée expérimentalement et déterminée numériquement au-dessus de la zone de recirculation.

Ces zones identifiées expérimentalement sont déterminées à l'aide du modèle LES par Dupont et al. (2008); elles sont de nature instationnaire et anisotrope. La vitesse simulée avec le modèle $k-\varepsilon$ de type RANS utilisé dans tout le domaine de calcul correspond à la vitesse déterminée par le modèle LES de Dupont et al. (2008). L'énergie cinétique est surestimée dans la zone de recirculation. Il est clair que le modèle $k-\varepsilon$ de type RANS utilisé dans tout le domaine de calcul ne prévoit pas adéquatement la zone de recirculation et le sillage parce qu'il considère que la turbulence est isotrope, alors qu'elle est fortement anisotrope. L'erreur de l'énergie cinétique est de nature numérique. Elle a été observée dans les sections précédentes, sur terrain plat en présence de forêt et simplement rugueux.

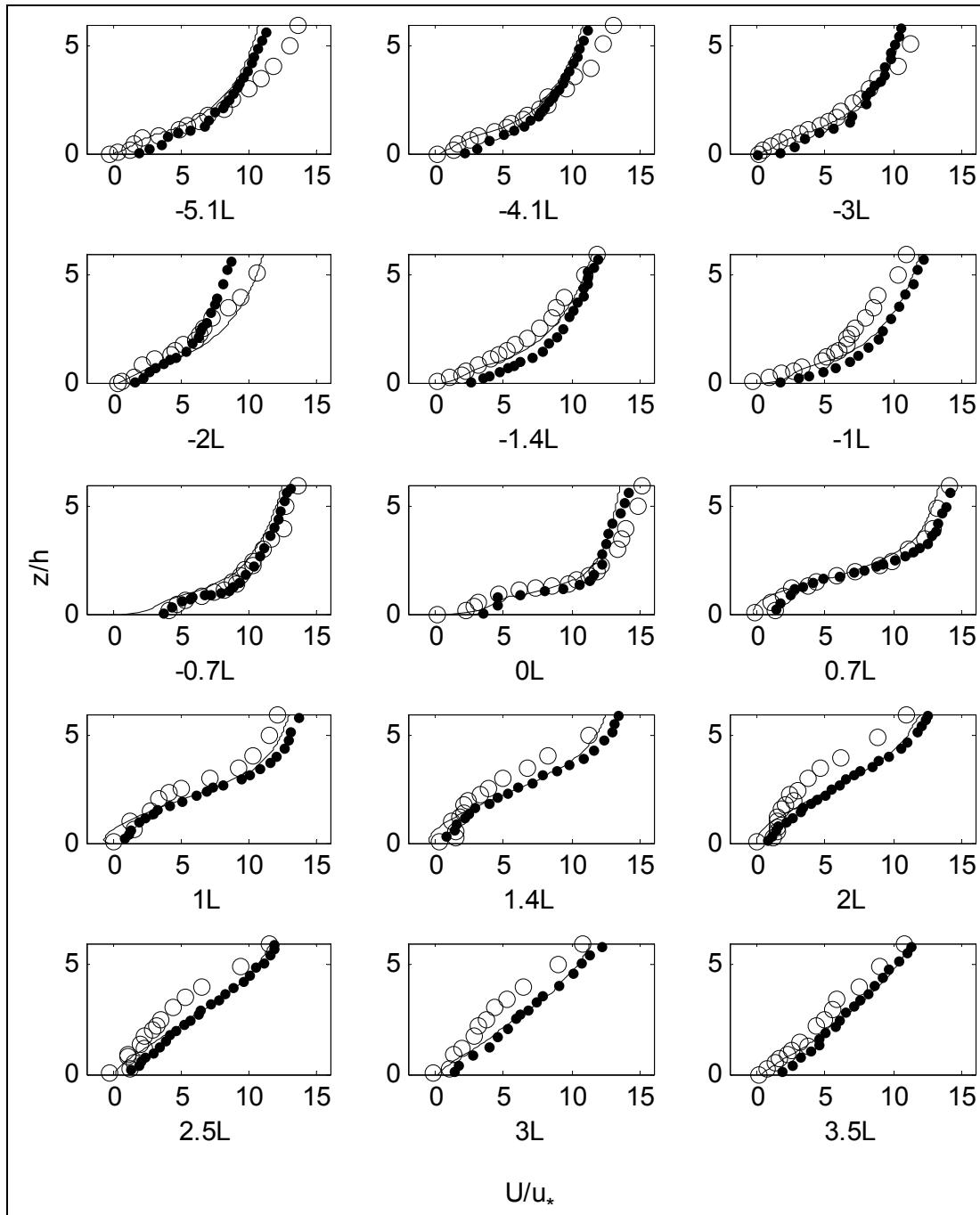


Figure 5.12 : Profils de vitesse normalisée par la vitesse de friction au sommet de la forêt calculés par le modèle $k-\varepsilon$ de type RANS dans tout le domaine de calcul (trait continu) comparés aux observations (cercles) et aux résultats du modèle de type LES (points) de Dupont et al. (2008)

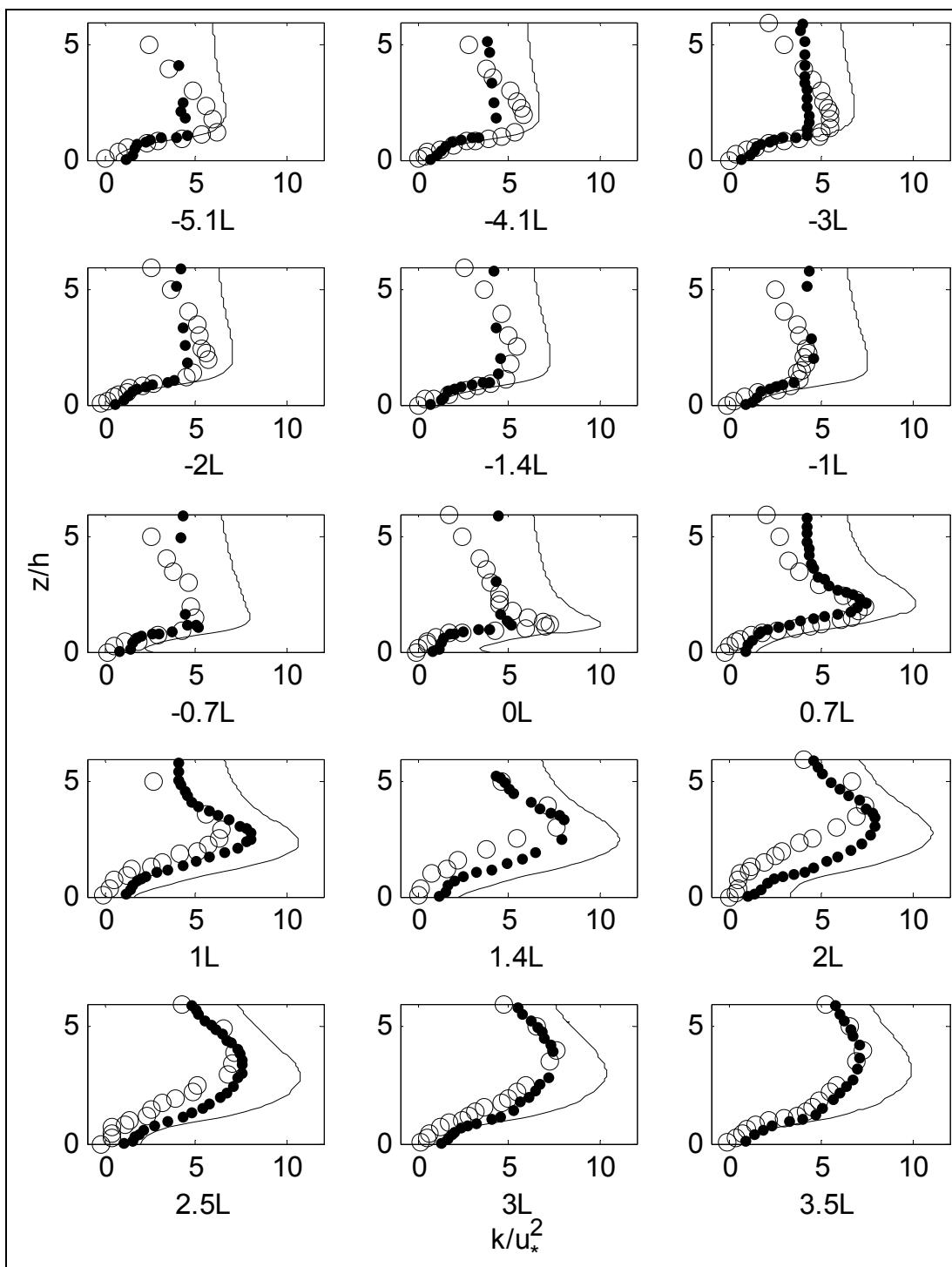


Figure 5.13 : Profils de l'énergie cinétique turbulente normalisée par la vitesse de friction au sommet de la forêt calculés par le modèle k - ε de type RANS utilisé dans tout le domaine de calcul (trait continu) comparés aux observations (cercles) et aux résultats du modèle LES (points) de Dupont et al. (2008)

5.3.2 Simulation à l'aide du modèle hybride

5.3.2.1 Dimensions du domaine et maillage

Le domaine de simulation a 1680 m de longueur, 400 m de largeur et 200 m de hauteur. Pour déterminer l'impact du maillage sur les résultats, le nombre de cellules a été varié de 134 400, à 1 128 960 et à 2 284 800 cellules de forme hexaédrique. Les cellules sont distribuées d'une façon uniforme dans les directions verticales et horizontales. La hauteur des cellules est de 10 m, 5 m et 2.5 m, respectivement, pour les trois maillages.

5.3.2.2 Conditions aux limites

Les conditions aux limites de la section 5.2.2.2 sont utilisées pour cette simulation à l'exception de l'entrée et de la sortie. Le domaine de simulation est suffisamment grand pour considérer une condition périodique aux entrée et sortie, car l'écoulement dans ce cas est comparable à un écoulement sur un terrain plat avec une couverture forestière homogène horizontalement, en amont (-5.1L) et en aval (3.5L) de la colline. Les caractéristiques de la forêt homogène horizontalement sont résumées au tableau 5.2.

5.3.2.3 Paramètres de la simulation

La vitesse du vent est de 12 m/s au sommet du domaine de calcul (à une hauteur de 200 m) et la hauteur de rugosité z_0 est de 1 m. Les constantes du modèle hybride en présence d'un couvert forestier présentées au tableau 2.6 sont utilisées pour cette simulation.

5.3.2.4 Résultats et discussion

Les figures 5.14, 5.15, 5.16, 5.17 et 5.18 présentent une comparaison entre les résultats de la simulation hybride (trait continu) de l'écoulement atmosphérique sur la colline forestière, les mesures (cercles) et les résultats du modèle LES utilisé dans tout le domaine de calcul de Dupont et al. (2008) (points). La transition entre le modèle $k-\varepsilon$ de type RANS et le modèle de

type LES se fait à des hauteurs de 13 m, 8 m et 6 m, respectivement, pour les trois maillages. Le temps de calcul est équivalent à 30 fois le temps d'écoulement de la CLA. Les statistiques sont calculées pendant les 8 dernières périodes du temps d'écoulement simulé.

L'écoulement au voisinage de la colline forestière est influencé par le cisaillement et le gradient de pression. L'écoulement est déformé et des tourbillons sont générés par la forêt et sous l'effet de la colline.

En amont de la colline, avant (-3L), l'écoulement est similaire à celui observé à l'intérieur et au-dessus d'une forêt homogène horizontalement sur un terrain plat. Le vent est faible dans la forêt et plus élevé au-dessus avec la présence d'un point d'inflexion au sommet de la forêt. Les structures cohérentes à l'intérieur de la forêt contribuent à la diminution rapide des caractéristiques de l'écoulement. Les caractéristiques simulées par le modèle hybride correspondent aux résultats du modèle de type LES utilisé dans tout le domaine de calcul de Dupont et al. (2008).

La variance verticale ($w'w'$) prédicta par le modèle hybride est sous-estimée par rapport aux mesures et augmente avec la hauteur, tandis que les profils mesurés indiquent un maximum à une hauteur d'environ 1.5 h au-dessus de laquelle $w'w'$ diminue. Cette différence entre les résultats numériques et les mesures est également observée par Dupont et al. (2008). Cela semble indiquer que les profils atmosphériques typiques de $w'w'$ à l'intérieur et au-dessus d'une forêt homogène ressemblent plus aux profils simulés que ceux observés en soufflerie. À l'exception de $w'w'$, les caractéristiques de l'écoulement simulé par le modèle hybride correspondent aux observations jusqu'à une hauteur z de 3 h. Au-dessus de cette hauteur, la différence entre les observations et les résultats simulés semble due à l'utilisation d'un gradient de pression au sommet du domaine de calcul puisqu'il est nul dans la soufflerie.

À partir de la position amont -3L jusqu'au sommet, la vitesse augmente, ce qui correspond bien à la théorie de Jackson et Hunt (1975). Dans le cas de « Furry Hill », l'écoulement n'est pas freiné en amont de la colline, ce qui peut se produire lorsque la pente amont de la colline

est suffisamment abrupte et/ou sous certaines conditions de stabilité thermique. Une région de recirculation et de séparation peut apparaître si la pente aval de la colline est assez abrupte et/ou si la végétation est suffisamment dense (Kaimal et Finnigan, 1994). Près de la surface, la vitesse de l'air augmente à l'intérieur et au-dessus de la forêt. Entre les positions amont de $-1.4 L$ à $-L$, le point d'inflexion disparaît graduellement au sommet de la forêt en s'approchant de la colline. Il reste toutefois visible dans les profils simulés. À $x = -0.7L$, le point d'inflexion réapparaît dans les observations du profil de la vitesse. L'énergie cinétique turbulente observée atteint son maximum au sommet de la forêt à cette position longitudinale à cause de l'augmentation du cisaillement du vent. Bien qu'il y ait de légères différences entre les profils du flux turbulent vertical de la vitesse, des variances et de l'énergie cinétique turbulente calculés par le modèle hybride et les observations, on peut remarquer globalement un bon accord entre les mesures et les résultats obtenus avec le modèle hybride, dans cette région.

À la position longitudinale correspondant au sommet de la colline, la vitesse du vent atteint son maximum à l'intérieur et au-dessus de la forêt. L'écoulement est caractérisé par de forts transferts turbulents provenant de la forêt et responsables de la perturbation de l'écoulement. Ils sont observés à l'aide de l'augmentation de la variance et de la vitesse de frottement. L'énergie cinétique turbulente est maximale. La vitesse diminue dans la forêt. Un fort point d'inflexion est observé au sommet de la forêt. Ensuite, la vitesse augmente à mesure que l'on s'éloigne du dessus du couvert forestier. Par rapport aux observations, le modèle hybride sous-estime la vitesse immédiatement au-dessus de la forêt et surestime légèrement la vitesse de frottement et la variance $u'u'$ à des élévations z de plus de 4 h.

En aval de la colline forestière, une zone de recirculation est observée expérimentalement. La zone de séparation est initiée juste après le sommet et se rattache à une courte distance en aval de la colline. Cette région identifiée expérimentalement est également déterminée en utilisant le modèle de type LES dans tout le domaine de calcul par Dupont et al. (2008) et le modèle hybride proposé. L'écoulement dans cette région est fortement instationnaire et anisotrope.

À l'intérieur et au-dessus du couvert forestier, la vitesse du vent diminue. Une région de sillage est créée en aval de la colline au-dessus de la forêt. Une couche fortement cisaillée apparaît dans la partie supérieure de la zone de sillage. L'écoulement y est très turbulent. La vitesse du vent et le gradient vertical de la vitesse à l'intérieur de la forêt sont plus petits qu'en amont et tendent vers zéro. Le point d'inflexion disparaît au sommet du couvert forestier, il est à nouveau visible à 3.5 L en aval du sommet de la colline. Au-dessus du couvert forestier, l'énergie cinétique turbulente, le flux turbulent vertical de la vitesse et la variance $u'u'$ augmentent avec la hauteur z pour atteindre leur maximum vers une hauteur z de 4h. À cette hauteur, un fort point d'inflexion s'observe sur les profils de vitesse mesurés et calculés et ils sont fortement cisaillés. Le profil de vitesse calculé par le modèle hybride correspond aux observations dans cette région. La variance $w'w'$ est minimale à l'intérieur de la forêt et augmente au-dessus pour atteindre un maximum dans la zone de recirculation.

Dans la zone de sillage, le flux turbulent vertical de la vitesse et la turbulence sont surestimées; ce désaccord est souvent obtenu avec les modèles de type LES sur une colline (Dupont et al., 2008; Allen et al., 2002 et Ross et al., 2004). Par conséquent, dans le cas du modèle hybride, il est difficile d'identifier précisément l'origine de ces différences dans la région de sillage. Elles peuvent être également attribuées en partie au schéma de discrétisation et à la résolution finie du maillage autour de la colline où les structures turbulentes sont très petites. De plus, les caractéristiques moyennes observées peuvent ne pas être suffisamment précises en raison du comportement particulièrement intermittent de l'écoulement dans les zones de recirculation et de sillage.

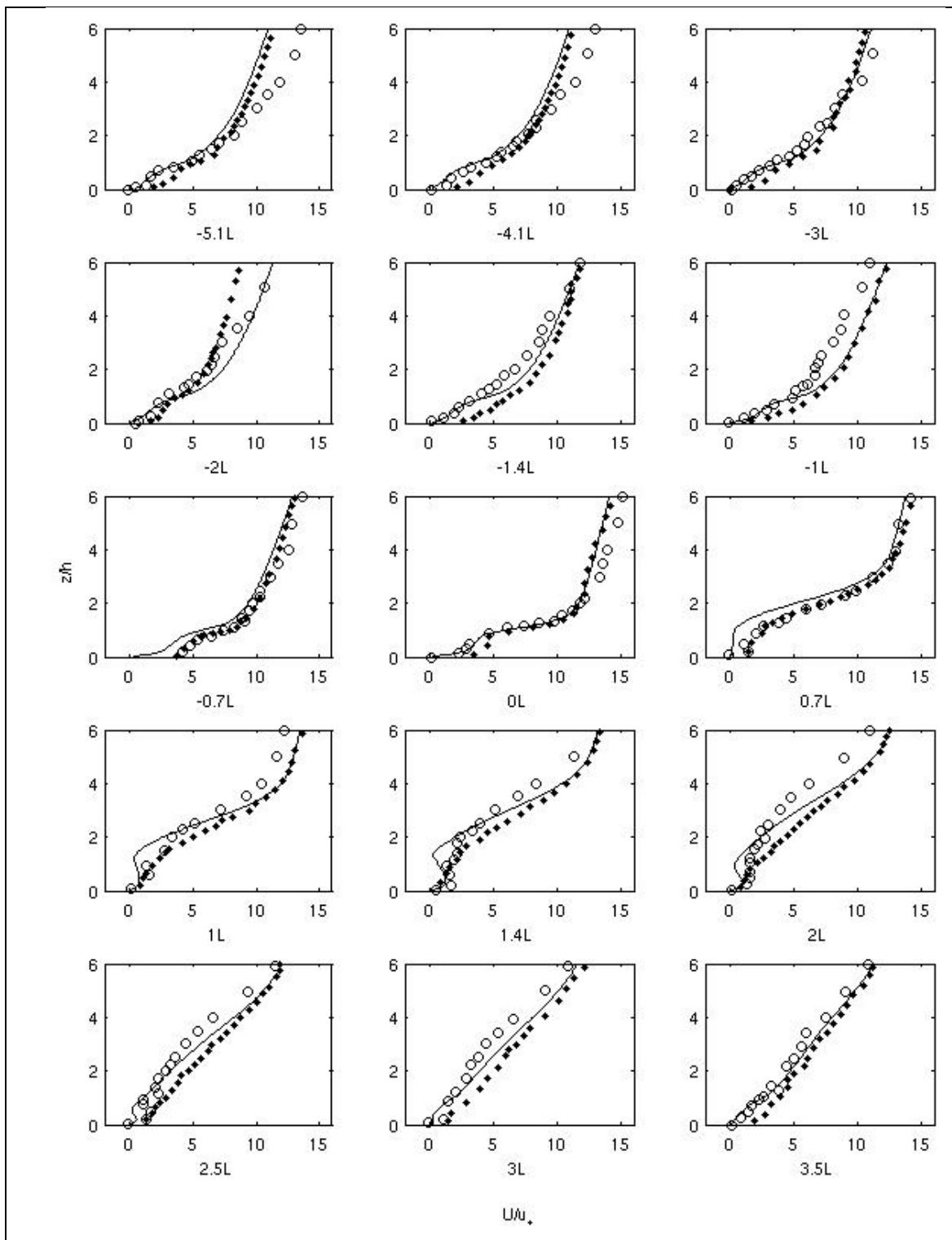


Figure 5.14 : Profils de vitesse normalisée par la vitesse de friction au sommet de la forêt calculés par le modèle hybride (trait continu) comparés aux observations (cercles) et aux résultats du modèle LES (points) de Dupont et al. (2008)

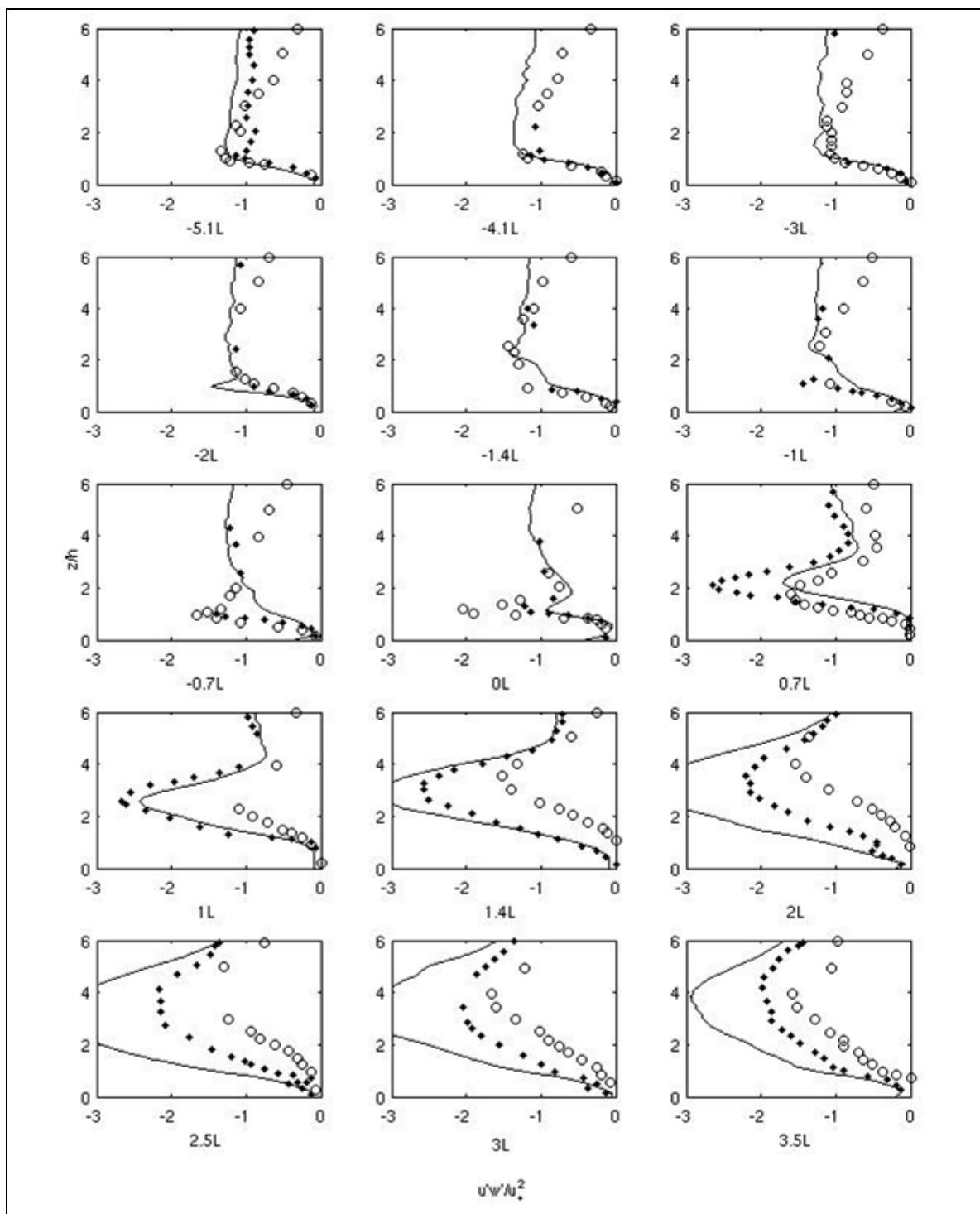


Figure 5.15 : Profils de flux turbulent vertical de la vitesse normalisée par la vitesse de friction au sommet de la forêt calculés par le modèle hybride (trait continu) comparés aux observations (cercles) et aux résultats du modèle LES (points) de Dupont et al. (2008)

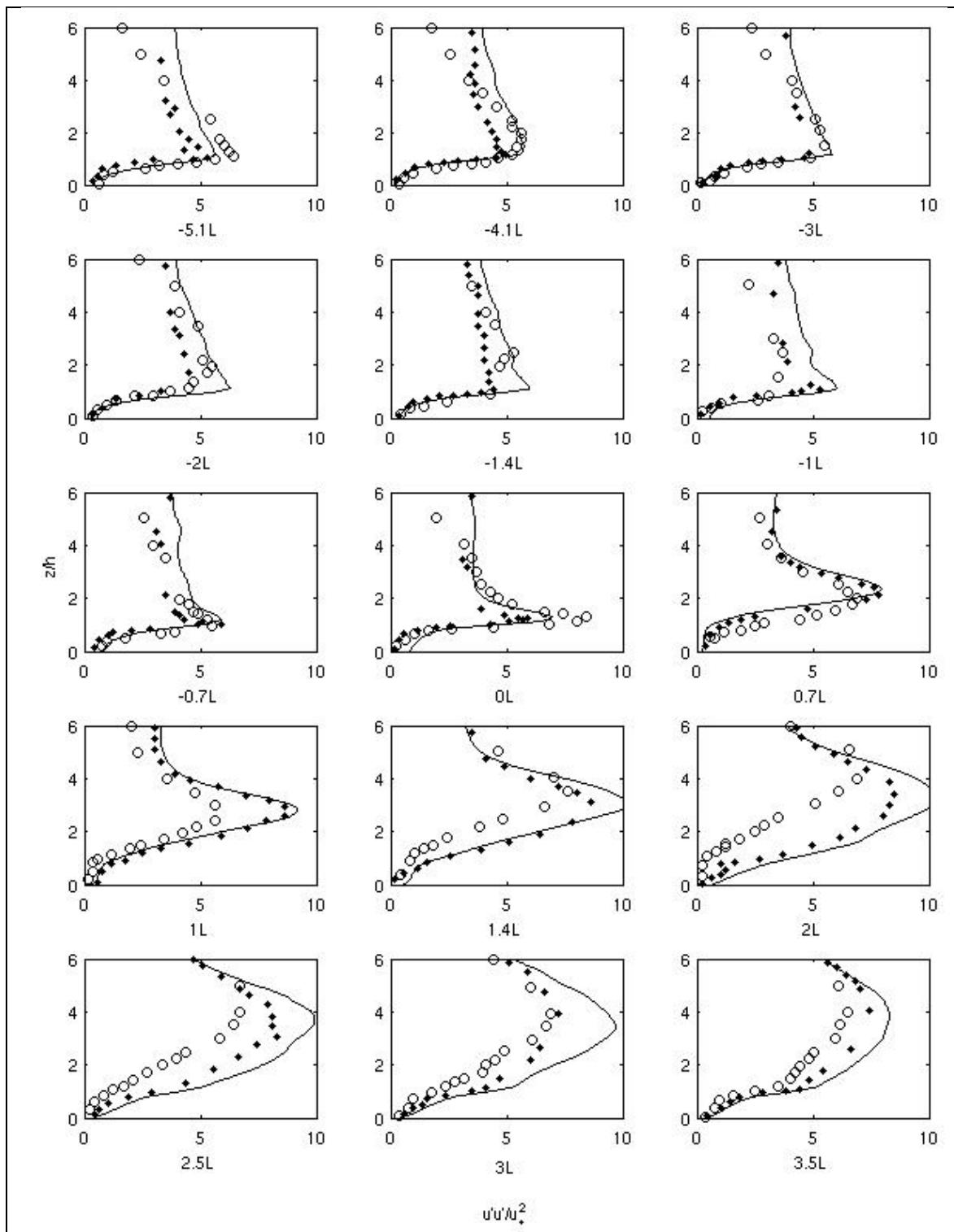


Figure 5.16 : Profils de la variance $u'u'$ normalisée par la vitesse de friction au sommet de la forêt calculés par le modèle hybride (trait continu) comparés aux observations (cercles) et aux résultats du modèle LES (points) de Dupont et al. (2008)

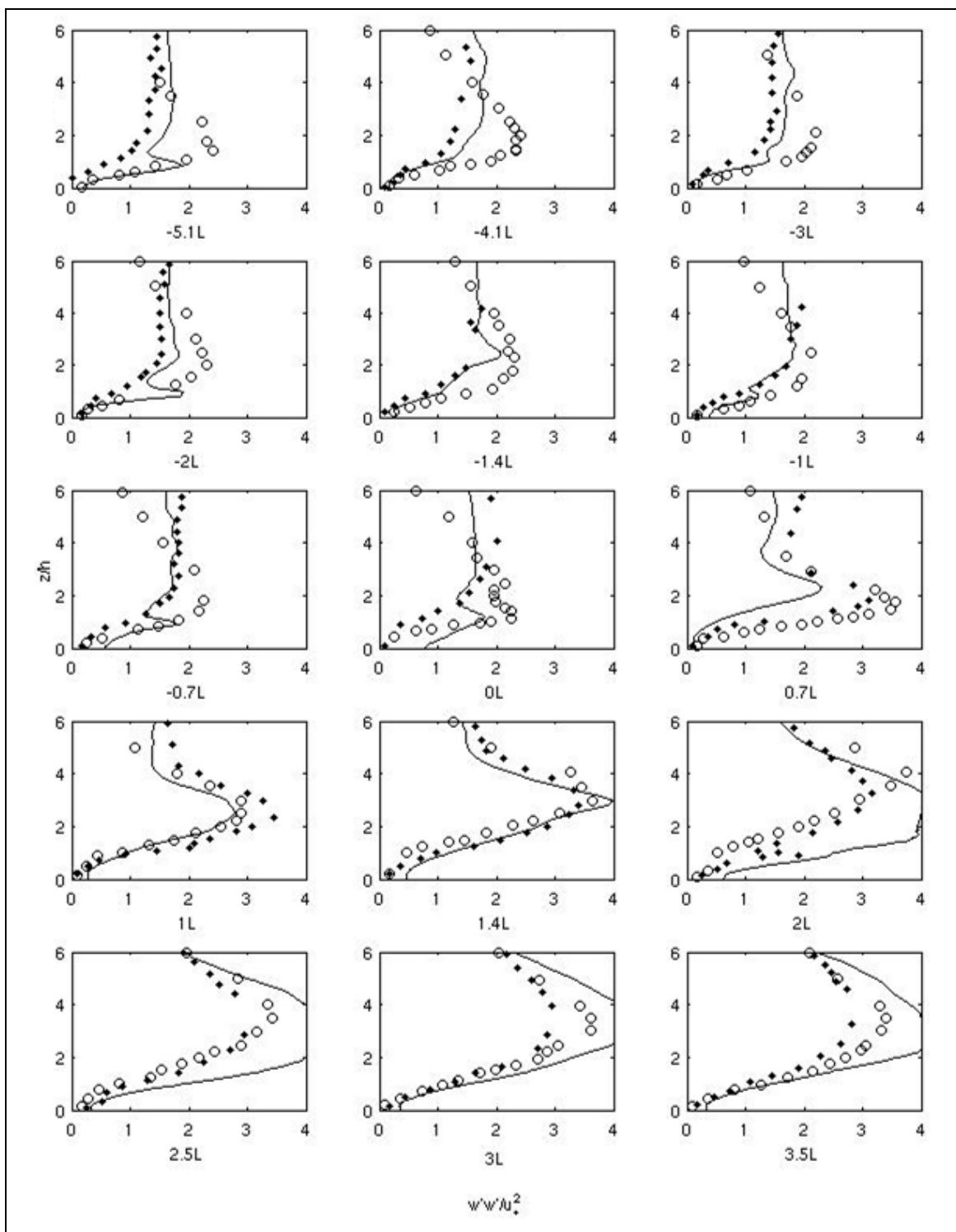


Figure 5.17 : Profils de la variance $w'w'$ normalisée par la vitesse de friction au sommet de la forêt calculés par le modèle hybride (trait continu) comparés aux observations (cercles) et aux résultats du modèle LES (points) de Dupont et al. (2008)

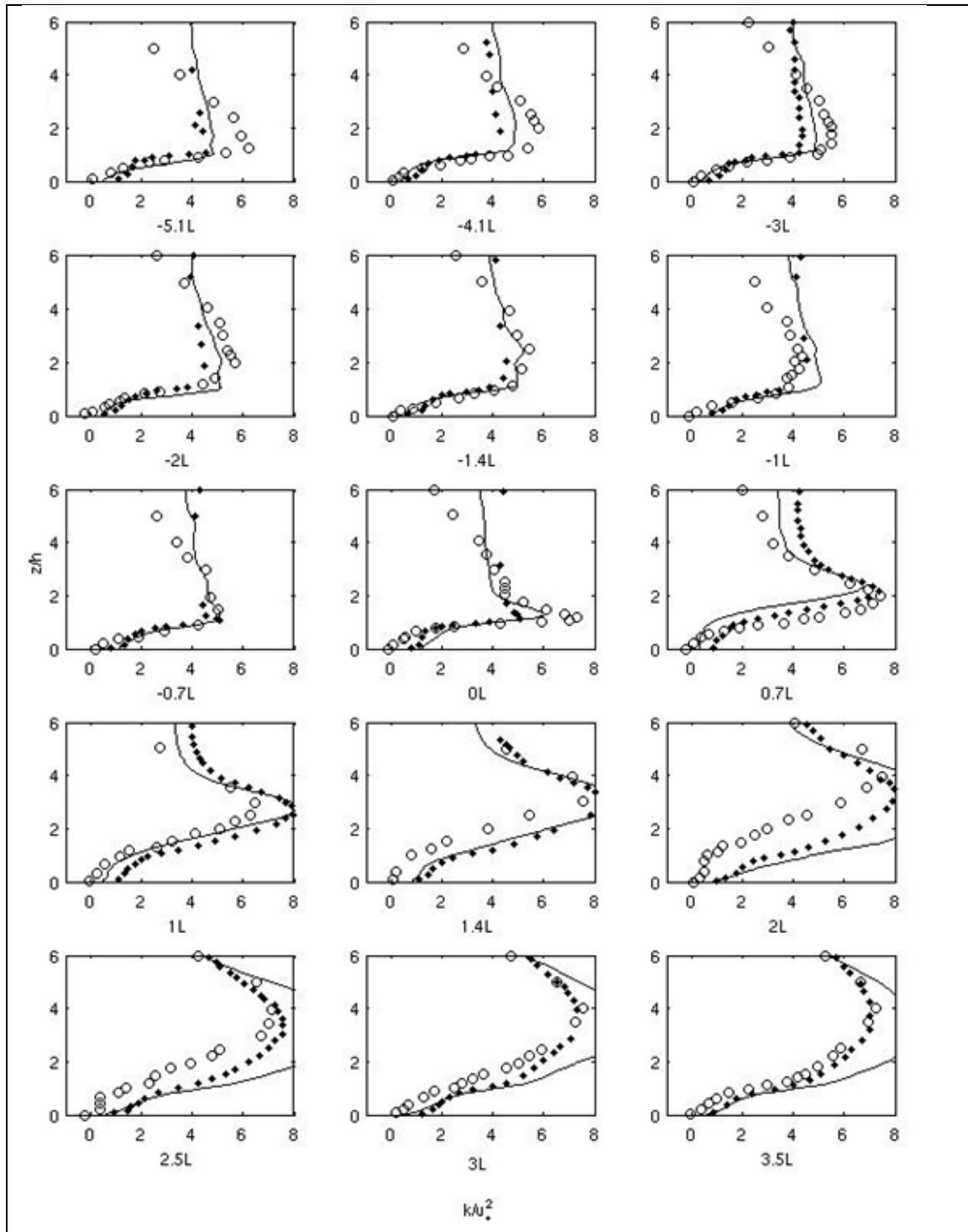


Figure 5.18 : Profils de l'énergie cinétique turbulente normalisée par la vitesse de friction au sommet de la forêt calculés par le modèle hybride (trait continu) comparés aux observations (cercles) et aux résultats du modèle LES (points) de Dupont et al. (2008)

5.3.3 Conclusion sur la simulation de la CLA sur colline forestière

À l'intérieur de la forêt, les profils de vitesse déterminés par le modèle $k-\varepsilon$ de type RANS utilisé dans tout le domaine de calcul correspondent à ceux obtenus par le modèle de type LES également utilisé dans tout le domaine de calcul. La turbulence est surestimée par le modèle de type RANS au-dessus de la forêt par rapport aux observations. Cette surestimation également observée en terrain plat avec couverture forestière s'explique essentiellement par l'utilisation de l'hypothèse d'isotropie pour la viscosité turbulente par le modèle $k-\varepsilon$ de type RANS, alors que l'écoulement est fortement turbulent et anisotrope.

Le modèle hybride prévoit avec moins d'hypothèses simplificatrices que le modèle $k-\varepsilon$ de type RANS utilisé dans tout le domaine de calcul la vitesse et les caractéristiques de la turbulence. Loin de la paroi, la vitesse est sous-estimée. Les caractéristiques de la turbulence sont légèrement différentes des observations. Diverses sources d'erreur sont relevées, comme l'utilisation d'un schéma de discrétisation de premier ordre, l'insuffisance de la résolution de maillage et l'utilisation d'un gradient de pression au sommet du domaine alors qu'il est nul à cet endroit. De plus, les mesures risquent de ne pas être très précises à cause du comportement intermittent en aval de la colline.

5.4 Conclusion

Les simulations sur la colline de la CLA neutre montrent que le modèle $k-\varepsilon$ de type RANS utilisé dans tout le domaine de calcul prévoit adéquatement la vitesse, mais n'arrive pas à prédire la zone de recirculation et l'énergie cinétique turbulente d'une façon précise.

Le modèle hybride démontre une amélioration au niveau de la précision des résultats, en particulier pour les profils de vitesse, par rapport au modèle $k-\varepsilon$ de type RANS utilisé dans tout le domaine de calcul. Toutefois, la turbulence est légèrement surestimée par rapport aux mesures. Contrairement au modèle de type LES dans tout le domaine de calcul de Diebold et al. (2013) et Dupont et al. (2009) sur collines, le modèle hybride ne nécessite pas l'utilisation d'un maillage très fin proche de la paroi pour représenter l'écoulement à la surface.

Le modèle hybride offre la possibilité d'améliorer par rapport au modèle $k-\epsilon$ utilisé dans tout le domaine de calcul la précision des résultats en augmentant le nombre de cellules tout en gardant un temps de calcul acceptable par rapport aux modèles LES.

Lorsque le maillage est fin, la région LES du modèle hybride devient plus proche de la paroi, la région RANS diminue. Avec ce type de maillage, le modèle hybride donne de meilleurs résultats qu'avec un maillage comportant une plus grande région RANS. La zone de recirculation se situe alors dans la région LES, ce qui améliore la prévision des structures turbulentes.

Le modèle hybride diminue le temps de calcul par rapport aux modèles de type LES utilisés dans tout le domaine de calcul parce qu'il utilise le modèle RANS proche de la paroi. Il utilise donc l'hypothèse d'isotropie de la viscosité turbulente seulement proche de la paroi et tient compte de la nature anisotrope de la turbulence loin de la paroi. Enfin, il est important de rappeler que le modèle hybride utilise un modèle de sous maille à deux équations.

La comparaison entre le modèle hybride RANS/LES, LES et les mesures expérimentales « Furry Hill » d'un écoulement turbulent sur une colline forestière a fait l'objet d'un article soumis dans le journal « Wind Energy » présenté à l'annexe II.

CONCLUSION

L'objectif de cette thèse était d'implémenter un modèle de prévision de l'écoulement de la CLA neutre en terrain avec orographie et couvert forestier sous OpenFOAM. Plusieurs modèles sont disponibles dans la littérature. Le modèle hybride $k-\varepsilon$ /LES est intégré sous OpenFOAM parce qu'il donne une meilleure prévision de la CLA que les modèles de type RANS utilisés dans tout le domaine de calcul, en utilisant des ressources informatiques plus faibles que le modèle de type LES utilisé dans tout le domaine de calcul. Le modèle hybride combine les avantages de ces deux familles de modèles.

Un modèle de simulation de la couche limite atmosphérique neutre sur couvert forestier, basé sur la combinaison du modèle $k-\varepsilon$ de type RANS proche de la paroi et d'un modèle de type LES loin de la surface, a été implémenté sous la version 2.2.2 de OpenFOAM. En terrain avec orographie, le modèle $k-\varepsilon$ de type RANS est utilisé proche de la surface (proche de la paroi) et un modèle de type LES est exploité, loin de la paroi, car il est capable de mieux reproduire les phénomènes instationnaires de séparation et de recirculation. Le modèle hybride proposé dans le cadre de ce travail représente donc mieux l'écoulement turbulent que le modèle $k-\varepsilon$ de type RANS utilisé dans tout le domaine de calcul.

Dans un premier temps, le modèle $k-\varepsilon$ de type RANS utilisé dans tout le domaine de calcul et le modèle hybride ont été testés et validés à l'aide de simulations de la CLA neutre sur terrain plat, rugueux et homogène horizontalement. Par la suite, ces deux modèles ont été utilisés pour analyser plusieurs types de forêts homogènes horizontalement. Les résultats en terrain plat rugueux de l'écoulement atmosphérique neutre montrent que le modèle hybride surestime la vitesse dans la couche de surface et plus précisément dans la zone de transition. Il a été démontré que le modèle hybride prévoit les caractéristiques de la turbulence d'une meilleure façon que le modèle $k-\varepsilon$ de type RANS utilisé dans tout le domaine de calcul.

En terrain avec orographie sans et avec couverture forestière, le modèle hybride donne de meilleurs résultats que le modèle $k-\varepsilon$ de type RANS utilisé dans tout le domaine de calcul,

parce que la zone de recirculation est calculée à l'aide d'un modèle de type LES qui est reconnu pour sa capacité à mieux reproduire les caractéristiques de la turbulence que les modèles de type RANS. En aval des collines, le modèle $k-\epsilon$ de type RANS utilisé dans tout le domaine de calcul surestime le niveau de turbulence proche de la paroi et dans la forêt. On obtient une meilleure prévision de la vitesse et de la turbulence qu'avec un modèle de type LES utilisé dans tout le domaine de calcul. Il n'est plus nécessaire de raffiner le maillage proche de la paroi pour bien représenter la sous-couche de surface, comme c'est le cas avec un modèle de type LES utilisé dans tout le domaine de calcul. Le modèle hybride représente adéquatement l'écoulement turbulent en utilisant l'hypothèse d'isotropie pour la viscosité turbulente proche de la paroi, tout en considérant que l'écoulement est anisotrope dans le reste du domaine de calcul.

La modélisation morphologique des arbres dans le domaine de calcul peut certainement améliorer les résultats à l'intérieur de la forêt (Endalewet al., 2009, 2011), mais peut aussi présenter un énorme défi au niveau de la réalisation du maillage, ce qui peut se traduire par des problèmes de diffusion numérique et d'instabilité de calcul. L'analogie utilisée dans ce travail entre un milieu poreux et la forêt est une source d'erreur parce qu'elle représente d'une façon simplifiée la couverture forestière. Les résultats en terrain plat forestier montrent qu'une bonne estimation du coefficient de traînée est essentielle pour obtenir une estimation acceptable de l'écoulement à l'intérieur de la forêt.

Le modèle hybride pour terrain avec orographie et couvert forestier proposé dans ce travail prévoit l'écoulement turbulent en terrain plat, avec orographie et couvert forestier, avec plus de précision que le modèle $k-\epsilon$ de type RANS utilisé dans tout le domaine de calcul. De plus, il ne nécessite pas d'énormes temps de calcul. Par rapport aux modèles de type RANS utilisés dans tout le domaine de calcul, il améliore donc la précision des résultats tout en maintenant un temps de calcul acceptable. Il permet donc de faire un compromis entre le temps de calcul et la précision. Contrairement aux modèles de type LES utilisés dans tout le domaine de calcul, il n'est pas nécessaire avec ce modèle hybride d'utiliser des capacités de calcul très élevé par rapport aux modèles LES.

Contributions

Plusieurs récents travaux ont été dédiés à la détermination de l'écoulement de la CLA sur plusieurs types de terrain. Le développement et l'intégration d'un modèle de simulation sur terrain avec orographie et couvert forestier sous OpenFOAM sont les principales contributions de ce travail. Le modèle hybride proposé a été adapté pour des simulations sur couvert forestier, d'après les travaux de Bechmann et al. (2007). La forêt est traitée comme un milieu poreux et les conditions aux limites proposées par Sumner et Masson (2011) ont été utilisées. Lorsque le modèle hybride est utilisé, le temps de calcul est diminué dans un contexte industriel pour modéliser adéquatement l'écoulement de la CLA en terrain plat ou avec orographie. En effet, le modèle hybride offre la possibilité de diminuer la résolution du maillage par rapport au modèle de type LES utilisé dans tout le domaine de calcul, tout en maintenant un niveau de précision acceptable pour le milieu industriel.

Recommandations

Pour reproduire plus fidèlement le comportement de la CLA sur différents types de surface, certaines améliorations sont envisageables comme :

- Considérer la stratification thermique de l'atmosphère;
- Adapter la technique de génération du maillage sous OpenFOAM en terrain complexe;
- Considérer un écoulement sur terrain hétérogène, où il y a variation horizontale de la végétation, de la topographie et de la rugosité;
- Utiliser d'autres modèles de type RANS proche de la paroi que le $k-\epsilon$ utilisé dans ce travail. Une comparaison entre les modèles nous permettrait possiblement d'améliorer la précision des résultats et d'apprécier le coût numérique de chacun des modèles de type RANS;

- Implémenter un modèle de rétrodiffusion (*backscatter model*), afin de mieux modéliser le transfert d'énergie à partir des petites structures turbulentes vers les grandes structures dans la zone de transition entre les modèles RANS et LES;
- Changer le critère de transition entre les deux modèles pour augmenter la zone RANS afin de pouvoir raffiner le maillage sans que cette région soit trop petite.

ANNEXE I

FORMULATION DES MODÈLES RANS DE TYPE $k-\varepsilon$ ET HYBRIDE

Modèle RANS de type $k-\varepsilon$

Les équations de conservation de masse et de quantité de mouvement sont les suivants :

$$\frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_j} = 0 \quad (A 5I.1)$$

et

$$U_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{U}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \bar{u}' u'_j}{\partial x_j} \quad (A 5I.2)$$

Les contraintes turbulentes s'écrivent :

$$-\bar{u}'_i \bar{u}'_j = \nu_t \left[\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right] - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (5A I.3)$$

où l'énergie cinétique turbulente par unité de masse est exprimée comme suit :

$$k = \frac{1}{2} \bar{u}'_i \bar{u}'_i \quad (5A I.4)$$

La viscosité turbulente ν_t s'écrit :

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (A I.5)$$

Les équations de transport pour k et ε sont :

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{U}_i k) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + 2\nu_t \bar{S}_{ij}^2 - \varepsilon \quad (5A \\ I.6)$$

et

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{U}_i \varepsilon) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + 2C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \nu_t \bar{S}_{ij}^2 - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (A I.7)$$

où le tenseur de déformation est donné par :

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) \quad (A I.8)$$

Les termes sources pour les équations de quantité de mouvement, de l'énergie cinétique turbulente et du taux de dissipation s'écrivent :

$$S_{U_i} = -C_d \alpha \bar{U}_i |U| \quad (A I.9)$$

et

$$S_k = C_d \alpha [\beta_p |U^3| - \beta_d k |U|] \quad (A \\ 5I.30)$$

et

$$S_\varepsilon = C_d \alpha \frac{\varepsilon}{k} [C_{\varepsilon 4} \beta_p |U^3| - C_{\varepsilon 5} \beta_d k |U|] \quad (A \\ 5I.41)$$

Les constantes du modèle modifiées sont récapitulées au tableau I.1 :

Tableau I.1 : Constantes du modèle modifié k- ε

C_μ	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	σ_k	σ_ε	$C_{\varepsilon 4}$	$C_{\varepsilon 5}$	β_p	β_d
0.03	1.44	1.92	1.0	2.12	0.78	0.78	1.0	5.03

Conditions aux limites

Au sol, la condition à la limite de Richards et Hoxey. La vitesse de friction locale au centre des cellules proche de la paroi est calculée selon l'expression suivante :

$$u_g^* = \frac{K U_p}{\ln\left(\frac{z_p}{z_0}\right)} \quad (\text{A I.52})$$

L'énergie cinétique de la turbulence par unité de masse est calculée à l'aide de l'expression suivante :

$$k_p = \frac{u_g^{*2}}{\sqrt{C_\mu}} \quad (\text{A 5I.13})$$

Le taux de dissipation de la turbulence aux centres des cellules adjacentes à la paroi est calculé à l'aide de l'équation suivante :

$$\varepsilon_p = \frac{\sqrt{C_\mu} k_p u_g^*}{K z_p} \quad (\text{A 5I.14})$$

La viscosité turbulente est la suivante :

$$\nu_{tp} = \frac{C_\mu^{\frac{1}{4}} \sqrt{k_p} K (z_p - z_0)}{\ln\left(\frac{z_p}{z_0}\right)} \quad (\text{A I.15})$$

Sur les **côtés latéraux et transversaux** (c.-à-d. à l'entrée et à la sortie), une condition périodique est imposée;

Au sommet du domaine, un cisaillement constant est imposé.

Conditions initiales

Les expressions analytiques d'une CS complètement développée sont prescrites à l'intérieur du domaine de calcul comme solution initiale.

Modèle hybride RANS/LES

Les équations filtrées de conservation de masse et de quantité de masse s'écrivent :

$$\frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_j} = 0 \quad (\text{A I.16})$$

et

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} - \delta_{ik} g + \epsilon_{ijk} f_c \bar{U}_j + \frac{\partial \tilde{\tau}_{ij}}{\partial x_j} \quad (\text{A I.17})$$

Les contraintes cinématiques turbulentes sont données par :

$$\tilde{\tau}_{ij} = 2\nu_t \bar{S}_{ij} + \frac{\delta_{ij}}{3} \tilde{\tau}_{kk} \quad (\text{A 5I.18})$$

Le filtre implicite est le suivant :

$$\Delta = \max(\Delta_x, \Delta_y, \Delta_z) \quad (\text{A I.19})$$

Le modèle de sous mailles s'écrit comme suit :

$$\frac{\partial \tilde{k}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{U}_j \tilde{k}) - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \tilde{k}}{\partial x_j} \right] = 2\nu_t \bar{S}_{ij}^2 - \frac{\tilde{k}^{3/2}}{\tilde{l}} \quad (\text{A 5I.20})$$

et

$$\frac{\partial \tilde{\varepsilon}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{U}_j \tilde{\varepsilon}) - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \tilde{\varepsilon}}{\partial x_j} \right] = 2C_{\varepsilon 1} \frac{\tilde{\varepsilon}}{\tilde{k}} \nu_t \bar{S}_{ij}^2 - C_{\varepsilon 2} \frac{\tilde{\varepsilon}^2}{\tilde{k}} \quad (\text{A I.21})$$

Le critère de transition s'exprime comme suit :

$$\tilde{l} = \min(l_{RANS}, l_{LES}) = \min(\tilde{k}^{3/2}/\tilde{\varepsilon}, C_{\Delta}\Delta) \quad (\text{A I.22})$$

Les termes sources associés à la forêt sont les suivants :

$$S_{U_i} = -C_d \alpha \bar{U}_i |U| \quad (\text{A I.23})$$

et

$$S_k = C_d \alpha [\beta_p |\bar{U}^3| - \beta_d \tilde{k} |\bar{U}|] \quad (\text{A I.24})$$

et

$$S_{\varepsilon} = C_d \alpha \frac{\tilde{\varepsilon}}{\tilde{k}} [C_{\varepsilon 4} \beta_p |\bar{U}^3| - C_{\varepsilon 5} \beta_d \tilde{k} |\bar{U}|] \quad (\text{A I.25})$$

Les constantes du modèle hybride forestier sont présentées dans le tableau I.2 :

Tableau 5I.2: Constantes du modèle hybride forestier

C_{μ}	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	σ_k	σ_{ε}	$C_{\varepsilon 4}$	$C_{\varepsilon 5}$	β_p	C_{Δ}	β_d
0.03	1.21	1.92	1.0	1.43	1.16	1.16	1.0	1.4566	5.03

Conditions aux limites

Au sol, la condition à la limite de Richards et Hoxey.

Pour un écoulement pleinement développé

Sur les **côtés latéraux et transversaux**, une condition périodique est imposée;

Au sommet, un gradient nul du taux de dissipation et de l'énergie cinétique turbulente est appliqué. La vitesse du vent prescrite correspond à la vitesse du vent géostrophique. Un gradient de pression équivalant à la vitesse du vent géostrophique entraîne l'écoulement du vent dans la CLA.

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial y} = -f_c \bar{U}^g \quad (\text{A I.26})$$

Pour un écoulement sur terrain avec orographie

À l'entrée, un écoulement turbulent de la CLA obtenus à partir d'une simulation hybride précurseur de la CLA pleinement développée sur terrain plat rugueux est imposé.

À la sortie, les conditions aux limites de Neumann sont utilisées. Les gradients normaux à la surface de sortie de la vitesse, de l'énergie cinétique turbulente et de son taux de dissipation sont fixés à zéro.

Sur les côtés latéraux, une condition périodique est imposée.

Au sommet, un gradient de pression équivalant à la vitesse est prescrit.

ANNEXE II

HYBRID SIMULATION OF TURBULENT FLOW WITHIN AND ABOVE A HILLTOP FOREST CANOPY

Hajer Ben Younes,¹ Christian Masson,¹ Jens Madsen²

¹Département de Génie Mécanique, École de Technologie Supérieure, 1100 Notre-Dame Ouest, Montreal, Quebec, Canada H3C 1K3

²Vattenfall Research & Development, Kolding, Denmark

Abstract

Predicting atmospheric turbulent flow over complex forest orography is of significant importance for the wind energy community. Different turbulence models exist and can reproduce homogenous flows over simple orography. In this work, a hybrid turbulence model was implemented in OpenFOAM, combining $k-\epsilon$ and LES models for atmospheric flow simulations over forested terrain. The main objective of this study was to simulate the neutral atmospheric flow above homogenous forest canopy accurately using this hybrid formulation on both flat terrain and a two-dimensional hill. A description of the model is first presented. Numerical results are then compared to wind tunnel measurements. The behaviour of the hybrid model used is then analyzed in detail for turbulent flow within and above a homogenous forest canopy over flat terrain; it is, validated through comparisons with wind tunnel experimental data. The model can accurately reproduce fully developed wind flow; its main computed features agree well with observations. Turbulent flow was also investigated over an isolated two-dimensional hill that is covered in homogenous forest. Predicted turbulent flow characteristics agreed well with wind tunnel observations.

Keywords: Wind energy, atmospheric turbulent flow, forest cover, complex terrain, canopy, forest canopy

1. Introduction

A current trend in the wind industry is to install wind farms on complex terrain where orography and forest have an impact on the behaviour of turbulent atmospheric flow. Obviously, wind turbines should be installed at sites where wind is strong and turbulence is weak. It is therefore important to be able to provide an accurate estimate of wind potential over complex terrain. In this study, we focus on the determination of wind characteristics over a forested hill.

Currently, linear models formulated in software packages such as Wasp [1] or MsMicro [2] are used to investigate atmospheric flow over terrain, mainly because these models are rapid; on the other hand, they are not adapted for complex orography, because they cannot predict recirculation and separation zones. Another way to predict such turbulent flows is to use CFD models; such an approach should be precise, and makes it possible to take some significant physical phenomena into account. While the numerical simulation of atmospheric flows using CFD models is expected to be more accurate, it requires higher computing costs than do simpler, linear models.

A popular approach to simulating atmospheric flows is based on the Reynolds Average Navier-Stokes (RANS) model. This approach uses a statistical technique to model all turbulent eddy scales. In the literature, many studies focus on the numerical determination of turbulent flows over flat terrain covered by horizontally homogenous forest canopies and across forest edges using the zero-equation model [3]; the one-equation model [4-6] or the two-equation model [7-12]. A more sophisticated approach utilizes large-eddy simulation (LES). While LES is a useful tool for investigating the characteristics of turbulent flows, it has been limited to low Reynolds number flows, since it requires a high number of grid points in order to resolve near-wall turbulent structures, particularly as the Reynolds number increases. The LES approach resolves larger eddies and uses a subgrid-scale model to represent smaller eddies. This method simulates unsteady large turbulent structures of the flow, but requires extensive computing time and needs proper rough-wall treatment. Shaw et

al. [13-26], among others, have used LES to investigate flow over homogenous forest canopies on flat terrain. Patton et al. [27-29] have used it over forested hills.

Many studies have examined turbulent atmospheric flow behaviour within and above forest canopies. Raupach et al. [30-33] present a consistent view of the turbulent structure of forest canopy flows. They describe the production and dissipation mechanisms of coherent turbulent structures, their phenomenology, and their interactions with foliage. Several other studies (such as Conan et al. [34-36]) have focused on experimental laboratory investigations of fully developed atmospheric flows above horizontally homogenous forest canopies. Finnigan and Brunet [37] have provided detailed experimental wind tunnel datasets over a two-dimensional forested hill. Their experiment is known as the "Furry Hill" experiment.

Over complex terrain, turbulence is typically high. Predicting neutral atmospheric turbulent flow over complex terrain presents many challenges related to computational costs, appropriate wall treatments, and turbulence modeling. There is a pressing need for an accurate and reliable turbulence model for complex forested terrain.

Many problems are associated with predicting atmospheric boundary layers in forested sites; they relate to representation of the vegetation; impact of roughness length; the complex behaviour of the flow when the orography changes; and prediction of recirculation and separation zones. The main motivation for studying turbulent flow within and above a forest canopy is to understand the impact of vegetation on turbulence and wind velocity. Comprehending these mechanisms is crucial for wind turbine siting.

Real atmospheric turbulent flows feature high Reynolds numbers and a wide range of scales. To simulate such flows using LES, a large number of cells and small-time steps are required in order to capture the smallest and fastest turbulent structures. Therefore, in order to reduce the computing requirements associated with LES, a hybrid RANS/LES model was adopted for this work. The hybrid model we used is similar in spirit to the hybrid model presented and developed by Bechmann et al. [38] for neutral atmospheric flows with no forest cover. The

idea of the hybrid method consists in using the RANS model near the wall, and LES far from it.

In order to simulate atmospheric flow within vegetation canopies, a hybrid model using the $k-\epsilon$ model near the wall and the LES model away from it was developed and implemented in OpenFOAM. In this work, the proposed hybrid model is described. Then the use of the hybrid method as a tool for simulating turbulent flows within forest canopies is presented, and the results discussed in detail.

Many advantages were obtained by using the hybrid method: relatively low computing costs; reliable rough wall treatment; and proper representation of flows using a minimum of simplifying assumptions in the LES region. Most published studies use LES to investigate atmospheric turbulent flows [13-29], require a refinement of mesh near the ground.

2. Model description

In this work, the turbulent flow of interest was modeled using a minimum of simplifying assumptions. This formulation was expected to yield instantaneous, and precise information about atmospheric turbulent flow. Under neutral stability conditions, turbulent flow structures are described at all time and length scales using the Navier-Stokes equations. Air was considered Newtonian and incompressible.

In this study, Navier-Stokes equations were resolved using the hybrid model developed by Bechmann et al. [38] for simulating of atmospheric flow over complex terrain here adapted for investigating the structure of turbulence within and over forest canopies. Like Bechmann et al. [38], we used a spatial filter to separate turbulent flow properties into resolved and unresolved parts. This decomposition was interpreted as time-averaged and fluctuating components, respectively, when the RANS model was applied; unresolved or fluctuating parts were denoted by tilde ($\tilde{\cdot}$). Further details on filtered mass equations, momentum

equations, filter width, length-scale switch, and model constants are presented in Bechmann et al. [38].

2.1 The canopy model

An analogy between forest and porous media was used to take into account aerodynamic losses due to foliage. The aerodynamic force exerted by the canopy is due to inertial pressure and viscous forces. Utilizing the approach taken by Shaw and Schumann [13], canopy impact was considered by adding a drag force to the momentum equation. The source term representing the momentum absorbed by the forest was:

$$S_{U_i} = -C_d \alpha \rho |U| U_i \quad (1)$$

Here α was the leaf area density (m^{-1}); C_d was the canopy drag coefficient; ρ the air density (kg/m^3), $|U|$ the local resolved or time-averaged velocity magnitude (m/s); and U_i the local resolved or time-averaged velocity component (m/s). The index i refers to streamwise, spanwise and vertical resolved velocity components ($i=1, 2$ and 3) respectively. The impact of the canopy on turbulence was taken into account by adding the following additional terms into the transport equations of k and ε .

$$S_k = C_d \alpha \rho [\beta_p |U|^3 - \beta_d k |U|] \quad (2)$$

$$S_\varepsilon = C_d \alpha \rho \frac{\varepsilon}{k} [C_{\varepsilon 4} \beta_p |U|^3 - C_{\varepsilon 5} \beta_d k |U|] \quad (3)$$

The proposed hybrid model was calibrated using an approach described by Katul et al. [6]; Table 1 shows the empirical constants obtained and used in this study.

2.2. Near-wall treatment

Boundary conditions typically used for RANS models were implemented for proper treatment of the region near the ground. More specifically, shear stress was imposed, to take the impact of ground roughness into account. Boundary conditions proposed by Sumner et al.

[39] were used. Shear stress was imposed in OpenFOAM by modifying the turbulent viscosity at the wall using the following expression:

$$v_{tp} = \frac{C_{\mu}^{\frac{1}{4}} \sqrt{k_p} K(z_p - z_0)}{\ln(\frac{z_p}{z_0})} \quad (4)$$

where k_p is the turbulent kinetic energy at the first cell center P adjacent to the ground. It is calculated with the following equation:

$$k_p = \frac{u_g^{*2}}{\sqrt{C_u}} \quad (5)$$

The local friction velocity at the cell center u_g^* near the ground at distance z_p was evaluated as:

$$u_g^* = \frac{K U_p}{\ln(\frac{z_p}{z_0})} \quad (6)$$

To obtain the expression below, the production and the dissipation of turbulent kinetic energy were assumed to be in equilibrium near the wall. The value of the dissipation is then prescribed as:

$$\varepsilon_p = \frac{\sqrt{C_{\mu}} k_p u_g^*}{K z_p} \quad (7)$$

Here, κ is the von Kármán constant and z_0 is the aerodynamic roughness length (m).

2.3. Numerical method

OpenFOAM was used to solve the governing system of equations for unsteady atmospheric flow. The *Pressure-Implicit with Splitting of Operators* (PISO) algorithm was used to resolve

the linearized algebraic equation system coupled in pressure and velocity with two outer correction loops for pressure. The geometric algebraic multi-grid method (GAMG) with (Gauss-Seidel) smoother was used to solve the linearized pressure equations. The momentum, turbulent kinetic energy and dissipation rate linearized discretized equations were solved using the preconditioned biconjugate gradient solver method (PBiCG) and the diagonal incomplete LU (DILU) preconditioner. To ensure simulation stability, the Courant-Friedrichs-Lowy (CFL) number was limited to values less than 1. The choice of discretization schemes was crucial for accuracy. The localBlended scheme, combining "upwind" and "linear" schemes, was used to discretize the convective term. The first order "upwind" scheme took flow direction into account and was unconditionally stable in the RANS region. It was coupled with the central "Gauss linear" scheme in the LES region. The "Gauss linear corrected" scheme discretized diffusive terms. The standard central differencing "Gauss linear" scheme calculated contributions by pressure gradients and took into account the impact of mesh non-orthogonality.

3. Results

A numerical simulation of atmospheric flow over a forested hill presents many challenges. It is important to begin by verifying that the proposed model can reproduce turbulent flow above and within a homogenous forest on flat terrain. This validation is shown in Section 3.1. Simulations over a forested hill are shown in Section 3.2.

3.1. Turbulent flow over flat terrain with horizontally homogenous forest

In order to validate the proposed model, fully developed neutral atmospheric flow within and over a horizontally homogenous forest canopy on flat terrain was first reproduced. The case selected for this was similar to experiments done by Conan et al. [34], as measured in the Orléans wind tunnel over an artificial forest. As discussed by Conan et al. [34], these experimental results are coherent with observations made by Brunet et al. [36] and Perret et al. [40], but they differ slightly from the numerical LES results obtained by Finnigan et al. [35].

In the case simulated, forest height h is 20m; forest canopy drag C_d is 0.585; the non-uniform leaf area density distribution used by Conan et al. [34] was taken into account. The computational domain dimensions were 768m \times 768m \times 240m, discretized uniformly using a cell size of 4m 3 . Roughness length was 0.05m. Velocity at the top of the computational domain was 4m.s $^{-1}$. On the spanwise and streamwise boundaries, periodic conditions were assumed. Using this grid, the transition between $k-\epsilon$ RANS and the LES model occurred at 6m above ground: this was within the forest. Simulations were run for approximately 30 longitudinal flow-through times; the last eight flow-through times for the simulation results were used to calculate time- and space-averaged quantities.

Figure 1 shows numerical results for normalized velocity, standard deviation and shear stress, compared with measured quantities (shown as open circles) and Finnigan et al. [35]’s LES results (shown as dots). The numerical results show the proposed model’s ability to reproduce all flow features accurately: the results from the hybrid model agree well with observations taken above the forest canopy. Compared to the LES results obtained by Finnigan et al. [35], the results of the hybrid model provide a better match with the measurements.

In 1981, Raupach and Thom [30] explained that flow within a forest is due to large coherent structures. They described these structures and their mechanisms. Canopy shear layer is characterized by the presence of large coherent structures which are responsible for the exchange of momentum, mass and heat between the forest and the atmosphere.

As shown in Figure 1 inside the forest canopy, wind flow decelerates within the forest canopy and turbulence decreases due to the presence of the large coherent structures generated by the forest; these scales increase the dissipation rate. Normalized velocity, standard deviation and shear stress decrease with depth. The results predicted by the hybrid model are smaller than those simulated by Finnigan et al. [35]’s LES model; this is explained by the use of different values of C_d and leaf area index (LAI). Atmospheric flow behaviour

above and within a forest depends upon the vegetation's structure, distribution and leaf-area density.

At the top of the forest canopy, the wind velocity profile is characterized by an inflection point and a strong shear, mainly associated with vertical advection coming from the forest. The forest canopy top acts as the equivalent of ground roughness for the flow above it.

Above the forest, an exchange region between vegetation and atmosphere is observed. Wind accelerates, and a characteristic inflection point occurs in the velocity profile. Far above the forest, the wind velocity profile is logarithmic and the shear stress is constant.

The difference between the results obtained using LES (Finnigan et al. [35]), the hybrid numerical results, and measurements away from the wall is explained by outer-boundary conditions. Finnigan et al. [35] used an imposed pressure gradient to drive the flow in LES. In this study flow is driven by a corrected pressure gradient equivalent to the velocity in the hybrid simulation, while the pressure gradient in the wind tunnel flow was zero. These differences were also seen in the shear stress profiles. The velocity profile predicted by the proposed hybrid model agrees well with the observations made by Conan et al. [34].

The LES and hybrid model shear stress profiles display slopes matching the imposed pressure gradients, while the wind tunnel experiment data show that shear stress is constant between the top of the canopy and $z/h=4$. While hybrid model shear stress tends toward zero at the top of the domain. Hybrid streamwise standard deviation and shear stress are slightly higher than are the wind tunnel measurements.

3.2. Simulation of atmospheric flow within and above a hilltop forest canopy

In this section, atmospheric turbulent flow over a two-dimensional hill covered by homogenous forest is examined. The experimental wind tunnel test case over a forested hill (the "Furry Hill" experiment conducted by Finnigan and Brunet [37]), was reproduced

numerically using the proposed hybrid model. Geometry, forest and flow parameters were chosen to be the same as those used by Dupont et al. [29] in their LES.

The domain sizes were $1680\text{m} \times 400\text{m} \times 200\text{m}$. Roughness length was 1m and velocity at the top of the computational domain was 12m.s^{-1} . The computational domain chosen was large enough to contain the biggest eddies generated by the hill and allowed us to obtain turbulent structures comparable to those observed in the wind tunnel.

The mesh used had to be fine enough to represent coherent structures diffused by the forest at its top. The domain was decomposed using 2284800 hexahedral cells, distributed non-uniformly in the vertical direction. The resulting mesh cell size near the wall was $5\text{m} \times 5\text{m} \times 0.92\text{m}$. Transition between RANS and LES was approximately 6m . While this was the same height as in the homogeneous case on flat terrain presented in Section 3.1, the forest height h in the current case was only 10m , not 20m as had been the case for homogeneous turbulent flow over flat terrain.

In the streamwise direction, the computational domain was long enough to use periodic boundary conditions at both inlet and outlet. The same type of condition was also used on lateral boundaries. At the domain top, a corrected pressure gradient drove the flow to ensure that velocity was equal to 12 m/s . Simulations were run 71 longitudinal flow-through-times; the last five flow-through-times for the simulation results were used to calculate time-averaged quantities.

The results of the hybrid model simulation compared to the "Furry Hill" observations (shown as open circles) and the LES results from Dupont et al. [29] (shown as dots) are presented in Figure 2. Flow across the forested hill is influenced by shear and pressure gradients; therefore, flow is distorted and specific turbulent eddies are generated.

Upstream from the hill, particularly before $-3L$ (L is the hill width), turbulent flow shows the same characteristics as wind over flat terrain with a homogenous forest canopy. Velocity is

much lower inside the forest than above it. At the top of the forest canopy there is an inflection point. Due to the presence of coherent structures inside the forest canopy, all the flow properties decrease rapidly as the vertical position approaches the ground. The flow properties predicted by the hybrid model agree with the LES results obtained by Dupont et al. [29]. Velocity is underestimated for heights above $2h$. The vertical variance $w'w'$ profile is underestimated by the proposed hybrid model: it increases with height, while measured profiles indicate a maximum of approximately $z=1.5h$. This difference between the numerical results and experimental measurements was also observed by Dupont et al. [29]. We may conclude that a typical atmospheric profile of $w'w'$ over homogenous forest ought to look more like a simulated profile than the current profile as observed by Finnigan and Brunet [37]. With the exception of $w'w'$, the hybrid model's results match the observations up until a height of $3h$. Above this height, and as mentioned above, the difference between observations and simulated results is produced using a pressure gradient at the top of the computational domain, although it remains zero in the wind tunnel.

From $-3L$ to the top of the hill, wind accelerates: this agrees, with the Jackson and Hunt's 1975 theory [41]. For this hill height, flow does not decelerate upstream, a phenomenon which may occur for steeper hills and under certain conditions of thermal stability. Recirculation and separation regions may appear if the hill is steep enough or the vegetation is sufficiently dense (Kaimal and Finnigan [42]). Close to the surface the flow accelerates within and just over the top of the canopy. Between $-1.4 L$ and $-L$, the inflection point disappears in the measurements at the forest canopy's top when approaching the top of the hill, but it remains visible in the simulated profiles. At $-0.7L$, the inflection point reappears in the measured wind velocity profile. Kinetic turbulent energy reaches its maximum at the forest canopy top at this location because shear is increasing. Despite slight differences between the hybrid model and observed velocity and $w'w'$ profiles, simulated turbulent kinetic energy, variance $u'u'$ and friction shear stress show good overall agreement with measurements in this region.

At the top of the hill, wind speed over the forest canopy is accelerated. Flow is characterized by strong turbulent transfer from the forest canopy, which is responsible for flow perturbations and large variance and shear stress values. Turbulent kinetic energy and velocity are at a maximum at this location. Velocity in the forest is decelerated in the hilltop region. A strong inflection point is also observed at the forest canopy top. The velocity then increases above the forest canopy, indicating that in the lower part of the forest canopy, there is minimal interaction between the turbulent structures and the atmosphere. Compared to the observations, the hybrid model underestimates velocity, and slightly overestimates shear stress and streamwise variance $u'u'$ above $z=4h$.

Downstream from the forested hill, there is a recirculation zone. This separation zone starts just downstream of the hill top and reattaches a short distance downstream of the hill. This region, observed experimentally, was also predicted by the LES results obtained by Dupont et al. [29]. In this region, the flow is unsteady and highly anisotropic. Wind speed decelerates within and above the forest canopy; a wake region is predicted behind the hill starting at the hill and forest canopy top. For further details on this wake region see Dupont et al. [29].

There is a strong shear layer in the upper part of the wake region; flow is highly turbulent. Wind velocity and vertical velocity gradients within the canopy are lower than those observed on the upwind side of the hill: both tend toward zero. The inflection point disappears at the forest canopy top; it reappears at $3.5L$. Above the forest canopy, turbulent kinetic energy, shear stress and $u'u'$ streamwise variance increase with height to reach their maximum values at approximately $z = 4h$. At this height, the velocity profile is clearly inflected. Downstream of the hill, wind speed profiles within the forest canopy predicted by the hybrid model correspond to the observations. The variance $w'w'$ is minimal within the canopy; it increases above the canopy, reaching a maximum in the recirculation region.

In the wake region of the hill, the hybrid model overestimates shear stress and turbulent kinetic energy. This disagreement is also common with LES over hills, (Dupont et al. [29], Allen et al. [43], and Ross et al. [44]). Therefore, it is difficult to pinpoint the origin of these

differences in the wake region using the proposed hybrid model. In the hybrid simulations presented here, differences may be attributed to discretization schemes or to insufficient grid resolution behind the top of the hill, where turbulent structures are very small. Furthermore, observations may lack accuracy due to the transient behaviour of flow in the recirculation zone.

4. Conclusion

This study's main objective was to evaluate a hybrid model for two-dimensional flow over a forested hill. Neutral atmospheric flow was investigated above and within a homogenous canopy on a two-dimensional hill, using a hybrid model. The hybrid model used by Bechmann et al. [38] was modified by adding source terms for the forest and by adapting the model's constants for simulations with forest cover.

First, in order to validate the proposed hybrid model, turbulent flow was simulated above homogenous forest over flat terrain. Results show that the hybrid model yielded a precise simulation of typical turbulent flow behaviour over homogenous forest canopies.

The "Furry Hill" observations showed behaviour typical of turbulent flow over forested hill. For upstream positions lower than $-3L$, the impact of the hill on the flow was not observed. Flow characteristics were similar to those on flat terrain with a homogenous forest canopy. On the lee side of the hill, the atmospheric flow above the forest was accelerated; at maximum was observed at the hilltop. Downwind from the hill, recirculation and wake regions were observed; these were characterized by strong turbulence and shear stress. As for the hybrid model proposed here, it reproduces the measured velocity profiles accurately. There are slight differences between the observations and turbulent features predicted by the hybrid model in the recirculation region. These discrepancies, also observed in LES, may be due to the discretization scheme, grid resolution, or the expected unsteady behaviour of observations in intermittent recirculation flow.

The hybrid model proposed here presents many advantages over LES. These are mainly related to the possibility of using RANS boundary conditions. In complex topography, the proposed hybrid model reproduces instantaneous turbulent flow using a minimum of simplifying assumptions, while maintaining reasonable computing costs. Furthermore, by using a RANS model near the wall, computing time is significantly reduced, since it allows for the use of a coarser mesh than the one required by LES.

References

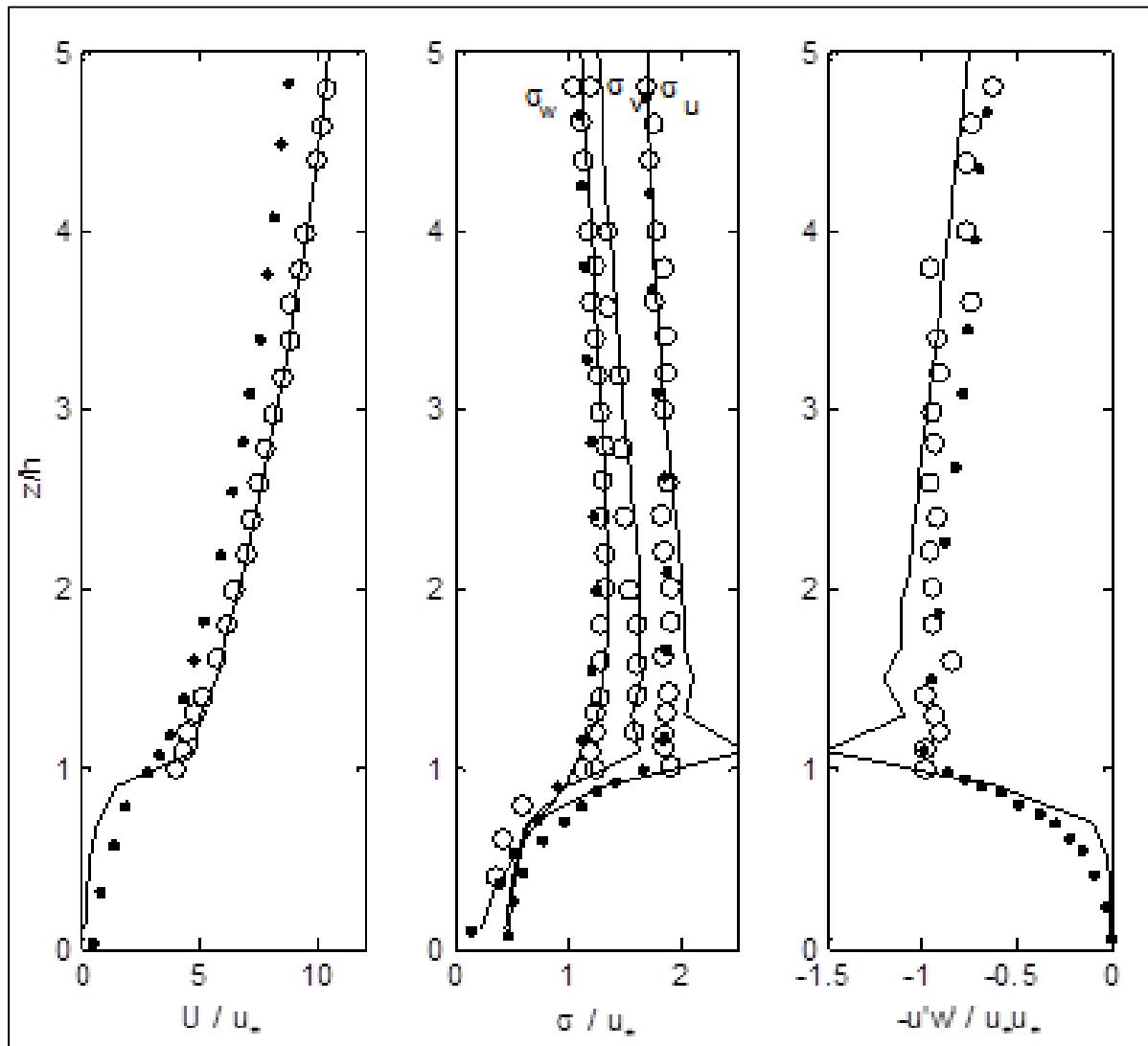
1. Troen, I. and E.L. Petersen. European Wind Atlas. Risø National Laboratory, Roskilde. ISBN 87-550-1482-8. 656, 1989.
2. Taylor, P.A., Walmsley, J.L., Salmon, J.R. A simple model of neutrally stratified boundary-layer flow over real terrain incorporating wavenumber-dependent scaling. *Boundary-Layer Meteorol.* 26: 169-189, 1983.
3. Zhenjia Li, J. D. Lin, D. R. Miller. Air flow over and through a forest edge: a steady-state numerical simulation. *Boundary-Layer Meteorology*, 51:179–197, 1990.
4. J. D. Jean-Paul Pinard and John D. Wilson. First- and Second-Order Closure Models for Wind in a Plant Canopy. *Journal of Applied Meteorology*, 40, 1762–1768, 2001.
5. D. Poggi, , A. Porporato, L. Ridolfi, J. D. Albertson, G. G. Katul. The Effect of Vegetation Density on Canopy Sub-Layer Turbulence. *Boundary-Layer Meteorology*, 111:565–587, 2004.
6. Gabriel G. Katul, Larry, Davide Poggi, Christophe Sanz. one- and two-Equation Models for Canopy Turbulence. *Boundary-Layer Meteorology*, 113:81–109, 2004.
7. Svensson, U. and Haggkvist, K. A two-equation turbulence model for canopy flows. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 35: 201–211, 1990.
8. Kobayashi, M., Pereira, J. and Siqueira, M. Numerical study of the turbulent flow over and in a model forest on a 2d hill. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 53: 357–374, 1994.
9. Liu, J., Chen, J., Black, T., and Novak, M. E- ϵ modelling of turbulent air flow downwind of a model forest edge. *Boundary-Layer Meteorology*, 77: 21–44, 1996.
10. Liang, L., Xiaofeng, L., Borong, L., and Yingxin, Z. Improved k- ϵ two equation turbulence model for canopy flow. *Atmospheric Environment*, 40:762–770, 2006.
11. Sanz, C. A note on k- ϵ modelling of vegetation canopy air-flows. *Boundary- Layer Meteorology*, 108:191–197, 2003.
12. Dalpé, B. and C. Masson. Numerical study of fully developed turbulent flow within and above a dense forest. *Wind Energy*, 11: 503–515, 2008.
13. Shaw, R.H. and Schumann, U. Large-eddy simulation of turbulent flow above and within a forest. *Boundary-Layer Meteorology*, 61:47–64, 1992.
14. Manabu Kanda, Mikio Hino. Organized structures in developing turbulent flow within and above a plant canopy, using a Large Eddy Simulation. *Boundary-Layer Meteorology*, 68: 237-257, 1994.

15. Shaw RH, Patton EG. Canopy element influences on resolved- and subgrid scale energy within a large eddy simulation. *Agricultural and Forest Meteorology*, 115:5–17, 2003.
16. Schlegel F, Stiller J, Bienert A, Maas H-G, Queck R, Bernhofer C. Large-eddy simulation of inhomogeneous canopy flows using high resolution terrestrial laser scanning data. *Boundary-Layer Meteorology*, 142:223–243, 2012.
17. Fabian Schlegel, Jörg Stiller, Anne Bienert ,Hans-Gerd Maas, Ronald Queck, Christian Bernhofer. Large-Eddy Simulation Study of the Effects on Flow of a Heterogeneous Forest at Sub-Tree Resolution. *Boundary-Layer Meteorology*, 154:27–56, 2015.
18. Yang, B, Michael, R R, Roger, H S, Kyaw, T P U, Andrew, P M. Large-eddy simulation of turbulent flow across a forest edge. Part I: flow statistics. *Boundary-Layer Meteorology*, 120: 377–412, 2006.
19. Clark, L. T., Stephen, J. M., Michael, N. Three-dimensional simulations and wind-tunnel experiments on airflow over isolated forest stands .*Boundary-Layer Meteorology*, 125:487–503, 2007.
20. Dwyer M.J., Patton E.G., Shaw R.H. Turbulent kinetic energy budgets from a large-eddy simulation of airflow above and within a forest canopy. *Boundary-Layer Meteorology*, 84:23–43, 1997.
21. Shen S.H., Leclerc M.Y. Modelling the turbulence structure in the canopy layer. *Agricultural and Forest Meteorology*, 87:3–25, 1997.
22. Su H.B., Shaw R.H., Paw U. K.T., Moeng C.H., Sullivan P.P. Turbulent statistics of neutrally stratified flow within and above a sparse forest from large-eddy simulation and field observations. *Boundary-Layer Meteorology*, 88:363–397, 1998.
23. Su H.B., Shaw R.H., Paw U. K.T. Two-point correlation analysis of neutrally stratified flow within and above a forest from large-eddy simulation. *Boundary-Layer Meteorology*, 94:423–460, 2000.
24. Watanabe T. Large-eddy simulation of coherent turbulence structures associated with scalar ramps over plant canopies. *Boundary-Layer Meteorology*, 112: 307–341, 2004.
25. Dupont S., Brunet Y. Influence of foliar density profile on canopy flow: A large-eddy simulation study. *Agricultural and Forest Meteorology*, 148: 976–990, 2008.
26. Cassiani M., Katul G.G., Albertson J.D. The effects of canopy leaf area index on airflow across forest edges: Large-eddy simulation and analytical results. *Boundary-Layer Meteorology*, 126: 433–460, 2008.
27. Patton EG, Sullivan PP, Ayotte K. Turbulent flow over isolated ridges: influence of vegetation. P. 6 in 17th Symposium on Boundary Layers and Turbulence. American Meteorological Society: San Diego, CA, USA, 2006.
28. Ross AN. Large-eddy simulations of flow over forested ridges. *Boundary-Layer Meteorology*, 128: 59–76, 2008.
29. Dupont S, Brunet Y, J.J.Finnigan. Large-eddy simulation of turbulent flow over a forested hill: Validation and coherent structure identification. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 134: 1911–1929, 2008.
30. Raupach M, Thom A. Turbulence in and above plant canopies. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 13: 97–129, 1981.

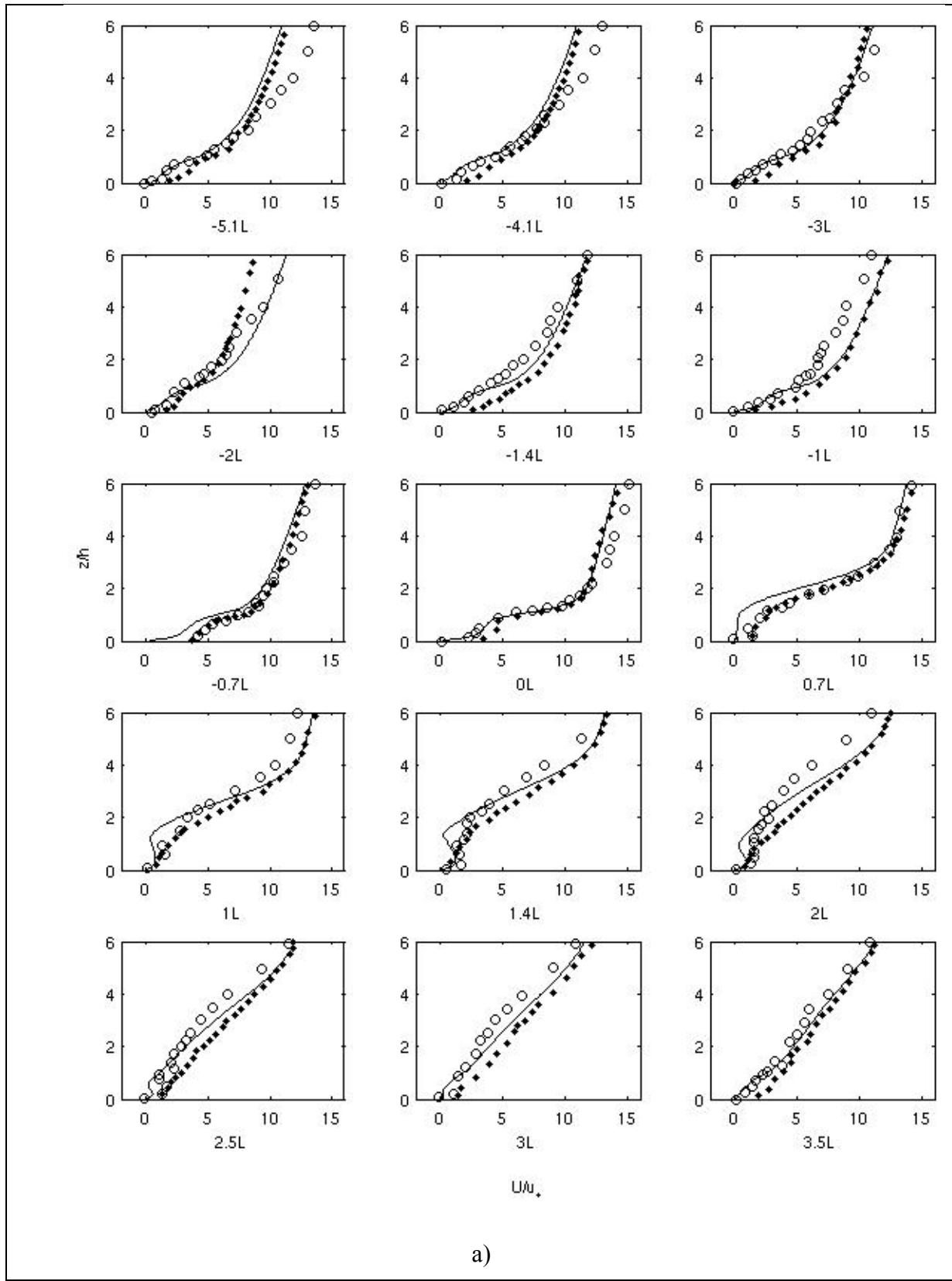
31. Finnigan JJ. Turbulence in plant canopies. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 32: 519–571, 2000.
32. Belcher S., Harman I., Finnigan J. The wind in the willows: flows in forest canopies in complex terrain. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 44:479–504, 2012.
33. Patton E., Finnigan J. *Handbook of environmental fluid dynamics*, vol 1: overview and fundamentals chap: Canopy turbulence. CRC Press, Boca Raton, 635: 311–327, 2012.
34. Conan B., Sandrine A., Bruno C., Khaled C., Jean-Pierre G. Contribution of coherent structures to momentum and concentration fluxes over a flat vegetation canopy modelled in a wind tunnel. *Atmospheric Environment*, 107: 329–341, 2015.
35. Finnigan J., Shaw R., Patton E. Turbulence structure above a vegetation canopy. *Journal Fluid Mechanics* 637:387–424, 2009.
36. Brunet Y., Finnigan J.J., Raupach M.R. A wind tunnel study of air flow in waving wheat: Single-point velocity statistics. *Boundary-Layer Meteorology*, 70: 95–132, 1994.
37. Finnigan JJ, Brunet Y. Turbulent airflow in forests on flat and hilly terrain. 3–40 in *Wind and trees*, Coutts MP, Grace J (eds). Cambridge University Press: Cambridge, UK, 1995.
38. Bechmann, A. and N. N. Sørensen. Hybrid RANS/LES method for wind flow over complex terrain. *Wind Energy*. 13: 36-50, 2010.
39. Sumner, Jonathan and Christian, Masson. $k-\epsilon$ simulations of the neutral atmospheric boundary layer: analysis and correction of discretization errors on practical grids. *Int J Numer Methods Fluids* 70:724–741,2011.
40. Perret, L., Ruiz, T. Spiv analysis of coherent structures in a vegetation canopy model flow. *Coherent Flow Structures at Earth's Surface*. 161,174, 2013.
41. Jackson P.S., Hunt J.C.R. Turbulent wind flow over a low hill. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 101: 929–956, 1975.
42. Kaimal, J.C., Finnigan, J.J. *Atmospheric boundary layer: their structure and measurement*. New-York: Oxford University Press, 1994.
43. Allen T., Brown A.R. Large-eddy simulation of turbulent separated flow over rough hills. *Boundary-Layer Meteorology*, 102:177–198, 2002.
44. Ross AN, Arnold S, Vosper SB, Mobbs SD, Dixon N, Robins AG. A comparison of wind-tunnel experiments and numerical simulations of neutral and stratified flow over a hill. *Boundary-Layer Meteorology*, 113:427–459, 2004.

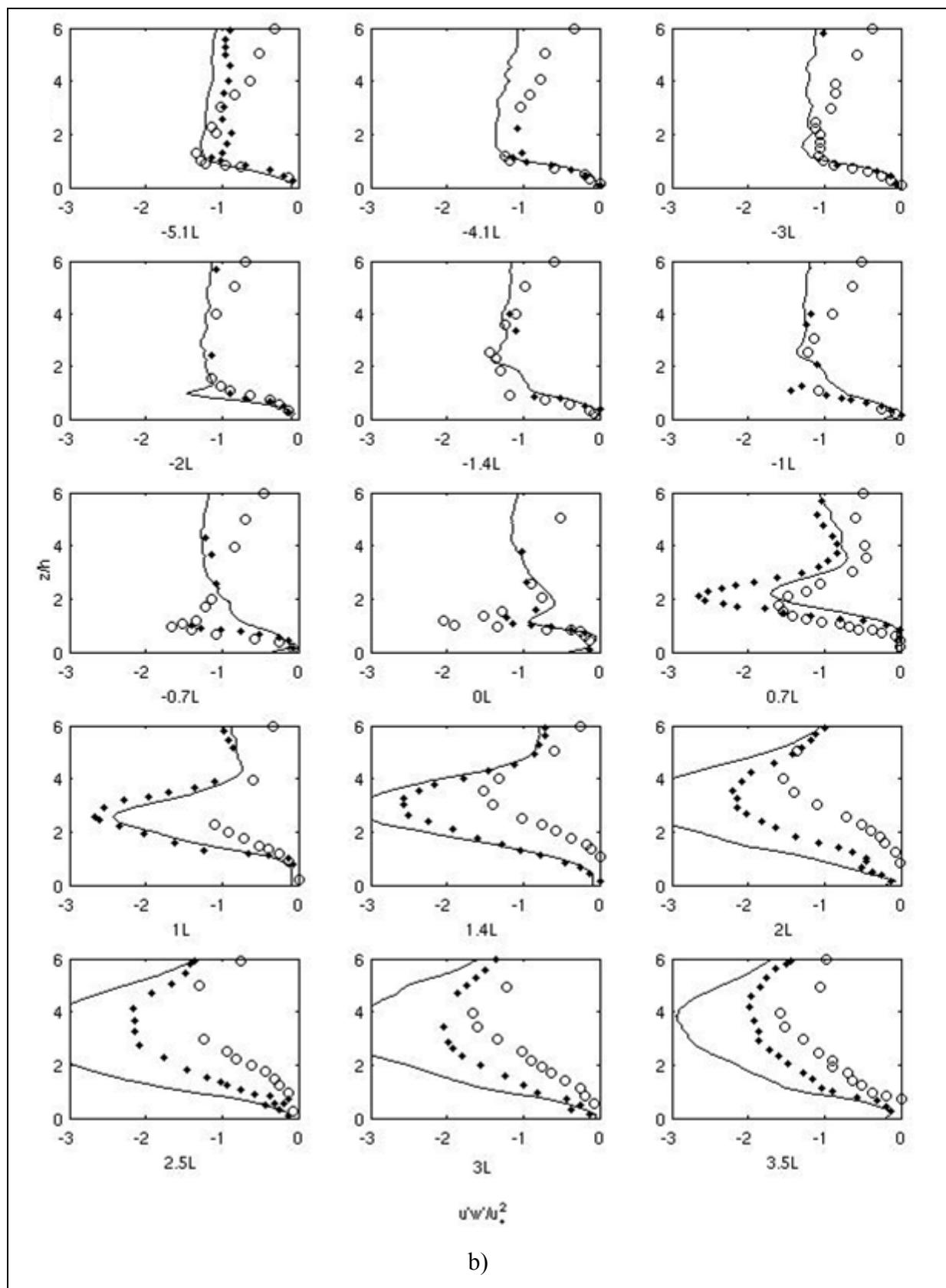
Table1: Hybrid model constants for atmospheric flow over forest

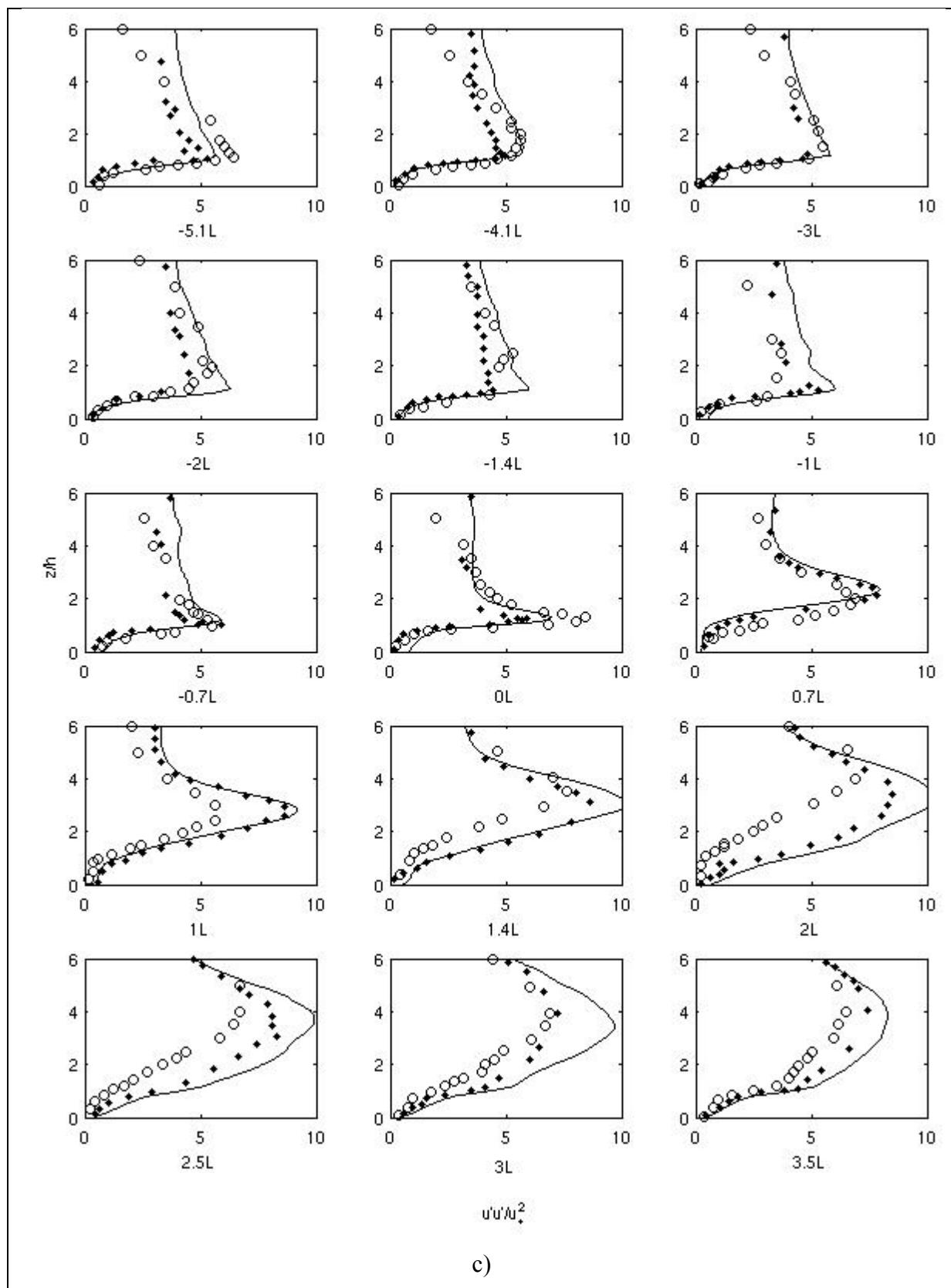
C_μ	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	σ_k	σ_ε	$C_{\varepsilon 4}$	$C_{\varepsilon 5}$	β_p	C_Δ	β_d
0.03	1.21	1.92	1.0	1.43	1.16	1.16	1.0	1.4566	5.03

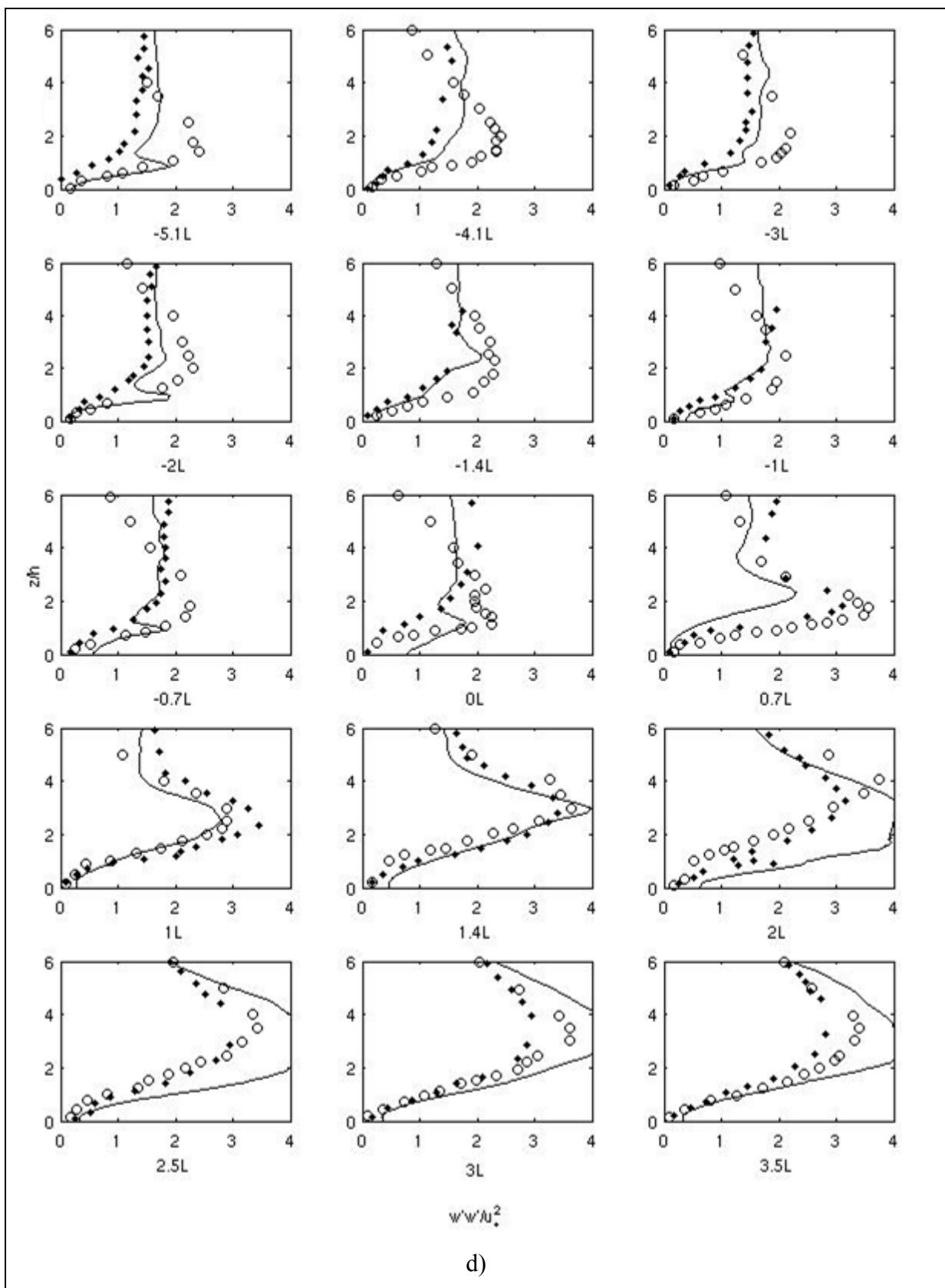


**Figure 1: Comparison of numerical results over an artificial forest, using
A hybrid model (solid line); the LES model (dots); and observations (open circles)
To show velocity, variance and shear stress**









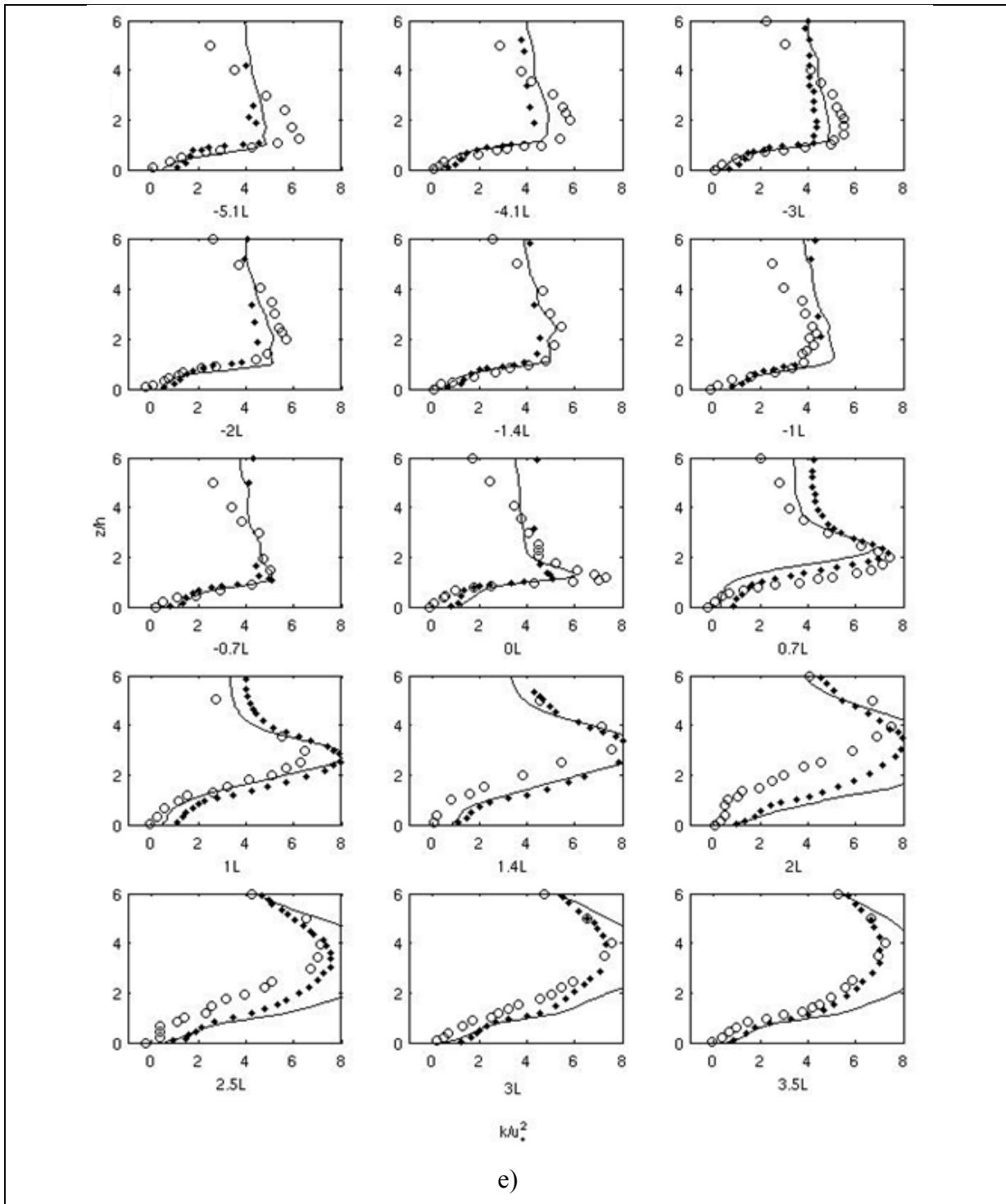


Figure 2: Comparison of numerical results over a forested hill, using a hybrid model (solid line); the LES model (dots); and observations (open circles) to show velocity a); shear stress b); variance $u'u'$ c); variance $w'w'$ d); and turbulent kinetic energy e)

RÉFÉRENCES

Abe K (2005) A hybrid LES/RANS approach using an anisotropy-resolving algebraic turbulence model. *Int. J Heat Fluid Flow* 26:204–222.

Allen, T., Brown A.R. (2002) Large-eddy simulation of turbulent separated flow over rough hills. *Boundary-Layer Meteorology*, 102:177–198.

Amiro, B. (1990). Comparison of turbulence statistics within three boreal forest canopies. *Boundary-Layer Meteorology* 51:99–121.

Andren, A., Brown, A.R., Mason, P.J., Graf, J., Schumann, U., Moeng, C.H., Nieuwstadt, F.T.M. (1994). Large-eddy simulation of a neutrally stratified boundary layer: A comparison of four computer codes. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 120:1457–1484.

Association canadienne de l'électricité www.electricity.ca

Bailey B, Stoll R. (2013). Turbulence in sparse, organized vegetative canopies: a large-eddy simulation study. *Boundary-Layer Meteorology* 147:369–400.

Balogh, M., Parente, A., Benocci, C. (2012) RANS simulation of ABL flow over complex terrains applying an Enhanced $k-\epsilon$ model and wall function formulation: Implementation and comparison for fluent and OpenFOAM. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*. 106:360–368

Bautista, M., Dufresne, L., Masson, C., (2015) Turbulence modeling of the atmospheric boundary layer over complex topography. Ph.d. thesis, University of Quebec (Canada).

Bechmann, A., Sorensen, N.N., Johansen, J., Vinther, S., Nielsen, B.S., Botha, P. (2007). Hybrid RANS/LES method for high Reynolds numbers, applied to atmospheric flow over complex terrain. *Journal of Physics: Conference Series* 75 (Copyright 2008, The Institution of Engineering and Technology): 012054-1.

Belcher, S., Finnigan, J., Harman, I. (2008). Flows through forest canopies in complex terrain. *Ecol Appl* 18(6):1436–1453.

Belcher, S., Harman, I., Finnigan, J. (2012). The wind in the willows: flows in forest canopies in complex terrain. *Annu Rev Fluid Mech* 44:479–504.

Blocken, B., Stathopoulos, T., Carmeliet, J. (2007). CFD simulation of the atmospheric boundary layer : wall function problems. *Atmospheric Environment*, 41(2): p. 238 – 252.

Bohrer, G., Wolosin, M., Brady, R., Avissar, R. (2007). A virtual canopy generator (V-CaGe) for modelling complex heterogeneous forest canopies at high resolution. *Tellus B* 59:566–576.

Bohrer, G., Katul, G., Nathan, R., Walko, R., Avissar, R. (2008). Effects of canopy heterogeneity, seed abscission and inertia on wind-driven dispersal kernels of tree seeds. *J Ecol* 96:569–580.

Bohrer, G., Katul, G., Walko, R., Avissar, R. (2009). Exploring the effects of microscale structural heterogeneity of forest canopies using large-eddy simulations. *Boundary-Layer Meteorol* 132:351–382.

Brasseur, G. James et Tie Wei. (2010). Designing large-eddy simulation of the turbulent boundary layer to capture law-of-the-wall scaling. *Physics of Fluids* 22, no 2, p. 021-303.

Brunet Y, Finnigan JJ, Raupach MR (1994) A wind tunnel study of air flow in waving wheat: single point velocity statistics. *Boundary-Layer Meteorol* 70:95–132

Brunet, Y., Irvine, M. (2000). The control of coherent eddies in vegetation canopies: streamwise structure spacing, canopy shear scale and atmospheric stability. *Boundary-Layer Meteorol* 94:139–163.

Cassiani, M., Katul, G., Albertson, J.D. (2008). The effects of canopy leaf area index on airflow across forest edges: large-eddy simulation and analytical results. *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 126, 1:pp. 433–460.

Castro, F., Palma, J.M.L.M., Silva Lopes, A. (2003) Simulation of the askervein flow. Part 1: Reynolds averaged Navier–Stokes Equations. (k- turbulence model). *Boundary-Layer Meteorol* 107:501–530

Celik, I B., U. Ghia, P J. Roache, C J. Freitas, H. Coleman, and P E. Raad. (2008) Procedure for estimation and reporting of uncertainty due to discretization in CFD applications . *Journal of Fluids Engineering*, 130 (078001), 1–4.

Chen, J.M.T., Novak, M.D., Adams, R. (1995). A wind tunnel study of turbulent air flow in forest clearcuts. In:Coutts MP, Grace J (eds) *Wind and Tress*. Cambridge University Press, pp 71–97.

Chester, S., Meneveau, C. (2007). Renormalized numerical simulation of flow over planar and non-planar fractaltrees. *Environ Fluid Mech* 7:289–301.

.Chow, Fotini Katopodes, Robert L Street, Xue Ming et Joel H Ferziger. (2005). Explicit filtering and reconstruction turbulence modeling for large-eddy simulation of neutral boundary layer flow. vol. 62, no 7, p. 2058-2077.

Churchfield, M. J., P. J. Moriarty, G. Vijayakumar, J. G. Brasseur. (2010). Wind energy-related atmospheric boundary layer large-eddy simulation using OpenFOAM. In 19th Symposium on Boundary Layers and Turbulence. (Keystone, Colorado 2010).

Clark, L.T., Stephen, J.M., Michael, N. (2007). Three-dimensional simulations and wind-tunnel experiments on airflow over isolated forest stands. *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 125, 1:pp. 487–503.

Conan, B., Sandrine, A., Bruno C., Khaled C., Jean-Pierre G. (2015) Contribution of coherent structures to momentum and concentration fluxes over a flat vegetation canopy modelled in a wind tunnel. *Atmospheric Environment*, 107: 329–341.

Dalpé, B., Masson, C. (2008) Couche de surface atmosphérique en présence d'un recouvrement forestier. M.A.Sc. thesis, University of Quebec (Canada).

Dellwik, E., Lars, L., Niels, O. J. (2006). WAsP in the Forest. *Wind Energy*, 9:211–218.

Detto, M., Katul, G., Siqueira, M., Juang, J.-Y., Stoy, P. (2008). The structure of turbulence near a tall forest edge:the backward-facing step flow analogy revisited. *Ecol Appl* 18:1420–1435.

De Villiers, E. (2006) The Potential of Large Eddy Simulation for the Modeling of Wall Bounded Flows. Ph.D. thesis, London, Imperial College of Science, Technology and Medicine, 351 p.

Diebold, M., Higgins, C., Fang, J. Bechmann, A., Parlange, M. B. (2013) Flow over Hills: A Large-Eddy Simulation of the Bolund Case. *Boundary-Layer Meteorol* 148(1):177–194

Dupont, S., Brunet, Y. (2006). Simulation of turbulent flow in an urban forested park damaged by a windstorm. *Boundary-Layer Meteorol* 120:133–161

Dupont, S., Brunet, Y., Finnigan, J.J. (2008). Large-eddy simulation of turbulent flow over a forested hill:Validation and coherent structure identification. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* 134: 1911–1929

Dupont, S., Brunet, Y. (2008a). Edge flow and canopy structure: a large-eddy simulation study. *Boundary-Layer Meteorol* 126:51–71.

Dupont, S., Brunet, Y. (2008b). Impact of forest edge shape on tree stability: a large-eddy simulation study. *Forestry* 81:299–315.

Dupont, S., Brunet, Y. (2008c). Influence of foliar density profile on canopy flow: a large-eddy simulation study. *Agric For Meteorol* 148:976–990.

Dupont, S., Bonnefond, J.-M., Irvine, M., Lamaud, E., Brunet, Y. (2011). Long-distance edge effects in a pine forest with a deep and sparse trunk space: in situ and numerical experiments. *Agric For Meteorol* 151:328–344.

Dupont, S., Brunet, Y. (2009). Coherent structures in canopy edge flow: a large-eddy simulation study. *J FluidMech* 630:93–128

Dupont, S., Irvine, M., Bonnefond, J.-M., Lamaud, E., Brunet, Y. (2012). Turbulent structures in a pine forest with a deep and sparse trunk space: stand and edge regions. *Boundary-Layer Meteorol* 143:309–336.

Edburg, S., Stock, D., Lamb, B., Patton, E. (2012). The effect of the vertical source distribution on scalar statistics within and above a forest canopy. *Boundary-Layer Meteorol* 142:365–382.

Eder, F., Serafimovich, A., Foken, T. (2013). Coherent structures at a forest edge: properties, coupling and impact of secondary circulations. *Boundary-Layer Meteorol* 148:285–308.

Endalew, A., Hertog, M., Delele, M., Baelmans, M., Ramon, H., Nicolai, B., Verboven, P. (2009). CFD modelling of turbulent airflow through plant systems using 3D canopy architecture. In: *Turbulent Heat Mass Transfer* 6, 12 pp.

Endalew, A., Debaer, C., Rutten, N., Vercammen, J., Delele, M., Ramon, H., Nicolaï, B., Verboven, P. (2011). Modelling the effect of tree foliage on sprayer airflow in orchards. *Boundary-Layer Meteorol* 138:139–162.

ESDU. Engineering sciences data item 85020 (1985). Technical Report, Engineering Sciences Data Unit, 251-259 Regent Street, London.

Fesquet, C., Dupont, S., Drobinski, P., Dubos, T., Barthlott, C. (2009). Impact of terrain heterogeneity on coherent structure properties: numerical approach. *Boundary-Layer Meteorol* 133:71–92.

Finnigan, J.J., Brunet, Y. (1995). Turbulent airflow in forests on flat and hilly terrain. Pp. 3–40 in *Wind and trees*, Coutts MP, Grace J (eds.), Cambridge University Press: Cambridge, UK.

Finnigan, J.J. (2000). Turbulence in plant canopies. *Ann. Rev. Fluid Mech.* 32: 519–571.

Finnigan, J.J., Belcher, S.E. (2004). Flow over a hill covered with a plant canopy. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* 130: 1–29.

Finnigan, J., Shaw, R., Patton, E. (2009). Turbulence structure above a vegetation canopy. *J Fluid Mech* 637:387–424.

Fitzmaurice, L., Shaw, R., Paw, U.K., Patton, E. (2004) Three-dimensional scalar microfront systems in a large-eddysimulation of vegetation canopy flow. *Boundary-Layer Meteorol* 112:107–127.

Flesch, T.K., Wilson, J.D. (1999). Wind and remnant tree sway in forest cutblocks. I. Mesasured winds in experimentalcutblocks. *Agric For Meteorol* 93:229–242.

Fontan, S., Katul, G., Poggi, D., Manes, C., Ridolfi, L. (2013). Flume experiments on turbulent flows across gaps ofpermeable and impermeable boundaries. *Boundary-Layer Meteorol* 147:21–39.

Frank, C., Ruck, B. (2008). Numerical study of the airflow over forest clearings. *Forestry* 81:259–277

Gao, W., Shaw, R.H., Paw, U.K.T. (1989). Observation of organized structures in turbulent flow within and above a forest canopy. *Boundary-Layer Meteorol*. 47: 349–377.

Gardiner, B.A. (1994) Wind and wind forces in a plantation spruce forest. *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 67, 1 - 2:pp. 161–186.

Gash, J.H.C. (1986). Observations of turbulence downwind of a forest-heath interface. *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 36, 3:pp. 227–237.

Gavrilov, K., Accary, G., Morvan, D., Lyubimov, D., Mradji, S., Bessonov, O. (2011). Numerical simulation of coherent structures over plant canopy. *Flow Turbul Combust* 86:89–111.

Global Wind Energy Council (GWEC) www.gwec.net/

Gorlé, C., VanBeeck, J., Rambaud, P., VanTendeloo, G. (2009). CFD modeling of small particle dispersion: The influence of the turbulence kinetic energy in the atmospheric boundary layer. *Atmospheric Environment* 43,673–681.

Graham, J., Meneveau, C. (2012). Modeling turbulent flow over fractal trees using renormalized numerical simulation: alternate formulations and numerical experiments. *Phys Fluids* 24:1–32.

Green, S.R. (1992) Modelling turbulence air flow in a stand of widely-spaced trees. *PHOENICS, J Comp Fluid Dyn Applic* 5:294–312.

Harman, I., Finnigan, J. (2010). Flow over hills covered by a plant canopy: extension to generalised two-dimensional topography. *Boundary-Layer Meteorol* 135:51–65.

Harman, I., Finnigan, J. (2013). Flow over a narrow ridge covered with a plant canopy: a comparison between wind-tunnel observations and linear theory. *Boundary-Layer Meteorol* 147:1–20.

Huang, J., Katul, G., Albertson, J. (2013). The role of coherent turbulent structures in explaining scalar dissimilarity within the canopy sublayer. *Environ Fluid Mech* 13:571–599

Hunt, J.C.R., Leibovich, S., Richards, K.J. (1988). Turbulent shear flow over hills. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* 114: 1435–1470.

Inanc, S., Andrew, S.A., Michael, P.K., David, E.S., Nagi, N.M. (2007). Study of near-surface models for large-eddy simulations of a neutrally stratified atmospheric boundary layer. *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 124, 1:pp. 405–424.

Irvine, M.R., Gardiner, B.A., Hill, N.K. (1997) The evolution of turbulence across a forest edge. *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 84, 3:pp. 467–496.

Ishihara, T., Hibi, K., Oikawa, S. (1999) A wind tunnel study of turbulent flow over a three-dimensional steep hill. *J Wind Eng Ind Aerodyn* 83:95–107

Issa, R.I. (1986). Solution of the implicitly discretized fluid flow equations by operator-splitting. *J. Comp. Physics*, 62:40–65.

Iwata, H., Asanuma, J., Qhtani, Y., Mizoguchi, Y., Yasuda, Y. (2009). Vertical length scale of transporting eddies for sensible heat in the unstable roughness sublayer over a forest canopy. *J Agric Meteorol* 65:1–9.

Jackson PS, Hunt JCR (1975). Turbulent wind flow over a low hill. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* 101: 929–956.

Jasak, Hrvoje. (1996). Error Analysis and Estimation for the Finite Volume Method with Applications to Fluid Flows. PhD thesis, London, Imperial College of Science, Technology and Medicine, 394 p.

Jones, W.P., Launder, B.E. (1972). The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 15, n° 2, p. 301 - 314.

Juang, J.-Y., Katul, G., Siqueira, M., Stoy, P., McCarthy, H. (2008) Investigating a hierarchy of Eulerian closure models for scalar transfer inside forested canopies. *Boundary-Layer Meteorol* 128:1–32.

Júnior, C., Sá, L., Pachêco, V., de Souza, C. (2013). Coherent structures detected in the unstable atmospheric surface layer above the Amazon forest. *J Wind Eng Ind Aerodyn* 115:1–8.

Kaimal, J., Finnigan, J. (1994). Atmospheric boundary layer: their structure and measurement. New-York: Oxford University Press.

Katul, G.G., Finnigan, J.J., Poggi, D., Leuning, R., Belcher, S.E. (2006). The influence of hilly terrain on canopy-atmosphere carbon dioxideexchange. *Boundary-Layer Meteorol.* 118: 189–216.

Katul, G.G., Mahrt, L., Poggi, D., Sanz, C. (2004). ONE- and TWO EquationModels for Canopy Turbulence. *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 113, p.81-109.

Katul, G. (1998). An investigation of higher-order closure models for a forestedcanopy. *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 89, 1:pp. 47–74.

Kobayashi, M., Pereira, J, Siqueira, M. (1994). Numerical study of the turbulent flow over and in a model forest on a 2d hill. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 53, 3:pp. 357–374.

Kochendorfer, J., Paw, U.K. (2011). Field estimates of scalar advection across a canopy edge. *Agric For Meteorol* 151:584–594

Launder, B.E., Spalding, D.B. (1974). The numerical computation of turbulent flows. *Comput. Meths. Appl. Mech. Eng.*, 3:269:289.

Lee, X. (2000). Air motion within and above forest vegetation in non-ideal conditions. *For Ecol Manag* 135:3–18.

Li, Z., Lin, J., Miller, D. (1990). Air flow over and through a forest edge: a steady-state numerical simulation. *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 51, 1-2, p.179–97.

Liang, L., Xiaofeng, L., Borong, L., and Yingxin, Z. (2006). Improved k- ε twoequation turbulence model for canopy flow. *Atmospheric Environment*, vol. 40, 4:pp.762–770.

Liu, J., Chen, J., Black, T., Novak, M. (1996). E- ε modelling of turbulent air flow downwind of a model forest edge. *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 77, 1:pp.21–44.

Lopes, A.S., Palma, J., Lopes, J.V. (2013). Improving a two-equation turbulence model for canopy flows using large-eddy simulation. *Boundary-Layer Meteorol* 149:231–257

Manwell, J., McGowan, J., Rogers, A. (2002). *Wind Energy Explained: Theory, Design and Application*. Wiley edn.

Mason, P., Thomson, D. (1992). Stochastic backscatter in large eddy simulations of boundary layers. *J fluid Mech* 242:51-78.

Mason, P.J., Brown, A.R. (1999). On Subgrid Models and Filter Operations in Large Eddy Simulation. *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 56, p. 2101-2114.

Meyers TP, Baldocchi DD (1991). The budgets of turbulent kinetic energy and reynolds stress within and above a deciduous forest. *Agric For Meteorol* 53:207–222

Monin, A. S. and A. M. Obukhov. 1954. "Basic laws of turbulent mixing in the atmospheric surface layer". *Trudy Geofiz. Inst. Acad. Sci. U.S.S.R.*, vol. 24, n_ 151, p. 163-187.

Morse, A., Gardiner, B., Marshall, B. (2002). Mechanisms controlling turbulence development across a forestedge. *Boundary-Layer Meteorol* 103:227–251.

Nieveen, J.P., El-Kilani, R.M.M., Jacobs, A.F.G. (2001). Behaviour of the static pressure around a tussock grassland forest interface. *Agric For Meteorol* 106:253–259.

Novak, M., Warland, J., Orchansky, A., Ketler, R., Green, S. (2000). Wind tunnel and field measurements of turbulent flow in forests. Part I: uniformly thinned stands. *Boundary-Layer Meteorol* 95:457–495.

Panferov, O., Sogachev, A. (2008). Influence of gap size on wind damage variables in a forest. *Agric For Meteorol* 148:1869–1881.

Panofsky, H., Dutton, J. (1984). *Atmospheric Turbulence*. John Wiley and Sons.

Parente, A., Gorlé, C., vanBeeck, J., Benocci, C. (2011). A comprehensive modelling approach for the neutral atmospheric boundary layer: consistent inflow conditions, wall function and turbulence model closure. *Boundary-Layer Meteorology* 140/3,411–428.

Patankar, S.V.(1981). *Numerical heat transfer and fluid flow*: Hemisphere Publishing Corporation.

Patton, E., Finnigan, J. (2012) *Handbook of environmental fluid dynamics*, vol 1: overview and fundamentals, chap: Canopy turbulence. CRC Press, Boca Raton, pp 311–327, 635 pp.

Patton, E., Horst, T., Sullivan, P., Lenschow, D., Oncley, S., Brown, W., Burns, S., Guenther, A., Held, A., Karl, T., Mayor, S., Rizzo, L., Spuler, S., Sun, J., Turnipseed, A., Allwine, E., Edburg, S., Lamb, B., Avissar, R., Calhoun, R., Kleiss, L.J., Massman, W, U.K., Weil, J. (2011). The canopy horizontal array turbulence study. *Bull Am Meteorol Soc* 92:593–611.

Patton, E., Katul, G. (2009) Turbulent pressure and velocity perturbations induced by gentle hills covered with sparse and dense canopies. *Boundary-Layer Meteorol* 133:189–217.

Perić, M. (1985). A Finite Volume method for the prediction of three-dimensional fluid flow in complex ducts, PhD thesis, Imperial College, University of London.

Pinard, J.D.J.P., Wilson, J.D. (2001) First- and second-order closure models for wind in a plant canopy. *Journal of Applied Meteorology*, vol. 40, 10, pp. 1762-1768.

Pinard, J. (2000). Numerical simulation of wind in plant canopies. Ph.D. thesis, University of Alberta (Canada).

Piomelli, U. (2001). Large-eddy and direct simulation of turbulent flows. In 9e conférence annuelle de la Société canadienne de CFD. (Kitchener, May 2001), p. 1-60.

Poggi, D., Porporato, A., Ridolfi, L., Albertson, J.D., Katul, G.G. (2004). The effect of vegetation density on canopy sub-layer turbulence. *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 111, 3:pp. 565–587.

Poggi, D., Katul, G.G. (2007a). The ejection–sweep cycle over bare and forested gentle hills: A laboratory experiment. *Boundary-Layer Meteorol.* 122: 493–515.

Poggi, D., Katul, G.G. (2007b). An experimental investigation of the mean momentum budget inside dense canopies on narrow gentle hilly terrain. *Agric. Forest Meteorol.* 144: 1–13.

Poggi, D., Katul, G.G. (2007c). Turbulent flows on forested hilly terrain: The recirculation region. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* 133: 1027–1039.

Poggi, D., Katul, G., Finnigan, J., Belcher, S. (2008). Analytical models for the mean flow inside dense canopies on gentle hilly terrain. *Q J R Meteorol Soc* 134:1095–1112.

Poggi, D., Katul, G., Vidakovic, B. (2011). The role of wake production on the scaling laws of scalar concentration fluctuation spectra inside dense canopies. *Boundary-Layer Meteorol* 139:83–95.

Pope, S.B. (2000). Turbulent flows. Cambridge: Cambridge University Press, 771 p.

Porté-Agel, F., Meneveau, C., Parlange, M.B. (2000). A scale-dependent dynamic model for large-eddy simulation: application to a neutral atmospheric boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 415, p. 261-284.

Raupach, M.R., Finnigan, J.J., Brunet, Y. (1996). Coherent eddies and turbulence in vegetation canopies: the mixing-layer analogy. *Boundary-Layer Meteorol* 78:351–382.

Raupach, M.R., Finnigan, J.J. (1997). The influence of topography on meteorological variables and surface–atmosphere interactions. *J. Hydrol.* 190: 182–213.

Raupach, M., Bradley, E., Ghadiri, H. (1987). A wind tunnel investigation into the aerodynamic effect of forest clearings on the nesting of Abbott's Booby on Christmas Island. Tech Rep. CSIRO Div Environ Mech, Canberra, 23 pp.

Raupach, M., Thom, A. (1981). Turbulence in and above plant canopies. *Ann. Rev. Fluid Mech.* 13: 97–129.

Raupach, M.R., Antonia, R., Rajagopalan, S. (1991). Rough-wall turbulent boundary layers. *Appl. Mech. Rev.* 44: 1–25.

Raynor, G (1971). Wind and temperature structure in a coniferous forest and a contiguous field. *For. Sci.*, vol. 17, p. 351–363.

Richards, P.J., Hoxey, R.P. (1993). Appropriate boundary conditions for computational wind engineering models using the k- turbulence model. (Netherlands 1993), p. 145 - 153.

Ross AN, Arnold S, Vosper SB, Mobbs SD, Dixon N, Robins AG. (2004). A comparison of wind-tunnel experiments and numerical simulations of neutral and stratified flow over a hill. *Boundary-Layer Meteorology*, 113:427–459.

Ross, A.N., Vosper, S.B. (2005). Neutral turbulent flow over forested hills. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* 131: 1841–1862.

Ross, A. (2011). Scalar transport over forested hills. *Boundary-Layer Meteorol* 141:179–199.

Ross, A. (2012). Boundary-layer flow within and above a forest canopy of variable density. *Q J R Meteorol Soc* 138:1259–1272.

Ross, A., Baker, T. (2013). Flow over partially forested ridges. *Boundary-Layer Meteorol* 146:375–392.

Ross, A.N. (2008). Large-eddy simulations of flow over forested ridges. *Boundary-Layer Meteorol*. 128: 59–76.

Ross, A.N., Harman, I.N. (2015). The Impact of Source Distribution on Scalar Transport over Forested Hills. *Boundary-Layer Meteorol*. 156: 211–230.

Ruck, B., Frank, C., Tischmacher, M. (2012). On the influence of windward edge structure and stand density on the flow characteristics at forest edges. *Eur J For Res* 131:177–189.

Sanz, C. (2003). A note on k-e modelling of vegetation canopy air-flows. *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 108, 1:pp. 191–197.

Schlegel, F., Stiller, J., Bienert, A., Maas, H.-G., Queck, R., Bernhofer, C. (2012). Large-eddy simulation of inhomogeneous canopy flows using high resolution terrestrial laser scanning data. *Boundary-Layer Meteorol* 142:223–243.

Schröttle, J., Dörnbrack, A. (2013). Turbulence structure in a diabatically heated forest canopy composed of fractal Pythagoras trees. *Theor Comput Fluid Dyn* 23:337–359.

Serafimovich, A., Thomas, C., Foken, T. (2011) Vertical and horizontal transport of energy and matter by coherent motions in a tall spruce canopy. *Boundary-Layer Meteorol* 140:429–451.

Shaw, R.H., Schumann, U. (1992). Large-eddy simulation of turbulent flow above and within a forest. *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 61, 1:pp. 47–64.

Shaw, R. H., Pereira, A.R., (1982). Aerodynamic roughness of a plant canopy: a numerical experiment. *Agric. Meteorol.* 26, 51–65.

Shaw, R., Patton, E. (2003). Canopy element influences on resolved- and subgrid-scale energy within a large-eddy simulation. *Agric For Meteorol* 115:5–17

Silva Lopes, A., Palma, J.M.L.M., Castro, F.A. (2007). Simulation of the Askervein flow. Part 2: Large-eddy simulations. *Boundary-Layer Meteorology* 125(1): 85–108.

Sogachev, A., Leclerc, M., Zhang, G., Rannik, U., Vesala, T. (2008). CO₂ fluxes near a forest edge: a numerical study. *Ecol Appl* 16(6):1454–1469.

Sogachev, A., Panferov, O., Ahrends, B., Doering, C., Jørgensen, H. (2011). Numerical assessment of the effect of forest structure changes on CO₂ flux footprints for the flux tower in Solling, Germany. *Agric For Meteorol* 151:746–754.

Stull, Roland B. (1988). An introduction to boundary layer meteorology. Coll. Atmospheric sciences library. Dordrecht: Kluwer Academic, 666 p.

Sumner, J., Masson, C. (2011). k- ϵ simulations of the neutral atmospheric boundary layer: analysis and correction of discretization errors on practical grids. *Int J Numer Methods Fluids* 70:724–741.

Svensson, U., Haggkvist, K. (1990). A two-equation turbulence model for canopy flows. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 35, 1-3:pp.201–211.

Taylor, P.A., Walmsley, J.L., Salmon, J.R., (1983). A simple model of neutrally stratified boundary-layer flow over real terrain incorporating wavenumber-dependent scaling. *Boundary-Layer Meteorol*. 26: 169-189.

Temmerman, L., Hadziabdic, M., Leschziner, M.A., Hanjalic, K. (2005) A hybrid two-layer URANS-LES approach for large eddy simulation at high Reynolds numbers. *Int J Heat Fluid Fl* 26:173–190.

Travin, A., Shur, M., Strelets, M. (2000) Physical and numerical upgrades in detached-eddy simulation of complex turbulent flows. 412 EUROMECH colloquium on LES of complex transitional and turbulent flows, Munich.

Troen, I. and E.L. Petersen (1989). European Wind Atlas. Risø National Laboratory, Roskilde. ISBN 87-550-1482-8. 656 pp.

Troldborg, N. (2008). Actuator line modeling of wind turbine wakes. PhD thesis, Department of Mechanical Engineering, Technical University of Denmark, Lyngby, Denmark.

Uchida, T., Ohya, Y. (2003). Large-eddy simulation of turbulent airflow over complex terrain. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 91: 219–229.

Versteeg, H.K., Malalasekera, W. (1995). An introduction to Computational Fluid Dynamics. p.257. Longman Scientific and Technical, Longman House, Burnt Mill, Harlow Essex CM20 2JE, England.

Wang, W., Yi, C. (2012). A new nonlinear analytical model for canopy flow over a forested hill. *Theor ApplClimatol* 109:549–563.

Watanabe, T. (2009). LES study on the structure of coherent eddies inducing predominant perturbations in velocities in the roughness sublayer over plant canopies. *J Meteorol Soc Jpn* 87(1):39–56.

Wilson, J.D., Finnigan, J.J., Raupach, M.R. (1988). A first-order closure for disturbed plant-canopy flows, and its application to winds in a canopy on a ridge. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* 121: 705–732.

Yang, B., Michael, R.R., Roger, H.S., Kyaw, T.P.U., Andrew, P.M. (2006). Large-eddy simulation of turbulent flow across a forest edge. Part I: flow statistics. *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 120, 1:pp. 377–412.

Yang, B., Morse, A., Shaw, R., Paw, U.K. (2006a). Large-eddy simulation of turbulent flow across a forest edge. Part II: momentum and turbulent kinetic energy budgets. *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 121:pp.433–457.

Yang, Y., Gu, M., Chen, S., Jin, X. (2009). New inflow boundary conditions for modelling the neutral equilibrium atmospheric boundary layer in computational wind engineering. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 97(2):88–95.

Yue, W., Parlange, M., Meneveau, C., Zhu, W., van Hout, R., Katz, J. (2007). Large-eddy simulation of plant canopy flows using plant-scale representation. *Boundary-Layer Meteorol* 124:183–203

Xiao, X., Edwards, J.R., Hassan, H.A. (2004). Blending functions in hybrid Large-eddy/Reynolds-AveragedNavier-Stokes simulations. *AIAA J.* 42:2508–2515

Xie, Z.T., Castro, I.P. (2008) Efficient Generation of inflow conditions for large eddy simulation of street-scale flows. *Flow, Turbulence and Combustion*, 81:449–470

