



**HAL**  
open science

# La fragmentation du paysage : impact sur l'écoulement atmosphérique et la stabilité au vent des peuplements forestiers

Christopher Poette

► **To cite this version:**

Christopher Poette. La fragmentation du paysage : impact sur l'écoulement atmosphérique et la stabilité au vent des peuplements forestiers. Physique Atmosphérique et Océanique [physics.ao-ph]. Université de Bordeaux, 2016. Français. NNT : 2016BORD0387 . tel-01479109

**HAL Id: tel-01479109**

**<https://theses.hal.science/tel-01479109>**

Submitted on 28 Feb 2017

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

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

THÈSE PRÉSENTÉE  
POUR OBTENIR LE GRADE DE

**DOCTEUR DE  
L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX**

ÉCOLE DOCTORALE : Science et Environnement  
SPÉCIALITÉ : Physique de l'environnement

Par Christopher POETTE

**LA FRAGMENTATION DU PAYSAGE : IMPACT SUR  
L'ÉCOULEMENT ATMOSPHÉRIQUE ET LA STABILITÉ AU  
VENT DES PEUPELEMENTS FORESTIERS**

Sous la direction de : Yves BRUNET  
(co-directeur : Barry GARDINER)

Soutenue le 19 décembre 2016

Membres du jury :

M. ANSELMET Fabien	Professeur	Ecole Centrale de Marseille	Rapporteur
Mme. VINKOVIC Ivana	Professeur	Université Claude Bernard Lyon 1	Rapporteur
Mme. ANQUETIN Sandrine	Directrice de recherche	CNRS	Examineur
M. PERRET Laurent	Maître de conférence	École Centrale de Nantes	Examineur
M. BRUNET Yves	Directeur de recherche	INRA	Directeur de thèse
M. GARDINER Barry	Directeur de recherche	INRA	Co-directeur de thèse



## Résumé : la fragmentation du paysage : impact sur l'écoulement atmosphérique et la stabilité au vent des peuplements forestiers

A l'heure actuelle, seuls des facteurs locaux, stationnels, sont considérés pour le calcul des risques liés au vent alors que le vent qui aborde un peuplement forestier est affecté par les surfaces sur lesquelles il vient de passer ; les lisières en particulier jouent un rôle important sur l'écoulement atmosphérique, en contribuant à générer de la turbulence. Dans un paysage fragmenté, constitué d'une mosaïque de surfaces de différentes hauteurs et rugosités, la multiplicité des lisières est ainsi susceptible d'avoir des effets cumulatifs perceptibles à l'échelle régionale, qui pourraient contribuer de manière significative à la fragilité des massifs face à des tempêtes. Certains niveaux de fragmentation semblent susceptibles de conduire à un accroissement des risques en cas de vent violent. Bien que la région de lisière a été étudiée de manière approfondie dans le passé en raison de leur importance pour la détermination des vitesses de vent, des niveaux de turbulence et des échanges entre l'atmosphère et la canopée, il n'y a aucune étude de l'impact de lisières multiples ou de la fragmentation des forêts sur les caractéristiques de la couche limite à l'échelle du paysage. Quelques rares études laissent penser que la fragmentation du paysage pourrait moduler de manière significative la structure turbulente de la couche limite atmosphérique mais ces études concernent des réseaux de brise-vents plutôt qu'un ensemble de parcelles forestières. On cherche par conséquent à caractériser les champs de vent et de turbulence pour ces différentes configurations.

Pour ce faire, une expérimentation en soufflerie a été réalisée, visant à caractériser l'écoulement sur des maquettes de paysage présentant cinq degrés de fragmentation ( $L = \sim 5, \sim 10, \sim 15, \sim 20, \sim 30h$ , où  $L$  est la distance entre deux patchs de forêts régulièrement espacés et  $h$  est la hauteur de la canopée). Un cas homogène a également été simulé et sert ici de référence. Pour le modèle de canopée choisi, ces expérimentations montrent que l'énergie cinétique turbulente présente dans la basse atmosphère ne passe pas par un maximum pour une valeur de l'espacement intermédiaire comme il était supposé à l'origine. Le cas homogène est la configuration la plus rugueuse. Pour de grands espacements l'influence d'une parcelle ne se fait guère sentir sur la suivante et lorsqu'ils sont faibles l'écoulement ne "ressent" guère les clairières et présente des caractéristiques semblables au cas homogène.

Nous avons également évalué un modèle atmosphérique de type "simulation des grandes échelles" à l'aide des données présentées précédemment. Le modèle est capable de reproduire les grandes caractéristiques de la turbulence telles que les vitesses de vent horizontales et verticales, l'énergie cinétique turbulente, les contraintes de Reynolds et les coefficients d'asymétrie horizontale et verticale en tous points du domaine. Cela nous a permis de confirmer la validité des calculs numériques et de simuler l'écoulement sur une plus large gamme de paysages fragmentés. Les résultats démontrent l'importance de l'indice foliaire pour le calcul de la rugosité effective sur une succession de patchs de forêt.

**Mots clés :** Couche limite, écoulements de lisière, paysages fragmentés, soufflerie, Large Eddy Simulations

# Abstract : fragmented landscape : Impact on atmospheric flow and tree stability

At present only the characteristics of a forest stand and its immediate environment are taken into account in calculating forest wind risk. However, it is known that the wind is strongly affected by the surfaces over which it has previously flowed. Forest edges in particular play an important role in determining the characteristics of the atmospheric flow by generating increased turbulence, triggering the formation of coherent tree scale structures. In a fragmented landscape, consisting of surfaces of different heights and roughness, the multiplicity of edges may have cumulative effects at the regional scale leading to increased forest damage during storms. Flow changes in the atmospheric boundary-layer across surface roughness changes have received extensive study in the past because of their importance in determining velocities, turbulence levels and exchange between the atmosphere and biosphere or ground. There have also been a number of studies across single forest edges both in the field, wind-tunnels and computer models. However, there have been no studies of flow across multiple forest edges or the impact of forest fragmentation on the characteristics of the boundary-layer. The only studies on multiple surface changes have been wind-tunnel examination of the flow through and across multiple wind-breaks.

In this thesis we show results from a series of wind tunnel experiments on a range of levels of forest fragmentation. Five gap spacings ( $L = \sim 5, \sim 10, \sim 15, \sim 20, \sim 30h$ , where  $L$  is the length of the gap and  $h$  is the canopy height) were investigated using 3D laser doppler velocimetry in order to assess the effects of fragmented landscapes on mean and turbulent wind characteristics. The fragmentation was two-dimensional with the transition between forest and gaps only being along the wind direction and the forest and gaps were continuous perpendicular to the wind direction. The wind speeds and turbulence characteristics are compared against measurements from a single forest edge in the wind tunnel, which acts as a reference. No enhancement of turbulence formation at a particular level of fragmentation was observed but there was a consistent pattern of wind speed and turbulence back from the first edge of each simulation with the horizontal velocity at tree top increasing and the turbulent kinetic energy decreasing as gap size increased. We also compare mean wind speeds ( $U$  and  $W$ ) and turbulence characteristics (variance in  $u$ ,  $v$ , and  $w$ ; skewness in  $U$ ,  $V$ , and  $W$ ; Reynold's stress, and TKE) at all points in the experimental measurement domain of the wind tunnel with Large Eddy Simulation (LES) results, which allows us to confirm the validity of the LES calculations and to conduct a wider range of experiments than was possible in the wind-tunnel. The results demonstrate the importance of the frontal area index or roughness density of elements (in this case trees) in determining the nature of the flow and the effective roughness of the overall surface. They also show that as the gaps between forest blocks increases the flow transitions (at a gap size between 10 to 15 tree heights) from flow comparable to that over a continuous forest to flow across a set of isolated forest blocks.

**keywords :** Boundary layer, edge flow, fragmented landscape, turbulent flow, wind tunnel, Large Eddy Simulations

## Unité de recherche

UMR 1391 ISPA, Centre INRA Bordeaux-Aquitaine, 71 av. Edouard Bourlaux, CS 20032, 33882 Villenave d'Ornon cedex

## Publications

### Publications

- Poette C., Gardiner B., Dupont S., Harman I., Böhm M. Finnigan J., Hughes D., Brunet Y., 2016. The impact of landscape fragmentation on atmospheric flow : a wind-tunnel study. *Boundary-Layer Meteorology* (soumis après révision).

### Communications à colloques

- Fournier M., Gardiner B., Bonnesoeur V., Bravo F., Brunet Y., Brunette M., Colin F., Constant T., Danjon F., de Coligny F., Defossez P., Dupont S., Fortin M., Fourcaud T., Kamimur, K., Legay M., Manso R., Meredieu C., Moulia B., Olivar J., Poette C., Renaud J.P., Stenger A., Wernsdörfer H., Yang M., 2013. Wind risk in forest growth, value and management models : the FOR-WIND project. EFI Conference "Our forests in the 21st century - ready for risks and opportunities?", Nancy, 23-27 September 2013.
- Poëtte C., Gardiner B.A., Dupont S., Brunet Y., Bohm M., Harman I.N., Finnigan J.J., Hughes D., 2014. Fragmented landscape : Impact on atmospheric flow and tree stability. 21st Symposium on Boundary Layers and Turbulence, Leeds, UK, 9-13 June 2014.
- Poëtte C., Gardiner B., Bohm M., Dupont S., Brunet Y., 2014. The Influence of Forest Fragmentation on Wind Flow and the Risk of Wind Damage. IUFRO 2014 Wind and Trees International Conference, Águas de São Pedro, São Paulo, Brazil, 3-8 August 2014.
- Poëtte C., Gardiner B.A., Dupont S., Brunet Y., Bohm M., Harman I.N., Finnigan J.J., Hughes D., 2015. Impact of landscape fragmentation on airflow : wind-tunnel measurements and LES validation. Workshop on the Mathematical Modelling of the Risk of Wind Damage to Forests, Arcachon, 27-30 October 2015.
- Poëtte C., Gardiner B.A., Dupont S., Brunet Y., Bohm M., Harman I.N., Finnigan J.J., Hughes D., 2016. Predicting Wind Flow in Fragmented Landscapes. 22st Symposium on Boundary Layers and Turbulence, Salt Lake City, USA, 20-24 June 2016.

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>21</b>
<b>1 Interaction vent-plantes : éléments bibliographiques</b>	<b>29</b>
1.1 Facteurs de stabilité des peuplements forestiers . . . . .	30
1.2 Couche Limite Atmosphérique (CLA) . . . . .	32
1.2.1 Les différentes sous-couches de la CLA . . . . .	32
1.2.2 Les différents états de la CLA . . . . .	33
1.2.3 Formation des tempêtes et hypothèses de modélisation . . . . .	34
1.3 Ecoulements en paysage fragmenté . . . . .	36
1.3.1 Vent et turbulence en couvert horizontalement homogène . . . . .	36
1.3.2 Ecoulements de lisière entrants . . . . .	38
1.3.3 Ecoulements de lisière sortants et lisières multiples . . . . .	41
1.4 Moyens expérimentaux et numériques . . . . .	47
1.4.1 La soufflerie du Pye Lab et la maquette de forêt . . . . .	47
1.4.2 Instrument de mesure du vent en soufflerie . . . . .	48
1.4.3 Simulations numériques . . . . .	50
<b>2 Impact de la fragmentation du paysage sur l'écoulement atmosphérique : simulations en soufflerie</b>	<b>57</b>
2.1 Introduction . . . . .	59
2.2 Material and methods . . . . .	61
2.2.1 Wind-tunnel configuration . . . . .	61
2.2.2 Canopy models . . . . .	62
2.2.3 Landscape configurations . . . . .	63
2.2.4 Velocity measurements . . . . .	64
2.2.5 Flow development along the wind tunnel . . . . .	67
2.2.6 Landscape metrics and spatial scaling . . . . .	68
2.3 Results and discussion . . . . .	69
2.3.1 The single-edge case : comparison with previous observations . . . . .	70
2.3.2 The single-edge case : flow development . . . . .	72
2.3.3 Two-dimensional flow fields . . . . .	72
2.3.4 Streamwise variation in flow characteristics at canopy top . . . . .	76
2.3.5 Effective friction velocity . . . . .	78
2.3.6 Surface roughness length . . . . .	78
2.4 Concluding remarks . . . . .	80
2.5 Future work . . . . .	82
2.6 Conclusion en français . . . . .	83

<b>3</b>	<b>Simulations numériques : description et évaluation du modèle en paysage fragmenté</b>	<b>89</b>
3.1	Simulation des grandes échelles : description du modèle ARPS . . . . .	90
3.2	Définition du domaine d'étude . . . . .	92
3.2.1	Calibration des caractéristiques de la végétation . . . . .	92
3.2.2	Assemblage de domaines et mise au point d'un maillage spécifique . .	93
3.2.3	Domaine de calcul et conditions aux limites . . . . .	94
3.3	Evaluation des simulations . . . . .	94
3.3.1	Convergence statistique et incertitudes dues à la normalisation . . . .	95
3.3.2	Profils verticaux et erreur type . . . . .	97
3.3.3	Champs 2D de l'écoulement . . . . .	112
3.4	Paramètres aérodynamiques moyens . . . . .	120
3.4.1	Vitesse de frottement effective $U_{*eff}$ . . . . .	120
3.4.2	Longueur de rugosité effective $z_{0,eff}$ . . . . .	121
3.5	Conclusion . . . . .	124
<b>4</b>	<b>Simulations numériques : sensibilité de l'écoulement à la longueur et densité de la forêt</b>	<b>127</b>
4.1	Influence de la longueur de la forêt . . . . .	128
4.1.1	Description de la simulation . . . . .	128
4.1.2	Champs 2D de l'écoulement et profils horizontaux . . . . .	129
4.1.3	Paramètres aérodynamiques moyens . . . . .	130
4.2	Influence de la densité de la forêt . . . . .	135
4.2.1	Description de la simulation . . . . .	136
4.2.2	Longueur de rugosité effective $z_{0,eff}$ . . . . .	137
4.2.3	Champs 2D de l'écoulement et profils horizontaux . . . . .	141
4.2.4	Vitesse de frottement effective $U_{*eff}$ . . . . .	153
4.3	Conclusions . . . . .	153
	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>159</b>
<b>A</b>	<b>Annexes</b>	<b>163</b>

# Table des figures

1.1	Illustration des facteurs influençant la vulnérabilité des arbres au vent à l'échelle locale (Cucchi, 2004) . . . . .	31
1.2	Dimensions des différentes échelles impliquées dans les écoulements atmosphériques . . . . .	32
1.3	Illustration des différentes couches de la CLA . . . . .	33
1.4	Illustration de l'évolution de la stabilité de la CLA au cours d'une journée. La température au sol augmente en cours de journée puis diminue au cours de la nuit (modifiée par D. Lambert d'après Stull (1988)). . . . .	35
1.5	Compilation provenant de Raupach et al. (1996) des profils moyennés normalisés représentant les caractéristiques du vent au-dessus de divers couverts végétaux, ou modèles de couvert en soufflerie : la vitesse longitudinale $U$ (a), les contraintes de cisaillement $\langle \overline{u'w'} \rangle$ (b), l'écart-type de la vitesse longitudinale ( $\sigma_U$ ) et verticale ( $\sigma_W$ ) respectivement (c) et (d), les coefficients d'asymétrie longitudinal ( $Sk_U$ ) et vertical ( $Sk_W$ ) respectivement (e) et (f) et la répartition de la densité de surface foliaire $\alpha$ selon la hauteur du couvert (g). Les grandeurs sont normalisées par la vitesse moyenne au sommet du couvert $U_h$ , et la vitesse de frottement $u_*$ . . . . .	39
1.6	Ecoulement de couche de mélange obtenu à l'aval d'une plaque séparant deux fluides de vitesses différentes et le profil de vitesse associé (Raupach et al., 1996) . . . . .	40
1.7	Représentation schématique du développement des structures cohérentes au dessus des couverts végétaux (Finnigan, 2000) . . . . .	40
1.8	Représentation schématique d'une transition clairière/forêt/clairière. Le bloc grisé représente les contours de la forêt, la direction du vent est indiqué par la flèche et va de la gauche vers la droite et les régions délimitées par des pointillées correspondent aux zones où l'écoulement moyen est fortement perturbé par les hétérogénéités locales telles que les lisières entrantes et sortantes (Belcher et al., 2003) . . . . .	42
1.9	Ecoulement moyen simulé (Dupont et Brunet, 2008b) pour une transition couvert-clairière-couvert et pour une densité frontale constante du couvert ( $LAI = 2$ ) : vitesse longitudinale $U$ (a), vitesse verticale $W$ (b), énergie cinétique turbulente totale $ECT$ (c), flux de quantité de mouvement $\langle \overline{u'w'} \rangle$ (d), coefficients d'asymétrie horizontal $Sk_U$ (e) et vertical $Sk_W$ (f). Les variables sont normalisées en utilisant des quantités moyennes à $X/h = -8.5$ et $Z/h = 2$ . Les lignes noires en pointillés indiquent le contour des couverts. . . . .	44

1.10	Illustration des caractéristiques des modifications de l'écoulement par mesure en soufflerie (Raupach et al., 1987) et calcul (Dupont et Brunet, 2008b) sur une transition clairière/forêt. Comparaison entre les profils verticaux moyens simulés (ligne continue) et observés (triangles) de la vitesse longitudinale (a), de l'écart-type de $U$ (b), de l'écart-type de $W$ (c), du flux de quantité de mouvement (d), et du coefficient d'asymétrie de $U$ (e). Les variables sont normalisées en utilisant des quantités moyennes à $X = -8.5h$ et $Z = 2h$ . . . . .	45
1.11	Champ d'énergie cinétique turbulente normalisée par sa valeur à $Z/h = 1$ provenant de l'étude préliminaire sur la fragmentation du paysage utilisant le code de calcul ARPS. Ce travail a été réalisé dans le cadre de deux stages de Master de Danthez (2005) et Streby (2007) (résultats présentés dans le chapitre de Brunet et al. (2009)) qui vise à analyser l'influence sur l'écoulement de petites parcelles forestières (de longueur $L = 3h$ avec $h$ la hauteur de la canopée végétale) séparées d'une distance $D$ variable, valant $20h$ , $8.5h$ , $5h$ , $2.5h$ et pour un couvert homogène. . . . .	46
1.12	Diagramme de la soufflerie du Pye Lab (image extraite de Böhm and Hughes (2004)) . . . . .	47
1.13	a) Schéma du laser composé d'une sonde 1D et d'une sonde 2D, les mesures sont projetées dans le repère de la soufflerie. b) Photographie du laser monté dans un boîtier métallique rigide qui est fixé à un système de déplacement horizontal et vertical. . . . .	50
2.1	Schematic diagram showing the layout of the 'tombstone' model as well as the measurement locations. The height of the tombstones is $h = 60$ mm and measurements are made from $0.4h$ to $5.35h$ with <i>Lower</i> and <i>Upper</i> measurements combined. <i>Lower</i> profile positions separated laterally by 15 mm (a) and <i>Upper</i> profile position (b). The red dot corresponds to the position $Y = 0$ above which the <i>Upper</i> measurements were made. See Tables 2.1 and A.1 for tombstone spacing and scaling. . . . .	63
2.2	Photographs of the different configurations. The black panels (tombstone blocks) represent the forest model and the white panels (peg blocks) the gaps. Measurements were made along the centre of the WT to avoid wall effects. . . . .	65
2.3	Diagram representing the spatial resolution of measurements (each red grid intersection) in the $(X, Z)$ plane of the single-edge and the different fragmented configurations (the gap-to-forest ratio is given on the left side of the plots for each configuration). The black dashed line represents the 'forest' model and its location in the wind tunnel. The height of the tombstones is $h = 60$ mm. . . . .	66
2.4	Comparison of mean profiles from the wind tunnel with the field experiments of Irvine et al. (1997) and the wind-tunnel measurements of Raupach et al. (1986) and Raupach et al. (1987) at corresponding $X$ positions relative to the first edge ( $X$ positions are given as $X/h$ at the top of the figure). The values are normalized by the mean wind speed far downwind ( $\approx 14h$ because it is the most common $X$ location for all datasets) of the forest edge at $Z = 2h$ ( $u_{2h}$ ) for mean wind speeds, and by the friction velocity $u_{*h}$ far downwind ( $\approx 14h$ ) of the forest edge at canopy top for the other statistics. The first set of figures at $X/h = -6.03$ shows the inflow condition ahead of the forest edge ( $X/h = 0$ ). The small oscillations visible on the profiles are within the measurement uncertainty as discussed in Sect. 2.2.4. . . . .	71

2.5	Mean streamwise wind speed $U$ in the $(X, Z)$ plane of the single-edge and the different fragmented configurations (the gap-to-forest ratio is given on the left side of the contour plots for each configuration). . . . .	73
2.6	Same as Fig. 2.5 for mean vertical wind speed $W$ . . . . .	74
2.7	Same as Fig. 2.5 for Reynolds shear stress $\langle \overline{u'w'} \rangle$ . . . . .	74
2.8	Same as Fig. 2.5 for turbulent kinetic energy $\langle \bar{e} \rangle$ . . . . .	75
2.9	Same as Fig. 2.5 for streamwise velocity skeweness $Sk_U$ . . . . .	75
2.10	Same as Fig. 2.5 for vertical velocity skeweness $Sk_W$ . . . . .	76
2.11	Main turbulent features at canopy top ( $Z = h$ ) for the configurations with measurements at all points along the wind tunnel (i.e. single edge, 1/2, 3/2, 7/2). . . . .	77
2.12	Displacement thickness ( $\delta_1$ ), momentum thickness ( $\delta_2$ ) and energy thickness ( $\delta_3$ ) for all configurations along the wind tunnel. . . . .	79
2.13	Effective friction velocity $u_{*eff}$ calculated over the 'representative' surface area for different levels of fragmentation. . . . .	80
2.14	Effective roughness length $z_{0eff}$ calculated over the 'representative' surface area for different levels of fragmentation. . . . .	81
2.15	Effective roughness length (normalised as $z_{0eff}/h$ ) plotted against the roughness density $\lambda$ at different levels of fragmentation (filled symbols in colour). Also shown are other wind-tunnel data from Minvielle et al. (2003) (Min2003), Marshall (1971) (Marshall), Raupach et al. (1980) (RTE80), Raupach et al. (1986) (RCL86), Raupach et al. (2006) (Venfor C0, Venfor C2, Venfor C3, Venfor C5), and Brunet et al. (1994) (BFR94); and field data from the survey of Garratt (1977) (G77). . . . .	81
3.1	Profils verticaux ajustés de la vitesse horizontale $U$ au-dessus de la clairière à gauche (modèle "pegs") et au-dessus de la forêt à droite ("modèle tombstones"). Les profils noirs correspondent aux mesures en soufflerie et les profils rouges, aux profils théoriques données par les Eq. 1.1 et 1.2 du chapitre 1 (Harman, 2013) après ajustement des paramètres $L_c$ et $\beta$ . . . . .	93
3.2	Représentation schématique du domaine de calcul utilisé pour les simulations LES. . . . .	94
3.3	Profils horizontaux des grandeurs caractéristiques $U$ , $ECT$ , $\langle \overline{u'w'} \rangle$ , $Sk_U$ et $Sk_W$ à trois différentes hauteurs de canopée ( $Z/h = 0.5, 1, 1.5$ ) pour différentes périodes ( $T = 2000, 3000, 4000$ et $6000$ s). . . . .	96
3.4	les moyennes des 18 profils pour $U$ , $ECT$ , $\langle \overline{u'w'} \rangle$ , $Sk_U$ et $Sk_W$ et l'écart type associé à ces 18 profils en noir et les profils en gris représentent les 18 profils à $X/h = -21$ relatifs à chaque simulation. . . . .	97



- 3.5 Profils de grandeurs caractéristiques ( $U$ ,  $ECT$  et  $\langle \overline{u'w'} \rangle$ ) pour le cas homogène ( $SE$ ) pour les simulations LES en rouge et les simulations en soufflerie en noir à différentes positions relatives au premier bloc forestier. Le dernier graphique en bas représente le  $NRMSE$  pour les profils de  $U$ ,  $ECT$  et  $\langle \overline{u'w'} \rangle$ . La ligne continue représente l'erreur type totale sur les profils c'est-à-dire lorsqu'on considère l'ensemble du profil, à l'intérieur et au-dessus de la canopée. La ligne pointillée représente l'erreur en considérant uniquement les mesures au-dessus de la canopée. Les différences observées sont exprimées en pourcentage.  $U$  est normalisée par la vitesse moyenne horizontale à  $Z/h = 4$  ( $U_{4h}$ ),  $\langle \overline{u'w'} \rangle$  et  $ECT$  sont normalisées par la vitesse de frottement  $u_*$  à  $Z/h = 4$  ( $u_{*4h}$ ). . . . . 100
- 3.6 Profils de grandeurs caractéristiques ( $W$ ,  $Sk_U$  et  $Sk_W$ ) pour le cas homogène ( $SE$ ) pour les simulations LES en rouge et les simulations en soufflerie en noir à différentes positions relatives au premier bloc forestier. Le dernier graphique en bas représente le  $RMSE$  pour les profils de  $W$ ,  $Sk_U$  et  $Sk_W$ . La ligne continue représente l'erreur type totale sur les profils c'est-à-dire lorsqu'on considère l'ensemble du profil, à l'intérieur et au-dessus de la canopée. La ligne pointillée représente l'erreur en considérant uniquement les mesures au-dessus de la canopée. Les différences observées ne sont donc pas exprimées en pourcentage mais représentent l'écart de magnitude entre les profils.  $W$  est normalisée par la vitesse moyenne horizontale à  $Z/h = 4$  ( $U_{4h}$ ) et  $Sk_U$  et  $Sk_W$  ne sont pas normalisés. . . . . 101
- 3.7 Profils de grandeurs caractéristiques ( $U$ ,  $ECT$  et  $\langle \overline{u'w'} \rangle$ ) pour le cas  $\sim 1/2$  pour les simulations LES en rouge et les simulations en soufflerie en noir à différentes positions relatives au premier bloc forestier. Le dernier graphique en bas représente le  $NRMSE$  pour les profils de  $U$ ,  $ECT$  et  $\langle \overline{u'w'} \rangle$ . La ligne continue représente l'erreur type totale sur les profils c'est-à-dire lorsqu'on considère l'ensemble du profil, à l'intérieur et au-dessus de la canopée. La ligne pointillée représente l'erreur en considérant uniquement les mesures au-dessus de la canopée. Les différences observées sont exprimées en pourcentage.  $U$  est normalisée par la vitesse moyenne horizontale à  $Z/h = 4$  ( $U_{4h}$ ),  $\langle \overline{u'w'} \rangle$  et  $ECT$  sont normalisées par la vitesse de frottement  $u_*$  à  $Z/h = 4$  ( $u_{*4h}$ ). . . . . 102
- 3.8 Profils de grandeurs caractéristiques ( $W$ ,  $Sk_U$  et  $Sk_W$ ) pour le cas  $\sim 1/2$  pour les simulations LES en rouge et les simulations en soufflerie en noir à différentes positions relatives au premier bloc forestier. Le dernier graphique en bas représente le  $RMSE$  pour les profils de  $W$ ,  $Sk_U$  et  $Sk_W$ . La ligne continue représente l'erreur type totale sur les profils c'est-à-dire lorsqu'on considère l'ensemble du profil, à l'intérieur et au-dessus de la canopée. La ligne pointillée représente l'erreur en considérant uniquement les mesures au-dessus de la canopée. Les différences observées ne sont donc pas exprimées en pourcentage mais représentent l'écart de magnitude entre les profils.  $W$  est normalisée par la vitesse moyenne horizontale à  $Z/h = 4$  ( $U_{4h}$ ) et  $Sk_U$  et  $Sk_W$  ne sont pas normalisés. . . . . 103

3.9 Profils de grandeurs caractéristiques ( $U$ ,  $ECT$  et  $\langle \overline{u'w'} \rangle$ ) pour le cas  $\sim 1$  pour les simulations LES en rouge et les simulations en soufflerie en noir à différentes positions relatives au premier bloc forestier. Le dernier graphique en bas représente le  $NRMSE$  pour les profils de  $U$ ,  $ECT$  et  $\langle \overline{u'w'} \rangle$ . La ligne continue représente l'erreur type totale sur les profils c'est-à-dire lorsqu'on considère l'ensemble du profil, à l'intérieur et au-dessus de la canopée. La ligne pointillée représente l'erreur en considérant uniquement les mesures au-dessus de la canopée. Les différences observées sont exprimées en pourcentage.  $U$  est normalisée par la vitesse moyenne horizontale à  $Z/h = 4$  ( $U_{4h}$ ),  $\langle \overline{u'w'} \rangle$  et  $ECT$  sont normalisées par la vitesse de frottement  $u_*$  à  $Z/h = 4$  ( $u_{*4h}$ ). . . . . 104

3.10 Profils de grandeurs caractéristiques ( $W$ ,  $Sk_U$  et  $Sk_W$ ) pour le cas  $\sim 1$  pour les simulations LES en rouge et les simulations en soufflerie en noir à différentes positions relatives au premier bloc forestier. Le dernier graphique en bas représente le  $RMSE$  pour les profils de  $W$ ,  $Sk_U$  et  $Sk_W$ . La ligne continue représente l'erreur type totale sur les profils c'est-à-dire lorsqu'on considère l'ensemble du profil, à l'intérieur et au-dessus de la canopée. La ligne pointillée représente l'erreur en considérant uniquement les mesures au-dessus de la canopée. Les différences observées ne sont donc pas exprimées en pourcentage mais représentent l'écart de magnitude entre les profils.  $W$  est normalisée par la vitesse moyenne horizontale à  $Z/h = 4$  ( $U_{4h}$ ) et  $Sk_U$  et  $Sk_W$  ne sont pas normalisés. . . . . 105

3.11 Profils de grandeurs caractéristiques ( $U$ ,  $ECT$  et  $\langle \overline{u'w'} \rangle$ ) pour le cas  $\sim 3/2$  pour les simulations LES en rouge et les simulations en soufflerie en noir à différentes positions relatives au premier bloc forestier. Le dernier graphique en bas représente le  $NRMSE$  pour les profils de  $U$ ,  $ECT$  et  $\langle \overline{u'w'} \rangle$ . La ligne continue représente l'erreur type totale sur les profils c'est-à-dire lorsqu'on considère l'ensemble du profil, à l'intérieur et au-dessus de la canopée. La ligne pointillée représente l'erreur en considérant uniquement les mesures au-dessus de la canopée. Les différences observées sont exprimées en pourcentage.  $U$  est normalisée par la vitesse moyenne horizontale à  $Z/h = 4$  ( $U_{4h}$ ),  $\langle \overline{u'w'} \rangle$  et  $ECT$  sont normalisées par la vitesse de frottement  $u_*$  à  $Z/h = 4$  ( $u_{*4h}$ ). . . . . 106

3.12 Profils de grandeurs caractéristiques ( $W$ ,  $Sk_U$  et  $Sk_W$ ) pour le cas  $\sim 3/2$  pour les simulations LES en rouge et les simulations en soufflerie en noir à différentes positions relatives au premier bloc forestier. Le dernier graphique en bas représente le  $RMSE$  pour les profils de  $W$ ,  $Sk_U$  et  $Sk_W$ . La ligne continue représente l'erreur type totale sur les profils c'est-à-dire lorsqu'on considère l'ensemble du profil, à l'intérieur et au-dessus de la canopée. La ligne pointillée représente l'erreur en considérant uniquement les mesures au-dessus de la canopée. Les différences observées ne sont donc pas exprimées en pourcentage mais représentent l'écart de magnitude entre les profils.  $W$  est normalisée par la vitesse moyenne horizontale à  $Z/h = 4$  ( $U_{4h}$ ) et  $Sk_U$  et  $Sk_W$  ne sont pas normalisés. . . . . 107

- 3.13 Profils de grandeurs caractéristiques ( $U$ ,  $ECT$  et  $\langle \overline{u'w'} \rangle$ ) pour le cas  $\sim 5/2$  pour les simulations LES en rouge et les simulations en soufflerie en noir à différentes positions relatives au premier bloc forestier. Le dernier graphique en bas représente le  $NRMSE$  pour les profils de  $U$ ,  $ECT$  et  $\langle \overline{u'w'} \rangle$ . La ligne continue représente l'erreur type totale sur les profils c'est-à-dire lorsqu'on considère l'ensemble du profil, à l'intérieur et au-dessus de la canopée. La ligne pointillée représente l'erreur en considérant uniquement les mesures au-dessus de la canopée. Les différences observées sont exprimées en pourcentage.  $U$  est normalisée par la vitesse moyenne horizontale à  $Z/h = 4$  ( $U_{4h}$ ),  $\langle \overline{u'w'} \rangle$  et  $ECT$  sont normalisées par la vitesse de frottement  $u_*$  à  $Z/h = 4$  ( $u_{*4h}$ ). . . . . 108
- 3.14 Profils de grandeurs caractéristiques ( $W$ ,  $Sk_U$  et  $Sk_W$ ) pour le cas  $\sim 5/2$  pour les simulations LES en rouge et les simulations en soufflerie en noir à différentes positions relatives au premier bloc forestier. Le dernier graphique en bas représente le  $RMSE$  pour les profils de  $W$ ,  $Sk_U$  et  $Sk_W$ . La ligne continue représente l'erreur type totale sur les profils c'est-à-dire lorsqu'on considère l'ensemble du profil, à l'intérieur et au-dessus de la canopée. La ligne pointillée représente l'erreur en considérant uniquement les mesures au-dessus de la canopée. Les différences observées ne sont donc pas exprimées en pourcentage mais représentent l'écart de magnitude entre les profils.  $W$  est normalisée par la vitesse moyenne horizontale à  $Z/h = 4$  ( $U_{4h}$ ) et  $Sk_U$  et  $Sk_W$  ne sont pas normalisés. . . . . 109
- 3.15 Profils de grandeurs caractéristiques ( $U$ ,  $ECT$  et  $\langle \overline{u'w'} \rangle$ ) pour le cas  $\sim 7/2$  pour les simulations LES en rouge et les simulations en soufflerie en noir à différentes positions relatives au premier bloc forestier. Le dernier graphique en bas représente le  $NRMSE$  pour les profils de  $U$ ,  $ECT$  et  $\langle \overline{u'w'} \rangle$ . La ligne continue représente l'erreur type totale sur les profils c'est-à-dire lorsqu'on considère l'ensemble du profil, à l'intérieur et au-dessus de la canopée. La ligne pointillée représente l'erreur en considérant uniquement les mesures au-dessus de la canopée. Les différences observées sont exprimées en pourcentage.  $U$  est normalisée par la vitesse moyenne horizontale à  $Z/h = 4$  ( $U_{4h}$ ),  $\langle \overline{u'w'} \rangle$  et  $ECT$  sont normalisées par la vitesse de frottement  $u_*$  à  $Z/h = 4$  ( $u_{*4h}$ ). . . . . 110
- 3.16 Profils de grandeurs caractéristiques ( $W$ ,  $Sk_U$  et  $Sk_W$ ) pour le cas  $\sim 7/2$  pour les simulations LES en rouge et les simulations en soufflerie en noir à différentes positions relatives au premier bloc forestier. Le dernier graphique en bas représente le  $RMSE$  pour les profils de  $W$ ,  $Sk_U$  et  $Sk_W$ . La ligne continue représente l'erreur type totale sur les profils c'est-à-dire lorsqu'on considère l'ensemble du profil, à l'intérieur et au-dessus de la canopée. La ligne pointillée représente l'erreur en considérant uniquement les mesures au-dessus de la canopée. Les différences observées ne sont donc pas exprimées en pourcentage mais représentent l'écart de magnitude entre les profils.  $W$  est normalisée par la vitesse moyenne horizontale à  $Z/h = 4$  ( $U_{4h}$ ) et  $Sk_U$  et  $Sk_W$  ne sont pas normalisés. . . . . 111
- 3.17 Vitesse moyenne horizontale  $U$  dans le plan ( $X, Z$ ) du cas homogène ( $SE$ ) (Référence) et des différentes configurations fragmentées (le rapport Clairière/Forêt est donné sur la gauche de la figure respectivement pour chaque configuration). Les simulations LES sont représentées sur la gauche et les simulations en soufflerie à droite. Les données sont normalisées par  $U_{4h}$ . . . . . 114

3.18	Vitesse moyenne verticale $W$ dans le plan $(X, Z)$ du cas homogène ( $SE$ ) (Référence) et des différentes configurations fragmentées (le rapport Clairière/Forêt est donné sur la gauche de la figure respectivement pour chaque configuration). Les simulations LES sont représentées sur la gauche et les simulations en soufflerie à droite. Les données sont normalisées par $U_{4h}$ .	115
3.19	Contrainte de cisaillement $\langle \overline{u'w'} \rangle$ dans le plan $(X, Z)$ du cas homogène ( $SE$ ) (Référence) et des différentes configurations fragmentées (le rapport Clairière/Forêt est donné sur la gauche de la figure respectivement pour chaque configuration). Les simulations LES sont représentées sur la gauche et les simulations en soufflerie à droite. Les données sont normalisées par $u_{*4h}$ .	116
3.20	Energie cinétique turbulente $ECT$ dans le plan $(X, Z)$ du cas homogène ( $SE$ ) (Référence) et des différentes configurations fragmentées (le rapport Clairière/Forêt est donné sur la gauche de la figure respectivement pour chaque configuration). Les simulations LES sont représentées sur la gauche et les simulations en soufflerie à droite. Les données sont normalisées par $u_{*4h}$ .	117
3.21	Coefficient d'asymétrie horizontal $Sk_U$ dans le plan $(X, Z)$ du cas homogène ( $SE$ ) (Référence) et des différentes configurations fragmentées (le rapport Clairière/Forêt est donné sur la gauche de la figure respectivement pour chaque configuration). Les simulations LES sont représentées sur la gauche et les simulations en soufflerie à droite.	118
3.22	Coefficient d'asymétrie vertical $Sk_W$ dans le plan $(X, Z)$ du cas homogène ( $SE$ ) (Référence) et des différentes configurations fragmentées (le rapport Clairière/Forêt est donné sur la gauche de la figure respectivement pour chaque configuration). Les simulations LES sont représentées sur la gauche et les simulations en soufflerie à droite.	119
3.23	Profils horizontaux des grandeurs caractéristiques $U$ , $ECT$ et $\langle \overline{u'w'} \rangle$ à hauteur de canopée pour chaque configuration. La position des blocs forestiers relatifs à chaque expérience est illustrée par le schéma en bas.	120
3.24	Vitesse de frottement effective $U_{*eff}$ pour chaque configuration calculée à partir de l'approche présentée dans le chapitre 2	121
3.25	Rapport $U_{*eff}/U_{*eff,SE}$ en fonction de l'inverse du ratio $L_{Forest}/(L_{Forest} + L_{clearing})$ défini dans le chapitre 2 pour la dernière zone représentative de chaque configuration pour les simulations LES (courbe rouge) et en soufflerie (courbe noire).	121
3.26	Longueur de rugosité effective $z_{0,eff}$ pour chaque configuration calculée à partir de l'approche présentée dans le chapitre 2	122
3.27	Rapport $z_{0,eff}/z_{0,eff,SE}$ en fonction de l'inverse du ratio $L_{Forest}/(L_{Forest} + L_{clearing})$ défini dans le chapitre 2 pour la dernière zone représentative de chaque configuration pour les simulations LES (courbe rouge) et en soufflerie (courbe noire).	122
3.28	Longueur de rugosité effective $z_{0,eff}$ (normalisée par $h$ ) en fonction de la densité de rugosité $\lambda$ pour chaque configuration (symboles en couleur). Ces résultats sont confrontés à de précédentes études en soufflerie : Minvielle et al. (2003) (Min2003), Marshall (1971) (Marshall), Raupach et al. (1980) (RTE80), Raupach et al. (1986) (RCL86), Raupach et al. (2006) (Venfor C0, Venfor C2, Venfor C3, Venfor C5), et Brunet et al. (1994) (BFR94); et aux mesures in situ de Garratt (1977) (G77).	123

4.1	Champs 2D de la contrainte de cisaillement $\langle \overline{u'w'} \rangle$ dans le plan $(X, Z)$ du cas homogène ( $SE$ ) (Référence) et des différentes configurations composées de forêts de longueur $3h$ et d'espacements de $2.5h$ , $5h$ et $8.5h$ . Les pointillés blancs représentent la limite de la canopée. . . . .	130
4.2	Similaire à la Fig. 4.1 mais pour l'énergie cinétique turbulente $ECT$ . . . . .	131
4.3	Similaire à la Fig. 4.1 mais pour le coefficient d'asymétrie horizontal $Sk_U$ . . . . .	131
4.4	Similaire à la Fig. 4.1 mais pour le coefficient d'asymétrie vertical $Sk_W$ . . . . .	132
4.5	Profils horizontaux des grandeurs caractéristiques $U$ , $ECT$ et $\langle \overline{u'w'} \rangle$ à hauteur de canopée pour chaque configuration. La position des blocs forestiers relatifs à chaque expérience est illustrée par le schéma en bas. . . . .	132
4.6	Vitesse de frottement effective $U_{*eff}$ pour chaque configuration composées de forêts de longueur $3h$ sur chaque zone représentative le long du domaine. . . . .	133
4.7	Rapport $U_{*eff}/U_{*eff,SE}$ en fonction de l'inverse du ratio $L_{Forest}/(L_{Forest} + L_{clearing})$ défini dans le chapitre 2 pour les simulations LES du chapitre 3 (courbe rouge), en soufflerie (courbe noire) et pour de petites parcelles (en bleue). La valeur de $U_{*eff}$ correspond à la dernière zone représentative de chaque configuration. . . . .	134
4.8	Longueur de rugosité effective $z_{0,eff}$ pour chaque configuration composées de forêts de longueur $3h$ sur chaque zone représentative le long du domaine. . . . .	135
4.9	Rapport $z_{0,eff}/z_{0,eff,SE}$ en fonction de l'inverse du ratio $L_{Forest}/(L_{Forest} + L_{clearing})$ défini dans le chapitre 2 pour les simulations LES du chapitre 3 (courbe rouge), en soufflerie (courbe noire) et pour de petites parcelles (en bleue). La valeur de $z_{0,eff}$ correspond à la dernière zone représentative de chaque configuration. . . . .	135
4.10	Longueur de rugosité effective $z_{0,eff}$ (normalisée par $h$ ) en fonction de la densité de rugosité $\lambda$ pour les simulations LES présentées au chapitre 3 (symboles pleins en couleur) et pour les simulations composées de parcelles de longueur $3h$ (symboles vides en couleur). Ces résultats sont confrontés à de précédentes études en soufflerie : Minvielle et al. (2003) (Min2003), Marshall (1971) (Marshall), Raupach et al. (1980) (RTE80), Raupach et al. (1986) (RCL86), Raupach et al. (2006) (Venfor C0, Venfor C2, Venfor C3, Venfor C5), et Brunet et al. (1994) (BFR94); et aux mesures in situ de Garratt (1977) (G77). . . . .	136
4.11	Longueur de rugosité effective $z_{0,eff}$ pour chaque configuration composées de forêts de longueur $8h$ et d'une densité de rugosité égal à 1 sur chaque zone représentative le long du domaine. . . . .	137
4.12	Rapport $z_{0,eff}/z_{0,eff,SE}$ en fonction de l'inverse du ratio $L_{Forest}/(L_{Forest} + L_{clearing})$ défini dans le chapitre 2 pour les simulations LES du chapitre 3 (courbe rouge), en soufflerie (courbe noire) et pour chaque configuration composées de forêts de longueur $8h$ et d'une densité de rugosité égale à 1 (en vert). La valeur de $z_{0,eff}$ correspond à la dernière zone représentative de chaque configuration. . . . .	138
4.13	Longueur de rugosité effective $z_{0,eff}$ (normalisée par $h$ ) en fonction de la densité de rugosité $\lambda$ pour chaque configuration (symboles en couleur). Ces résultats sont confrontés à de précédentes études en soufflerie : Minvielle et al. (2003) (Min2003), Marshall (1971) (Marshall), Raupach et al. (1980) (RTE80), Raupach et al. (1986) (RCL86), Raupach et al. (2006) (Venfor C0, Venfor C2, Venfor C3, Venfor C5), et Brunet et al. (1994) (BFR94); et aux mesures in situ de Garratt (1977) (G77). . . . .	138

4.14	Longueur de rugosité effective $z_{0,eff}$ pour chaque configuration composées de forêts de longueur $8h$ et d'une densité de rugosité égale à 5 sur chaque zone représentative le long du domaine. . . . .	139
4.15	Rapport $z_{0,eff}/z_{0,eff,SE}$ en fonction de l'inverse du ratio $L_{Forest}/(L_{Forest} + L_{clearing})$ défini dans le chapitre 2 pour les simulations LES du chapitre 3 (courbe rouge), en soufflerie (courbe noire) et pour chaque configuration composées de forêts de longueur $8h$ et d'une densité de rugosité égale à 1 (en cyan). La valeur de $z_{0,eff}$ correspond à la dernière zone représentative de chaque configuration. . . . .	140
4.16	Longueur de rugosité effective $z_{0,eff}$ (normalisée par $h$ ) en fonction de la densité de rugosité $\lambda$ pour chaque configuration (symboles en couleur). Ces résultats sont confrontés à de précédentes études en soufflerie : Minvielle et al. (2003) (Min2003), Marshall (1971) (Marshall), Raupach et al. (1980) (RTE80), Raupach et al. (1986) (RCL86), Raupach et al. (2006) (Venfor C0, Venfor C2, Venfor C3, Venfor C5), et Brunet et al. (1994) (BFR94); et aux mesures in situ de Garratt (1977) (G77). . . . .	140
4.17	Champs 2D de la vitesse moyenne horizontale $U$ dans le plan $(X, Z)$ du cas homogène ( $SE$ ) (Référence) pour différentes densités de rugosité ( $\lambda = 0.222, 1$ et $5$ ). Les pointillés blancs représentent la limite de la canopée. . . . .	144
4.18	Similaire à la Fig. 4.17 mais pour la contrainte de cisaillement $\langle \overline{u'w'} \rangle$ . . . . .	144
4.19	Similaire à la Fig. 4.17 mais pour l'énergie cinétique turbulente $ECT$ . . . . .	144
4.20	Similaire à la Fig. 4.17 mais pour le coefficient d'asymétrie horizontal $Sk_U$ . . . . .	145
4.21	Similaire à la Fig. 4.17 mais pour le coefficient d'asymétrie vertical $Sk_W$ . . . . .	145
4.22	Profils horizontaux des grandeurs caractéristiques $U$ , $ECT$ , $\langle \overline{u'w'} \rangle$ , $Sk_U$ et $Sk_W$ pour le cas continu $SE$ (Référence) à trois hauteurs ( $Z/h = 0.5, 1$ et $1.5$ ) et pour trois densité différentes ( $\lambda = 0.222, 1$ et $5$ ). . . . .	146
4.23	Champs 2D de la vitesse moyenne horizontale $U$ dans le plan $(X, Z)$ du cas $\sim 3/2$ pour différentes densités de rugosité ( $\lambda = 0.222, 1$ et $5$ ). Les pointillés blancs représentent la limite de la canopée. . . . .	147
4.24	Similaire à la Fig. 4.23 mais pour la contrainte de cisaillement $\langle \overline{u'w'} \rangle$ . . . . .	147
4.25	Similaire à la Fig. 4.23 mais pour l'énergie cinétique turbulente $ECT$ . . . . .	147
4.26	Similaire à la Fig. 4.23 mais pour le coefficient d'asymétrie horizontal $Sk_U$ . . . . .	148
4.27	Similaire à la Fig. 4.23 mais pour le coefficient d'asymétrie vertical $Sk_W$ . . . . .	148
4.28	Profils horizontaux des grandeurs caractéristiques $U$ , $ECT$ , $\langle \overline{u'w'} \rangle$ , $Sk_U$ et $Sk_W$ pour le cas $\sim 3/2$ à trois hauteurs ( $Z/h = 0.5, 1$ et $1.5$ ) et pour trois densité différentes ( $\lambda = 0.222, 1$ et $5$ ). . . . .	149
4.29	Champs 2D de la vitesse moyenne horizontale $U$ dans le plan $(X, Z)$ du cas $\sim 7/2$ pour différentes densités de rugosité ( $\lambda = 0.222, 1$ et $5$ ). Les pointillés blancs représentent la limite de la canopée. . . . .	150
4.30	Similaire à la Fig. 4.29 mais pour la contrainte de cisaillement $\langle \overline{u'w'} \rangle$ . . . . .	150
4.31	Similaire à la Fig. 4.23 mais pour l'énergie cinétique turbulente $ECT$ . . . . .	150
4.32	Similaire à la Fig. 4.23 mais pour le coefficient d'asymétrie horizontal $Sk_U$ . . . . .	151
4.33	Similaire à la Fig. 4.23 mais pour le coefficient d'asymétrie vertical $Sk_W$ . . . . .	151
4.34	Profils horizontaux des grandeurs caractéristiques $U$ , $ECT$ , $\langle \overline{u'w'} \rangle$ , $Sk_U$ et $Sk_W$ pour le cas $\sim 7/2$ à trois hauteurs ( $Z/h = 0.5, 1$ et $1.5$ ) et pour trois densité différentes ( $\lambda = 0.222, 1$ et $5$ ). . . . .	152

4.35	Profils horizontaux des grandeurs caractéristiques $U$ , $ECT$ , $\langle \overline{u'w'} \rangle$ , $Sk_U$ et $Sk_W$ pour les cas continu $SE$ , $\sim 3/2$ et $\sim 7/2$ à trois hauteurs ( $Z/h = 0.5, 1$ et $1.5$ ) et pour trois densité différentes ( $\lambda = 0.222, 1$ et $5$ ). . . . .	154
4.36	Vitesse de frottement effective $U_{*eff}$ pour les six cas simulés avec $\lambda = 1$ sur chaque zone représentative le long du domaine. . . . .	155
4.37	Vitesse de frottement effective $U_{*eff}$ pour le cas continu $SE$ , $\sim 3/2$ et $\sim 7/2$ avec $\lambda = 5$ ) sur chaque zone représentative le long du domaine. . . . .	155
4.38	Rapport $U_{*eff}/U_{*eff,SE}$ en fonction de l'inverse du ratio $L_{Forest}/(L_{Forest} + L_{clearing})$ défini dans le chapitre 2 pour les simulations LES du chapitre 3 (courbe rouge), en soufflerie (courbe noire), pour une densité de 1 (en vert) et pour une densité de 5 (en cyan). La valeur de $U_{*eff}$ correspond à la dernière zone représentative de chaque configuration. . . . .	155
4.39	Vitesse de frottement effective $U_{*eff}$ pour le cas continu $SE$ , $\sim 3/2$ et $\sim 7/2$ pour trois densités différentes ( $\lambda = 0.222, 1$ et $5$ ) sur chaque zone représentative le long du domaine. . . . .	156
A.1	Fig. A.1 : Diagram showing the data processing steps. . . . .	164
A.2	Fig. A.2 : champs 2D de la vitesse moyenne horizontale $U$ dans le plan $(X, Z)$ dans le plan $(X, Z)$ du cas homogène ( $SE$ ) (Référence) et des différentes configurations composées de forêts de longueur $3h$ et d'espacements de $2.5h, 5h$ et $8.5h$ . Les pointillés blancs représentent la limite de la canopée. . . . .	167

# Liste des tableaux

2.1	Characteristics of the forest (tombstones) and gap (pegs) models . . . . .	62
2.2	Characteristics of the different fragmented configurations and inflow conditions. Tombstone block refers to the ‘forest’ model and peg block to the ‘young stand’ model . . . . .	64
A.1	Vertical measurement positions . . . . .	165





# Remerciements

J'adresse mes remerciements aux personnes qui m'ont aidé dans la réalisation de ce projet. En premier lieu, je remercie Yves BRUNET qui m'a donné cette chance de travailler sur ce si beau projet. En tant que Directeur de thèse, tu as su m'inculquer la rigueur nécessaire pour mener à bien un projet de recherche, rigueur dont j'avais énormément besoin... Je remercie également Barry GARDINER et Sylvain DUPONT, mes co-directeurs de thèse qui m'ont guidé dans mon travail et m'ont aidé à avancer. Merci Sylvain pour ta disponibilité et pour le temps que tu as consacré à m'expliquer les fondements de la micro météorologie en particulier d'un point de vue numérique. Thank you Barry for your kindness and your passion for science! I really enjoyed our meeting where ten new ideas were emerging everytime... Unfortunately not enough time to try them all.

I would like to thanks the Australian Team. Ian, my australian housemate that welcomed me in his house. Margi for your kindness and for teaching me a lot about wind tunnels! John for the valuable time you use to explain me the basics of atmospheric flow, again and again until I digest them! Dale for your kindness and your patience for fixing all the stuff I broke in the wind tunnel... and thanks to all the lovely people I meet there!

Je remercie également l'ensemble de l'équipe ISPA pour leur gentillesse, leur bonne humeur et leur aide quotidienne. Ces quatre années passées en votre compagnie ont été pour moi une belle expérience. En particulier, je te remercie Louis-Etienne pour tes précieux conseils et pour ton amitié.

Je souhaite remercier ma famille qui m'a toujours soutenu, mon oncle, ma tante, mes cousines et mon cousin, Ma tati Do, tu nous manques terriblement! Madre, merci pour ton amour et ta tendresse, ton oreille attentive, merci pour tout, tu es la meilleure! Merci mon frère Gael de m'avoir donné le goût pour les maths et les sciences. J'adore nos discussions scientifiques autour de quelques bières. Tu m'as appris depuis toujours à avoir une démarche scientifique ce qui m'a grandement aidé pour la thèse. Merci aussi pour nos sessions de skate! Tu m'as permis aussi bien d'avancer dans ma thèse que de me la faire oublier le temps d'une session. En plus tu m'as donné la plus belle et la plus adorable des nièces!

Je voudrais remercier mes amis les poulets pour ces sept années passées à Bordeaux! Ceux que j'ai connus en école d'ingénieur et les derniers arrivants! Merci de m'avoir soutenu et permis de me vider la tête! J'ai également une pensée pour Tania qui a été auprès de moi une bonne partie de la thèse.

J'ai une pensée particulière pour mon ami Robin qui nous a quitté en Mai dernier. Egalement à toute sa famille. C'est une des personnes qui m'a permis de me dire que la prépa ce n'était pas si mal... Qu'on peut y rencontrer de belles personnes et passer de bons moments tout en travaillant. J'en profite pour saluer les autres membres de ce groupe et tous mes amis de Metz.

Pour finir, je remercie les membres du jury pour le temps et l'intérêt qu'ils ont porté à mon projet, pour leurs commentaires et recommandations, leurs questions et la discussion scientifique très intéressante qui en a suivi.

*Je dédie cette thèse à ma tante et à ma nièce, mes Donatella*

# Introduction

Le vent est responsable de plus de la moitié des dommages affectant en volume les forêts européennes, comme l'a montré une revue récente menée sur les tempêtes des 60 dernières années (Gardiner et al., 2010). Les niveaux actuels de dégât sont extrêmement coûteux aux points de vue économique, social et environnemental et ils pourraient quadrupler d'ici la fin du siècle en raison de l'augmentation du volume de bois sur pied et des changements climatiques annoncés. Le récent exercice de prospective mené en Aquitaine après la tempête Klaus en 2009 a mis en évidence un certain nombre de facteurs sur lesquels peut jouer la sylviculture (par exemple, l'importance du travail du sol au moment de l'implantation ; l'impact négatif d'une forte éclaircie sur la stabilité au vent d'une parcelle forestière dans les 2-3 ans qui suivent). Il s'avère donc important de déterminer les meilleures façons de gérer les forêts de manière à minimiser les risques de dégâts dus au vent.

Pour ce faire, de nombreuses études sur le microclimat des couverts forestiers ont été réalisées depuis quelques dizaines d'années avec l'analyse des variations spatiales et temporelles de la vitesse du vent, dans la mesure où ce dernier joue un rôle déterminant dans les problèmes de stabilité des arbres. Les tempêtes de 1999 et 2009, ainsi que les annonces faites d'une possible augmentation de ce type d'événement extrême avec les changements climatiques en cours (Gardiner et al., 2010), ont donné depuis quelques années un fort regain d'intérêt à l'étude des interactions entre vent, arbres et peuplements forestiers (Brunet et al., 2009). Les travaux de recherche dans ce domaine ont souvent été menés à l'échelle de peuplements homogènes avec l'utilisation d'expérimentations en soufflerie (Finnigan, 1979a,b; Stacey et al., 1994; Brunet et al., 1994) et d'observations in situ (Shaw et al., 1974; Gao et al., 1989; Collineau et Brunet, 1993; Gardiner, 1994; Brunet and Irvine, 2000). Les connaissances acquises sont résumées dans des ouvrages de synthèse (Kaimal et Finnigan, 1994) et des articles de revue (Finnigan, 2000). Elles ont permis l'élaboration d'un "modèle standard" de l'écoulement en couvert végétal (Raupach et al., 1996) qui fournit une caractérisation des structures turbulentes dominant l'écoulement (Paw U et al., 1993). Ce point est particulièrement intéressant dans la mesure où les sollicitations mécaniques les plus dangereuses pour les arbres résultent de l'action de ces structures actives et intermittentes, plutôt que de celle du vent moyen. L'utilisation de simulations numériques (Shaw and Schumann, 1992; Dupont et Brunet, 2008a; Finnigan, 2009) a également permis d'acquérir une bonne compréhension des écoulements turbulents dans les couverts végétaux homogènes en général, et les forêts en particulier. Dans ce dernier cas, on a pu par exemple déterminer l'influence de la hauteur des arbres, de leur densité, de la répartition verticale des surfaces foliaires sur les caractéristiques turbulentes de l'écoulement (Dupont et Brunet, 2008a), autant de variables sur lesquelles peuvent jouer les techniques sylvicoles.

Ces dernières années, des situations plus hétérogènes ont été étudiées, notamment dans le domaine de la simulation numérique qui a connu d'importantes avancées. On s'est intéressé aux régions de lisière (Yang et al., 2006a,b; Dupont et Brunet, 2008b,c; Dupont and Brunet,

2009; Dupont et al., 2011, 2012), aux couverts discontinus (Dupont and Brunet, 2006), aux peuplements irréguliers (Colin et al., 2008), à l'influence du relief (Dupont et al., 2008). Ces études ont été alimentées par des observations in situ (Irvine et al., 1997; Dupont et al., 2011) et des expérimentations en soufflerie (Raupach et al., 1987; Stacey et al., 1994; Finnigan and Brunet, 1995; Morse et al., 2002). Une synthèse sur les écoulements en terrain hétérogène a été publiée par Belcher et al. (2012).

Jusqu'à présent, les phénomènes ont été étudiés à l'échelle même de l'hétérogénéité (la lisière, la discontinuité, la pente, etc.). Or le vent qui aborde une nouvelle parcelle est marqué par celle qu'il vient de traverser ; il peut être plus ou moins rapide, plus ou moins turbulent. A l'échelle de la mosaïque régionale, la multiplicité des lisières génère ainsi une rugosité paysagère qui peut affecter l'écoulement en le "chargeant" en turbulence. Ces paysages fragmentés ont reçu jusqu'à présent peu d'attention, en raison notamment des difficultés à effectuer des mesures à ces échelles (nécessité de déployer de nombreuses tours instrumentées) et des problèmes posés par la modélisation : ces échelles sont intermédiaires entre celles des modèles "fins", traitant en détail l'interaction canopée-atmosphère ("micro-échelle"), et celles des modèles à résolution plus grossière pour lesquels les couverts forestiers sont assimilés à de simples surfaces rugueuses ("meso-échelle"). Quelques rares études laissent penser que la fragmentation du paysage pourrait moduler de manière significative la structure turbulente de la couche limite atmosphérique et avoir un impact sur les risques de dégâts (Brunet et al., 2009). Dans un esprit proche, (Judd et al., 1996) et (Iqbal et al., 1977) ont réalisé des campagnes de mesures en soufflerie sur des réseaux de brise-vents plutôt qu'un ensemble de parcelles forestières. Ces études ont bien mis en évidence la complexité d'un écoulement en aval de multiples transitions. Zeng et al. (2009) a montré, à partir d'une simulation de type Monte-Carlo générant divers types de paysages forestiers représentatifs d'écosystèmes boréaux, que sur la gamme de fragmentation explorée, le risque de dommage augmentait avec cette dernière, aussi bien à l'échelle de la parcelle qu'à celle du paysage. Dupont and Brunet (2006) ont montré que la localisation des dégâts dans un parc urbain ravagé par la tempête de 1999 s'expliquait par l'aérodynamique du site, là où aucun autre facteur local (caractéristiques des sols, état sanitaire, espèces, etc.) n'avait pu le faire. A l'aide de simulations numériques, Panferov et Sogachev (2008) ont quantifié l'évolution de la charge due au vent en fonction de la fragmentation du paysage. Les valeurs obtenues ont été comparées avec celles évaluées pour un couvert continu servant de référence. Les résultats montrent que la charge augmente de façon non linéaire avec la taille des clairières, allant jusqu'à atteindre sept fois la valeur de la charge du couvert continu pour des espacements de  $75h$ . Seidl et al. (2014) a développé un modèle de risque fondé sur les processus liés aux dommages causés par le vent. Le modèle opère à l'échelle de l'arbres et simule des événements de tempête itérativement, c'est-à-dire que les changements de la structure du paysage tels que la création de nouvelles lisières dues aux dommages sont pris en compte et sont modifiés itérativement tout au long de la tempête. Il a été observé que négliger les hétérogénéités à l'échelle de l'arbre aboutit à une sous-estimation considérable de dégâts simulés, suggérant que les hétérogénéités locales ont un impact notable pour l'évaluation et la modélisation de perturbations à plus grande échelle. Plus récemment Silva Lopes et al. (2015) ont simulé des écoulements atmosphériques sur des alternances forêts/clairières en utilisant la simulation "des grandes échelles" (Large Eddy Simulations (LES) en anglais) comme nous souhaitons le faire ici pour cette thèse. Il a été trouvé que, en sortie de parcelle forestière, les niveaux de turbulence et la production de cisaillement se dissipent lentement et persistent sur une grande partie de la clairière, pouvant ainsi impacter la parcelle suivante avec plus ou moins d'intensité suivant la longueur de la clairière. Cette dissipation est même négligeable pour de petits espacements, suggérant que

les forêts avec un faible degré de fragmentation se comportent comme un couvert homogène. Zeng et al. (2004), quant à eux, se sont intéressés à l'influence des pratiques sylvicoles sur les vitesses de vent et les bourrasques de vent violent à l'échelle régionale en fonction des changements de rugosité c'est-à-dire la création de coupes rases. Les résultats montrent que, tout comme Silva Lopes et al. (2015), les petits espacements (diminution d'approximativement 17% dans la parcelle forestière par des coupes rases) n'avait pas d'effet clair sur la vitesse de vent moyenne. Cependant, pour des bourrasques de vent violent, le changement de rugosité peut causer une augmentation locale significative du risque de chablis en fonction des caractéristiques de l'arbre (age, diamètre, etc.). Une étude plus ancienne Neustein (2004), réalisée sur des dispositifs dans lesquels des trouées circulaires de diverses tailles avaient été aménagées dans un massif, avait également montré que l'importance des dégâts en bordure de forêt étaient liée à la longueur totale des lisières présentes en amont, dans la direction du vent. En d'autres termes, la description de l'écoulement dans un paysage fragmenté doit passer par une connaissance des conditions d'écoulement en amont des points considérés.

C'est bien dans la prise en compte de ces effets dus à la fragmentation que réside le caractère novateur de ce projet. Il s'agit ici de "sortir de la parcelle" pour considérer celle-ci dans son contexte paysager. L'étude quantitative de l'impact de cette fragmentation sur les propriétés du vent et sur les sollicitations exercées sur les arbres constitue l'objectif général du présent projet. Les questions clés qui se dégagent de cette problématique sont : comment la structure du paysage affecte-t-elle l'écoulement ? Quel est l'impact de la fragmentation du couvert sur les variables statistiques telles que les vitesses moyennes, l'énergie cinétique turbulente, les contraintes de cisaillement ou encore les coefficients d'asymétrie ? Pour répondre à ces questions, il est nécessaire de fournir une description détaillée des caractéristiques moyennes et turbulentes du vent sur des séries d'alternance forêts/clairières de différents espacements et longueurs à l'aide de mesures expérimentales. Compte tenu de la difficulté à effectuer des mesures in situ à l'échelle du paysage, de nouvelles questions pratiques émergent telles que : comment représenter des bourrasques de vents violents sur l'ensemble du paysage à l'échelle régionale ? Comment représenter un couvert à l'échelle régionale présentant les degrés de fragmentation que l'on souhaite étudier ? Quelle doit être la résolution spatiale et temporelle pour bien appréhender les mécanismes turbulents présents ? La modélisation physique en soufflerie représente une alternative séduisante. C'est celle de l'équipe de Marine and Atmospheric Research du CSIRO, à Canberra (Australie), que nous avons utilisée pour ce projet car elle possède les dimensions adaptées à ce genre d'étude (capable de simuler plusieurs centaines de mètres de l'atmosphère), et une maquette de végétation adéquate. C'est une soufflerie bien connue dans la littérature (Brunet et al., 1994; Finnigan and Brunet, 1995; Shaw et al., 1995), qui permet de simuler aisément des alternances forêt/clairières de différentes tailles avec un modèle de couvert forestier qui a déjà été testé auparavant (Raupach et al., 1986). Une seule densité de couvert est disponible. Entre les blocs de "forêt", des surfaces de faible rugosité sont installées. L'idée est donc d'explorer le maximum de séquences possibles de type forêts/clairières. Les mesures des champs de pression et de vitesse ont été réalisées avec l'équipement disponible (capteurs de pression dynamique et statique, anémomètres Laser-Doppler). Pour chaque configuration ont été acquis des champs tridimensionnels de vitesse instantanée, en un nombre de points suffisant pour caractériser l'écoulement moyen à l'échelle des transitions et du paysage. On pourra ensuite utiliser ces données expérimentales pour évaluer en détail à l'échelle sub-régionale la qualité de simulations numériques réalisées à partir d'une approche LES et identifier les facteurs responsables des dégâts liés aux vents en étudiant une plus large gamme de fragmentation que celle simulée en soufflerie.

La nature générique de la modélisation envisagée ici doit rendre notre étude généralisable

à de nombreuses applications. A long terme, ce travail devrait permettre d'alimenter la recherche d'une caractérisation simplifiée de l'écoulement en paysage fragmenté, reposant sur l'utilisation d'échelles de longueurs appropriées et qui permettraient d'opérer un changement d'échelle de la parcelle à la région. Le bénéfice d'une telle caractérisation serait de pouvoir introduire simplement dans des systèmes de gestion forestière des estimations de risques dus au vent.

# Bibliographie

- 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
- Brunet Y, Dupont S, Sellier D, Fourcaud T (2009) Les interactions vent-arbre ; de l'échelle locale à celle du paysage : vers des approches déterministes, In : Birot Y, Landmann G, Bonhême I Eds, *La forêt face aux tempêtes*. Editions Quae 229–259
- Belcher SE, Harman IN, Finnigan JJ (2012) The wind in the willows : flows in forest canopies in complex terrain. *Ann Rev Fluid Mech* 44:479–504
- Colin F, Brunet Y, Vinkler I, Dhôte J-F (2008) Résistance aux vents forts des peuplements forestiers, et notamment des mélanges d'espèces, *Revue Forestière Française*, numéro spécial "Forêts mélangées : quels scénarios pour l'avenir ? " 60:191–205
- Collineau S, Brunet Y (1993) Detection of turbulent coherent motions in a forest canopy. Part II : Time scales and conditional averages. *Boundary Layer Meteorol* 66:49–73
- Dupont S, Brunet Y, Jarosz N (2006) Eulerian modelling of pollen dispersal over heterogeneous vegetation canopies. *Agricultural and Forest Meteorology* 141:82–104
- Dupont S, Brunet Y (2006) Simulation of turbulence in an urban forested park damaged by a windstorm. *Boundary Layer Meteorol* 120:133–161
- Dupont S, Brunet Y (2008a) Influence of foliar density profile on canopy flow : a large-eddy simulation study. *Agric For Meteorol* 148:976–990
- Dupont S, Brunet Y (2008b) Edge flow and canopy structure : a large-eddy simulation study. *Boundary Layer Meteorol* 126:51–71
- Dupont S, Brunet Y (2008c) Impact of forest edge shape on tree stability : a large-eddy simulation study. *Forestry* 81:299–315
- Dupont S, Brunet Y (2009) Coherent structures in canopy edge flow : a large-eddy simulation study. *J Fluid Mech* 630:93–128
- Dupont S, Brunet Y, Finnigan JJ (2008) Large-eddy simulation of turbulent flow over a forested hill : validation and coherent structure identification. *Quart J Roy Meteorol* 134 :1911–1929



- Dupont S, Bonnefond JM, 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, Irvine M, Bonnefond JM, 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
- Finnigan JJ (1979a) Turbulence in waving wheat. Part 1. Mean statistics and honami. *Boundary Layer Meteorol* 16:181–211
- Finnigan JJ (1979b) Turbulence in waving wheat. Part 2. Structure of momentum transfer. *Boundary Layer Meteorol* 16:223–236
- Finnigan JJ, Brunet Y (1995) Turbulent airflow in forests on flat and hilly terrain. *Wind and Trees*, Coutts M.P. and Grace J.(Eds.), Cambridge University Press, Cambridge, 3–40
- Finnigan JJ (2000) Turbulence in plant canopies. *Ann Rev Fluid Mech* 32:519–71
- Finnigan JJ, Shaw RH, Patton EG (2009) Turbulence structure above a vegetation canopy. *J Fluid Mech* 637:387–424
- Gao W, Shaw RH, Paw UKT (1989) Observation of organised structures in turbulent flow within and above a forest canopy. *Boundary Layer Meteorol* 47:349–377
- Gardiner B (1994) Wind and wind forces in a plantation spruce forest. *Boundary Layer Meteorol* 67:161–186
- Gardiner B, Blennow K, Carnus JM, Fleischer P, Ingemarson F, Landmann G, Lindner M, Marzano M, Nicoll B, Orazio C, Peyron JL, Reviron MP, Schelhaas MJ, Schuck A, Spielmann M, Usbeck T (2010) Destructive storms in european forests : Past and Forthcoming Impacts. Final Report to EC DG Environment
- Iqbal M, Khatry AK, Seguin B (1977) A study of the roughness effects of multiple windbreaks. *Boundary Layer Meteorol* 11:187–203
- Irvine M, Gardiner B, Hill M (1997) The evolution of turbulence across a forest edge. *Boundary Layer Meteorol* 84:467–496
- Judd MJ, Raupach MR, Finigan JJ (1996) A wind tunnel study of turbulent flow around single and multiple windbreaks, Part 1 : Velocity fields. *Boundary Layer Meteorol* 80:127–165
- Kaimal JC, Finnigan JJ (1994) Atmospheric boundary layer flows : their structure and measurement. New York, Oxford Univ Press, 302
- Morse AP, Gardiner B, Marshall BJ (2002) Mechanisms controlling turbulence development across a forest edge. *Boundary Layer Meteorol* 103:227–251
- Neustein SA (1965) Windthrow on the margins of various sizes of felling area. Report on forest research for the year ended March 1964. Forestry Commission 166–171

- Panferov O, Sogachev A (2008) Influence of gap size on wind damage variables in a forest. *Agric. For. Meteorol.* 148:1869–1881
- Paw UKT, Brunet Y, Collineau S, Shaw RH, Maitani T, Qiu J, Hippias L (1993) On coherent structures in turbulence above and within agricultural plant canopies. *Agric For Meteorol* 61:55–68
- Raupach MR, Coppin PA, Legg BJ (1986) Experiments on scalar dispersion within a model plant canopy. Part I : The turbulent structure. *Boundary Layer Meteorol* 35:21–52
- Raupach MR, Bradley EF, Ghadiri H (1987) A wind tunnel investigation into aerodynamic effect of forest clearings on the nesting of Abbott's Booby on Christmas Island. Tech Report, CSIRO Centre for Environmental Mechanics, Canberra, 21 pp
- Raupach MR, Finnigan JJ, Brunet Y (1996) Coherent eddies and turbulence in vegetation canopies : the mixing layer analogy. *Boundary Layer Meteorol* 78:351–382
- Shaw RH, Den Hartog G, King KM, Thurtell GW (1974) Measurements of mean wind flow and three-dimensional turbulence intensity with a mature corn canopy. *Agric Meteorol* 13 :419–425
- Shaw RH, Schumann U (1992) Large-eddy simulation of turbulent flow above and within a forest. *Boundary Layer Meteorol* 61:47–64
- Shaw RH, Brunet Y, Finnigan JJ, Raupach MR (1995) A wind tunnel study of air flow in waving wheat : two-point velocity statistics. *Boundary Layer Meteorol* 76:349–376
- Silva Lopes A, Palma JMLM, Piomelli U (2015) On the determination of effective aerodynamic toughness of surfaces with vegetation patches. *Boundary Layer Meteorol* 156:113–130
- Stacey GR, Belcher E, Wood CJ, Gardiner B (1994) Wind flows and forces in a model spruce forest. *Boundary Layer Meteorol* 69:311–334
- Seidl R, Rammer W, Blennow K (2014) Simulating wind disturbance impacts on forest landscapes : Tree-level heterogeneity matters. *Environmental Modelling and Software* 51 :1–11
- Yang B, Raupach MR, Shaw RH, Paw UKT, Morse AP (2006a) Large-eddy simulation of turbulent flow across a forest edge. Part 1 : Flow statistics. *Boundary Layer Meteorol* 120 :377–412
- Yang B, Morse AP, Shaw RS, Paw UKT (2006b) Large-eddy simulation of turbulent flow across a forest edge. Part II : Momentum and turbulent kinetic energy budgets. *Boundary Layer Meteorol* 121:433–57
- Zeng H, Peltola H, Talkkari A, Venalainen A, Strandman H, Kellomaki S, Wang K (2004) Influence of clear-cutting on the risk of wind damage at forest edges. *Forest Ecology and Management* 203:77–88
- Zeng H, Peltola H, Väisänen H, Kellomäki S (2009) The effects of fragmentation on the susceptibility of a boreal forest ecosystem to wind damage. *Forest Ecol and Manag* 257 :1165–1173



# Chapitre 1

## Interaction vent-plantes : éléments bibliographiques

### Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Facteurs de stabilité des peuplements forestiers . . . . .</b>	<b>30</b>
<b>1.2</b>	<b>Couche Limite Atmosphérique (CLA) . . . . .</b>	<b>32</b>
1.2.1	Les différentes sous-couches de la CLA . . . . .	32
1.2.2	Les différents états de la CLA . . . . .	33
1.2.3	Formation des tempêtes et hypothèses de modélisation . . . . .	34
<b>1.3</b>	<b>Ecoulements en paysage fragmenté . . . . .</b>	<b>36</b>
1.3.1	Vent et turbulence en couvert horizontalement homogène . . . . .	36
1.3.2	Ecoulements de lisière entrants . . . . .	38
1.3.3	Ecoulements de lisière sortants et lisières multiples . . . . .	41
<b>1.4</b>	<b>Moyens expérimentaux et numériques . . . . .</b>	<b>47</b>
1.4.1	La soufflerie du Pye Lab et la maquette de forêt . . . . .	47
1.4.2	Instrument de mesure du vent en soufflerie . . . . .	48
1.4.3	Simulations numériques . . . . .	50

---

Avant d'estimer les effets de la fragmentation du paysage sur les écoulements atmosphériques, il est nécessaire dans un premier temps de bien appréhender les différents mécanismes physiques qui se produisent au sein de la canopée végétale dans le but de simuler correctement des conditions de tempêtes sur les massifs forestiers. Pour ce faire, nous allons étudier dans ce chapitre les facteurs de stabilité identifiés des peuplements forestiers, les différentes propriétés de la Couche Limite Atmosphérique (CLA) c'est-à-dire la zone de l'atmosphère en contact direct avec le sol où il y a production dynamique de turbulence. Les aspects théoriques liés à cette production de turbulence sont examinées ensuite pour une canopée homogène (couvert continu) ainsi que dans des cas plus hétérogènes : les régions de lisière entrantes et sortantes. Nous définirons finalement les méthodes et outils à disposition pour mener à bien cette étude. Cela va nous permettre de définir les hypothèses adéquates pour modéliser expérimentalement et numériquement aussi bien les propriétés des écoulements atmosphériques que celles de la canopée végétale elle-même à l'échelle régionale.

## 1.1 Facteurs de stabilité des peuplements forestiers

Après la tempête Martin de 1999, une évaluation des facteurs de résistance au vent des peuplements de pin maritime à partir d'un approche statistique a été entreprise à l'aide des données de l'Inventaire Forestier National (*IFN*) (Brunet et al., 2009). La tempête Klaus de 2009 a également enrichi ces études en apportant de nouvelles observations (Belouard et al., 2012). Les dégâts ont mis en évidence plusieurs facteurs significatifs sur la stabilité des peuplements forestiers. Ils appartiennent à différentes familles, démontrant la complexité des processus mis en jeu, telles que la dendrométrie, c'est-à-dire la prise en compte de certaines caractéristiques physiques quantifiables des arbres ou de peuplements telles que le diamètre, la hauteur, le volume, la densité du feuillage, la forme de la canopée, le poids du houppier et de la tige etc. ; le système racinaire et le sol avec l'hydromorphie, la fertilité et le niveau hydrique qui sont responsables de la qualité du bois et du bon ancrage de l'arbre dans le sol ; la météorologie avec des facteurs tels que la turbulence et la vitesse moyenne ou maximale du vent (direction, intensité, durée). Ces différents facteurs sont illustrés sur la Fig. 1.1.

Le vent est naturellement un facteur indispensable à prendre en compte dans une étude de stabilité des peuplements lors d'une tempête. Il exerce en effet une force directement sur l'arbre, illustrée sur la Fig. 1.1, pouvant engendrer une casse ou un déracinement. Un peuplement ayant une hauteur dominante plus élevée sera plus vulnérable au vent car le vent est plus fort en hauteur qu'au sol et donc l'effet de bras de levier est plus marqué (Colin et al., 2009; Cucchi et Bert, 2003; Belouard et al., 2012). D'un point de vue météorologique, l'analyse de la turbulence atmosphérique s'avère particulièrement importante car les sollicitations mécaniques les plus dangereuses pour les arbres résultent de l'action de structures actives et intermittentes, plutôt que du vent moyen à l'échelle locale (Belouard et al., 2012).

Belouard et al. (2012) ont montré également que la structure du paysage elle-même est un facteurs de stabilité des peuplements forestiers en mettant en évidence "l'effet d'abri". Une parcelle est dite "à l'abri" lorsque la parcelle en amont est plus haute et plus dense. Elle présente en général peu de dégâts et les dégâts les plus importants se produisent souvent lorsque la parcelle considérée est précédée (dans le sens du vent) d'une parcelle plus basse ; si la hauteur du peuplement elle-même apparaît être le principal facteur de risque de forts dommages, cet effet est modulé par l'écart de hauteur entre parcelles amont et aval. Ce facteur met donc en jeu une échelle supérieure à celle de la parcelle : il dépend de la structure du paysage et de l'hétérogénéité des hauteurs de peuplement en amont de la parcelle considérée.

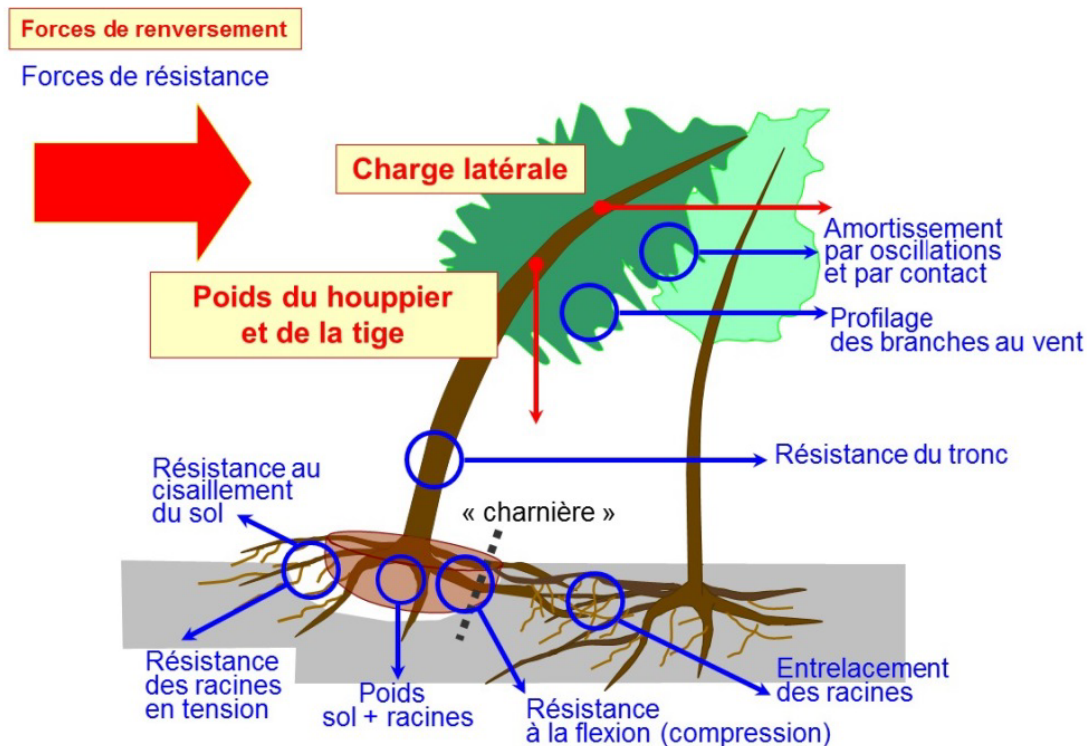


FIGURE 1.1: Illustration des facteurs influençant la vulnérabilité des arbres au vent à l'échelle locale (Cucchi, 2004)

Le vent qui aborde une nouvelle parcelle est marqué par celle qu'il vient de traverser. On travaille ainsi sur le paysage dans sa globalité avec la prise en compte des échelles "sub-régionales", également appelées échelles "intermédiaires", et non plus uniquement de l'échelle locale. Les dimensions de ces échelles sont représentées sur la Fig. 1.2. La mise en évidence du facteur "turbulence" renforce ce résultat, car il semble bien que la turbulence dépende dans une certaine mesure de cette fragmentation du paysage comme il a été suggéré en introduction. A ce jour la structure du paysage n'a pas encore été étudié en détail en raison de la difficulté à l'appréhender. Une étude numérique de Dupont and Brunet (2006) sur un parc urbain fragmenté a montré qu'une telle fragmentation peut conduire à la formation de régions avec des niveaux de forte turbulence qui peuvent être à l'origine de dommages pendant les tempêtes. De plus, les pratiques sylvicoles telles que le mode d'aménagement, d'espacement, d'éclaircie, de coupes rases peuvent moduler la stabilité des peuplements en accentuant les hétérogénéités à l'échelle du paysage. Ces résultats ouvrent des questions nouvelles pour la gestion forestière, qui aura à prendre en compte une dimension territoriale et non plus seulement parcellaire.

Il semble donc pertinent de revenir aux fondamentaux, sur la base d'une approche mécaniste des interactions entre vent et canopée. Nous proposons alors dans la suite de ce chapitre d'illustrer les fondements de la micrométéorologie dans le but de simuler correctement des conditions de tempêtes sur les massifs forestiers et d'analyser en détail la transition entre les échelles locale et sub-régionale. En effet, les hétérogénéités locales ont un impact notable pour l'évaluation et la modélisation de perturbations à plus grandes échelles (Seidl et al., 2014).

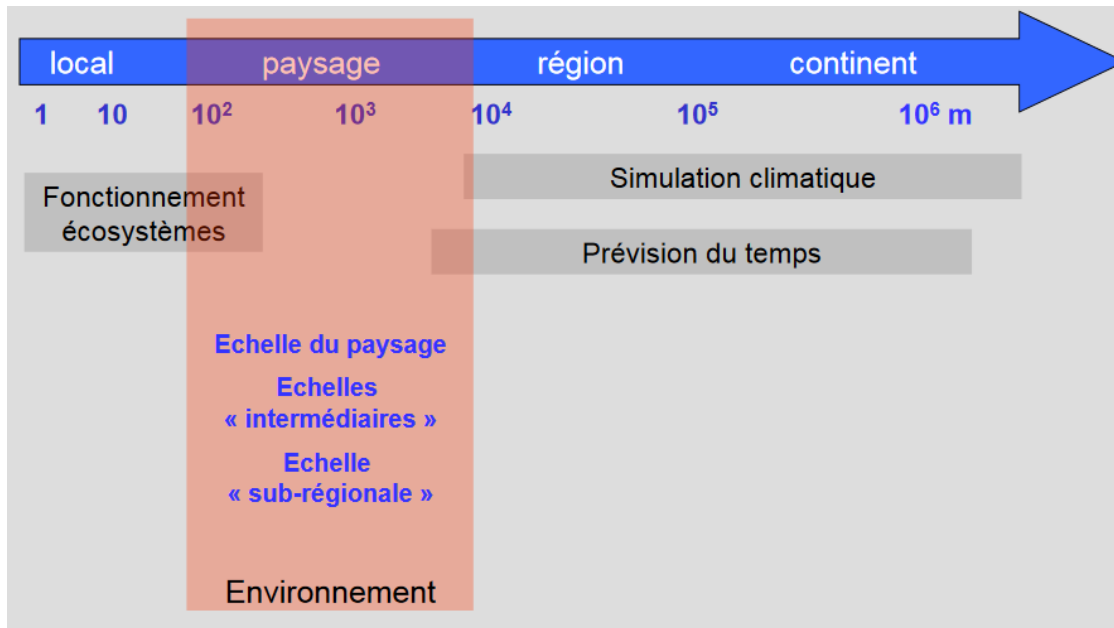


FIGURE 1.2: Dimensions des différentes échelles impliquées dans les écoulements atmosphériques

## 1.2 Couche Limite Atmosphérique (CLA)

### 1.2.1 Les différentes sous-couches de la CLA

En météorologie, on définit la Couche Limite Atmosphérique (CLA) comme la zone de l'atmosphère entre la surface, où le frottement ralentit le déplacement de l'air, et l'atmosphère libre où les vitesses de vent deviennent indépendantes de l'altitude. Dans l'atmosphère libre, le vent est régi par un équilibre entre la force de pression et la force de Coriolis (équilibre géostrophique). La CLA est composée de trois couches de mélanges distinctes d'épaisseur variable, à savoir la sous-couche de rugosité, la couche limite de surface et la couche d'Ekman, comme illustré sur la Fig. 1.3. Elles présentent les caractéristiques suivantes :

- la sous-couche de rugosité est en contact direct avec la surface terrestre qui a une influence importante sur les mouvements de l'air et sur la turbulence. L'écoulement du vent dépend dans cette zone des hétérogénéités présentes à la surface : rugosité, topographie, cultures, forêts, etc. Ces obstacles sont la source de tourbillons et augmentent la turbulence. C'est une zone de mélange des sillages des obstacles rencontrés par le vent. Les champs de vitesses y sont fortement hétérogènes et instationnaires et les forces de frottement y sont prépondérantes. Son épaisseur varie en fonction de la nature du terrain, de quelques millimètres en mer calme à quelques dizaines de mètres en zone urbaine. C'est au travers de cette couche que se font les échanges de masse, d'énergie, et d'humidité entre le sol et la CLA. Dans notre cas, les forces de frottement sont dues à la présence de la canopée végétale ou de la clairière ;
- la couche limite de surface s'étend de quelques dizaines à la centaine de mètres. Elle est définie comme la région où la température diminue rapidement avec l'altitude pendant la journée, et où les flux sont conservatifs. La turbulence y est homogène, et la force de Coriolis négligeable devant les forces de frottement dues au sol ;
- la couche d'Ekman où la force de Coriolis devient prépondérante sur les forces de frottement, la rugosité du sol se faisant alors moins ressentir sur l'écoulement atmo-

sphérique. Elle est de l'ordre du kilomètre. On y observe une rotation du vent en fonction de l'altitude. Celle-ci se fait dans le sens anticyclonique (à droite pour l'hémisphère Nord et à gauche pour l'hémisphère Sud).

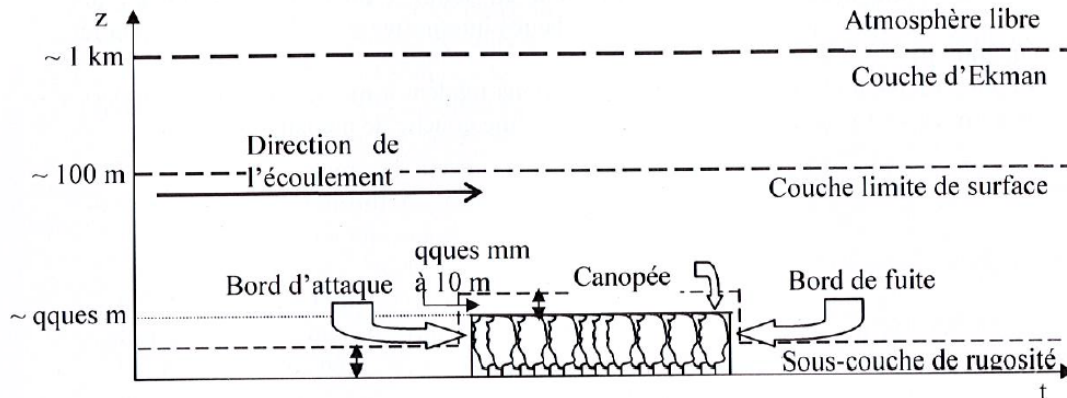


FIGURE 1.3: Illustration des différentes couches de la CLA

### 1.2.2 Les différents états de la CLA

L'étude de la stabilité thermodynamique de la CLA permet de définir la nature de la turbulence : la turbulence qui se développe au sein de la CLA peut être d'origine thermique ou dynamique. La production thermique résulte d'un différentiel vertical positif ou négatif de température spécifique aux couches convectives (cas instable défini dans la suite). La production dynamique résulte d'un cisaillement du vent. Elle est d'autant plus présente que les surfaces sont rugueuses : forêts, reliefs, etc. Elle se trouve dans tous les types de couches limites, mais dans les cas instables, elle s'ajoute à la production thermique alors que dans le cas neutre la production dynamique est seule source de turbulence.

Le critère permettant de définir ces états est le nombre de Richardson de flux ( $R_{flux}$ ). C'est un indicateur de stabilité de l'écoulement sans dimensions, qui permet de caractériser l'origine de la turbulence et s'exprime comme le rapport entre la production thermique et la production dynamique dans l'équation de l'énergie cinétique turbulente :

$$R_{flux} = \frac{\frac{g}{\theta} \overline{w'\theta'}}{\overline{u'w'} \frac{\partial U}{\partial z} + \overline{v'w'} \frac{\partial V}{\partial z}} = \frac{\text{Production thermique}}{\text{Production dynamique}}, \quad (1.1)$$

avec  $g$  l'accélération,  $\theta$  la température potentielle moyenne c'est-à-dire la température qu'aurait un fluide si on comprimait/détendait celui-ci adiabatiquement vers un niveau de pression standard. Le prime désigne les fluctuations turbulentes.

Remarquons d'abord que le dénominateur de  $R_{flux}$  est généralement négatif dans la CLA (flux de quantité de mouvement vers le bas associé à un gradient vertical de vent horizontal positif). Le signe de  $R_{flux}$  est donc donné par  $\overline{w'\theta'}$  qui s'interprète comme un flux turbulent vertical de température potentielle. Considérons le mouvement associé à un tourbillon dans cette atmosphère. Une parcelle d'air est déplacée verticalement en conservant sa température potentielle (déplacement adiabatique). L'air déplacé vers le haut ( $w' > 0$ ), est plus chaud que l'air ambiant ( $\theta' > 0$ ), et donc  $w'\theta' > 0$ . De même, l'air déplacé vers le bas ( $w' < 0$ ) est plus froid que l'air ambiant ( $\theta' < 0$ ), et donc  $w'\theta' > 0$ . Par conséquent, pour  $w'\theta' > 0$ , la turbulence transporte de la chaleur vers le haut et il y a production d'énergie cinétique



turbulente par flottabilité. Si  $w'\theta' < 0$ , le flux turbulent de chaleur est dirigé vers le bas et il y a conversion d'énergie cinétique turbulente en énergie potentielle turbulente. En suivant ce raisonnement, on distingue trois régimes de turbulence en fonction de  $R_{flux}$  :

- Si  $R_{flux} \simeq 0$ , la production thermique est négligeable devant la production dynamique. La turbulence provient essentiellement de l'instabilité dynamique du cisaillement de vitesse moyenne. Le régime est dit neutre. Les écoulements tels que  $|R_{flux}| \ll 1$  se rapprochent également de ce régime, on parle de convection forcée. Lorsque les vitesses du vent sont suffisamment importantes, les flux sont conservatifs et égaux à ceux existant à la surface du sol. Dans la couche limite de surface, moyennant certaines approximations sous ces conditions, nous pouvons considérer que le vent garde une direction constante et son module varie selon un profil logarithmique (Finnigan, 2000)
- Si  $R_{flux} < 0$ , ce qui correspond à  $\overline{w'\theta'} > 0$ , les forces de flottabilité jouent un rôle important en créant de la turbulence. L'énergie cinétique turbulente est souvent importante. Ce régime se rencontre le plus souvent au-dessus de continents pendant la journée à cause du réchauffement du sol par le rayonnement solaire qui induit des mouvements de convection dans la CLA. Le régime est dit instable. Dans la couche limite de surface, une très forte turbulence règne et contribue à homogénéiser les grandeurs (profils verticaux de température potentielle et de vent quasiment constants pour un régime très instable). Enfin, dans la couche d'Elkman, une couche d'entraînement (ou d'inversion) stabilise la CLA, en présentant une inversion de température. Pour le cas extrême où  $R_{flux}$  tend vers  $-\infty$ , l'effet du cisaillement de vent devient négligeable devant celui des forces de flottabilité. On parle alors de convection libre.
- Si  $R_{flux} > 0$ , ce qui correspond à  $\overline{w'\theta'} < 0$ , les forces de flottabilité jouent un rôle encore plus important, mais ont tendance à détruire l'énergie cinétique de la turbulence par conversion en énergie potentielle. Ce régime correspond donc en général à des valeurs faibles de l'ECT. Ce régime se rencontre le plus souvent la nuit au-dessus du continent en raison du refroidissement de la surface du sol. Le régime est dit stable. Pour le cas extrême où  $R_{flux}$  tend vers  $+\infty$ , il a été constaté expérimentalement que la turbulence cesse d'exister. En fait, dès que  $R_{flux} > 1$ , les puits d'énergie turbulente constitués par la dissipation et les forces de flottabilité sont plus petits que la production par cisaillement et l'ECT doit tendre vers zéro. Il existe une valeur critique du nombre de Richardson ( $R_{flux,cr}$ ) au-delà de laquelle l'ECT est toujours nulle. Suivant les conditions, cette valeur peut varier de 0.25 à 1.

Une illustration de l'évolution de la couche limite dans la journée est donnée sur la Fig. 1.4. Durant la nuit, une inversion se développe à la surface (refroidissement par le sol). La couche limite est très stable. Au fil de la journée, l'atmosphère est réchauffée par le haut par le rayonnement solaire, le profil devient sur-adiabatique et un brassage se met en place. La couche limite se déstabilise. En fin d'après-midi, le profil redevient stable.

### 1.2.3 Formation des tempêtes et hypothèses de modélisation

En météorologie, une tempête peut être décrite comme une zone étendue de vents violents générés par un système de basses pressions (dépression). Les météorologues nomment "tempêtes" les rafales de vent approchant les 100 km/h dans l'intérieur des terres et 120 km/h sur les côtes. Lorsque le vent atteint ces valeurs, la dépression est elle-même qualifiée de tempête. Ce terme désigne à la fois une zone étendue de vents violents et la dépression génératrice.

Une tempête est générée à partir du creusement d'une dépression. Cela se produit lorsqu'il y a présence d'un courant-jet (jet stream en anglais) très rapide, c'est-à-dire un tube de vent

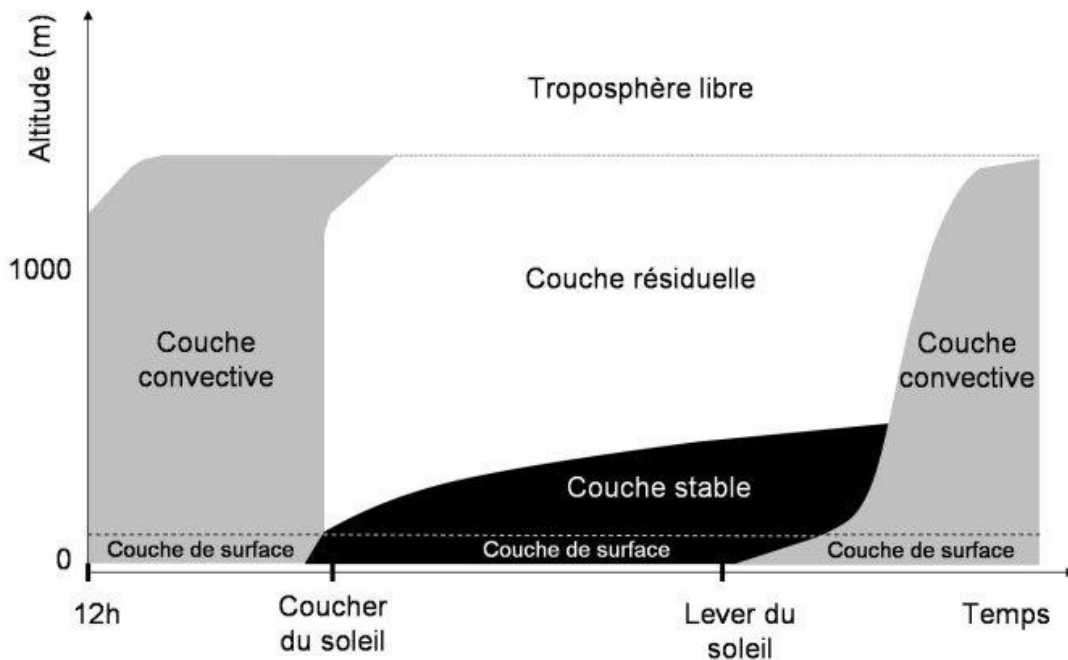


FIGURE 1.4: Illustration de l'évolution de la stabilité de la CLA au cours d'une journée. La température au sol augmente en cours de journée puis diminue au cours de la nuit (modifiée par D. Lambert d'après Stull (1988)).

très fort situé au sommet de la troposphère. La présence de ce courant est liée à un fort contraste de température aux moyennes latitudes avec d'un côté de l'air chaud d'origine tropicale, et de l'autre de l'air froid d'origine polaire, et sa vitesse est proportionnelle à ce contraste. La dépression est généralement située du côté droit du jet dans l'hémisphère nord et à gauche dans l'hémisphère sud tout en étant peu marquée et assez loin de celui-ci. Puis, au fur et à mesure de son évolution, elle se rapproche du jet et se renforce. Lorsqu'elle passe sous le jet et se retrouve du côté gauche, son creusement s'accélère brusquement. Enfin, en s'éloignant du jet, elle perd de son activité. Le courant-jet joue donc un rôle majeur dans la formation des dépressions et conditionne leur déplacement et leur activité. On en déduit qu'en conditions de tempêtes, les vents sont suffisamment violents pour considérer que le régime de l'écoulement est toujours neutre. La turbulence qui se développe au voisinage du sol lors de tempête est donc toujours d'origine dynamique. Sous ces conditions, le vent garde une direction constante et son module varie selon un profil logarithmique (Finnigan, 2000) de la manière suivante :

$$\bar{U}(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \left( \frac{z-d}{z_0} \right) \quad \text{si } z \geq d, \quad (1.2)$$

avec  $u_*$  la vitesse de frottement définie par  $u_* = \sqrt{-\overline{u'w'}}$  où  $-\overline{u'w'}$  est le flux de quantité de mouvement dans lequel  $u'$  et  $w'$  représentent les perturbations respectives des vitesses horizontales et verticales et où la barre représente la moyenne temporelle ;  $d$  est la hauteur de déplacement,  $z_0$  est la longueur de rugosité et  $\kappa$  est la constante de Von Karman que l'on fixe à 0.4 pour des conditions neutres dans la littérature.

Sous ces conditions, dans un couvert végétal continu, on observe une décroissance exponentielle de la vitesse horizontale moyenne  $\bar{U}$  (Harman, 2013) :

$$\bar{U}(z) = \frac{u_*}{\beta} \exp\left(\frac{\beta(z-d)}{l}\right) \quad \text{si } z \leq d, \quad (1.3)$$

avec  $\beta = u_{*h}/U_h$  et  $l$  la longueur de mélange.

Les forts gradients de pression et de température responsables de la formation des tempêtes opèrent à l'échelle du continent. C'est en déterminant ces gradients que les prévisions météorologiques sont possibles. Néanmoins, à l'échelle locale et même à l'échelle du paysage, ces gradients sont relativement faibles : la pression atmosphérique et la température ambiante varient peu à l'échelle du paysage et peuvent être supposées constantes. En condition de tempête et en considérant l'échelle d'étude, nous pouvons alors supposer que les gradients de pression et de température sont nuls, que la force de pression, la force de Coriolis, et la force de viscosité moléculaire sont négligeables. Ces approximations permettent de simplifier l'étude des conditions atmosphériques lors de tempêtes et on supposera qu'elles sont valides pour l'ensemble des résultats présentés dans la thèse.

On peut également noter que la couche limite neutre est plus complexe à simuler que la couche limite convective car la turbulence dynamique présente des tourbillons de petite taille dus au cisaillement du vent par les obstacles (Drobinski et al., 2004). Nos simulations expérimentales et numériques devront donc se caractériser par de fortes résolutions spatiales horizontales et verticales.

## 1.3 Ecoulements en paysage fragmenté

Les paysages forestiers sont souvent caractérisés par une grande variabilité spatiale dans les trois dimensions à cause de la présence d'hétérogénéités de type clairières, routes, parcelles de forêts de différentes hauteurs, etc. Pour comprendre cette variabilité spatiale, il est important de connaître les fondements de la micrométéorologie en couvert homogène ainsi que dans des cas plus hétérogènes : les lisières entrantes et sortantes.

### 1.3.1 Vent et turbulence en couvert horizontalement homogène

La turbulence se caractérise par des fluctuations aléatoires des champs de vitesse et de pression, et ce sur un grand nombre d'échelles spatiales et temporelles différentes et interdépendantes. Pour représenter l'écoulement turbulent, on utilise une approche statistique qui consiste à décomposer chaque variable en une partie moyenne (barre supérieure dans l'équation 1.4) et une fluctuation (prime). La première moyenne est considérée homogène horizontalement, invariant dans le temps et en équilibre hydrostatique. Cette approche est appelée la "décomposition de Reynolds". Pour une fonction arbitraire  $\phi$  de la position  $x$  et du temps  $t$ , cette décomposition s'exprime de la manière suivante :

$$\phi_i(x, t) = \bar{\phi}_i(x, t) + \phi'_i(x, t) \quad (1.4)$$

Les grandeurs statistiques ainsi obtenues présentent un comportement typique en couvert horizontalement homogène, c'est-à-dire loin des hétérogénéités telles que la lisière à une distance horizontale qui peut atteindre une dizaine de fois la hauteur du couvert  $h$ . Raupach et al. (1996) en présente une compilation sur la Fig. 1.5 pour des couverts végétaux homogènes variés allant de diverses forêts à des modèles de couverts à échelle réduite. On peut y voir la vitesse longitudinale  $U$  (a), les contraintes de cisaillement  $\langle \overline{u'w'} \rangle$  (b), les écart-type de la

vitesse longitudinale ( $\sigma_U$ ) et verticale ( $\sigma_W$ ) respectivement (c) et (d), les coefficients d'asymétrie longitudinal ( $Sk_U$ ) et vertical ( $Sk_W$ ) respectivement (e) et (f) et la répartition de la densité de surface foliaire  $\alpha$  selon la hauteur du couvert (g). Les grandeurs sont normalisées par la vitesse moyenne au sommet du couvert  $U_h$ , la vitesse de frottement  $u_*$  et la hauteur du couvert  $h$ . Les différences observées entre les profils sont principalement liées à la répartition de la densité de surface foliaire  $\alpha$  selon la hauteur du couvert représentée Fig. 1.5g).

En couvert horizontalement homogène, l'écoulement est entièrement ajusté à la rugosité de la canopée c'est-à-dire que les profils moyens n'évoluent plus dans l'espace (plan horizontal) et atteignent un état stationnaire. La vitesse moyenne verticale  $W$  est alors nulle, le profil moyen de la vitesse horizontale  $U$  montre un point d'inflexion au sommet du couvert, où se manifeste un fort cisaillement, et une décroissance exponentielle à l'intérieur du couvert (voir équation 1.3). Au-dessus de la canopée, après que la couche limite interne s'est développée, le profil de  $U$  est de type logarithmique (voir équation 1.2); le flux de quantité de mouvement  $\langle \overline{u'w'} \rangle$  est constant dans cette région, mais décroît très rapidement à l'intérieur du couvert, de même que les variances de vitesse et l'énergie cinétique turbulente  $ECT$ , sous l'action des forces de traînée exercées sur l'écoulement par les éléments de feuillage; les coefficients d'asymétrie  $Sk_U$  et  $Sk_W$  des composantes de vitesse sont proches de zéro au-dessus du couvert ( $z/h > 2$ ), indiquant une distribution symétrique des variations de ces dernières par rapport à leur valeur moyenne. Dans la partie supérieure du couvert en revanche,  $Sk_U > 0$  et  $Sk_W < 0$  indiquent que la turbulence à l'intérieur du couvert est dominée par d'intenses rafales descendantes, reflets du passage de structures turbulentes (ou tourbillons).

Ces structures turbulentes énergétiques complexes dites "cohérentes" se distinguent bien de la turbulence de fond et ont une existence propre pendant une certaine durée. Ces structures cohérentes se manifestent de façon intermittente et se caractérisent par un cycle successif de trains de rafales entrecoupés de périodes plus calmes qui sont responsables d'une part importante des transferts turbulents de quantité de mouvement, de chaleur, de masse entre la canopée et l'atmosphère (Gao et al., 1989; Lu et Fitzjarrald, 1994). La mise en évidence de ces structures dominant la dynamique du vent représente une des avancées majeures dans la compréhension de la turbulence du vent au-dessus des couverts végétaux. L'oscillation des cultures sous le vent, ces mouvements de vagues qui se propagent à la surface des champs, offre depuis toujours une visualisation de leur passage sur les couverts végétaux. S'appuyant sur l'analogie de couche de mélange, Raupach et al. (1996) expliquent les spécificités de la turbulence du vent comme le résultat d'une instabilité de type Kelvin-Helmholtz. Ces instabilités se forment à l'interface entre deux fluides de vitesses différentes. Cette interface étant instable, les deux fluides sont rapidement mélangés et l'écoulement devient turbulent et auto-entretenu en aval (Townsend et al., 1976). Initialement, l'interface est perturbée par des petites fluctuations infinitésimales qui vont croître pour atteindre une hauteur  $\delta = \Delta U / (\partial U / \partial Z)_{max}$ , comme illustré sur la Fig. 1.6. L'instabilité de Kelvin-Helmholtz est nécessairement liée à l'inflexion du profil de vitesse moyen.

A partir de l'analyse des champs de vorticité, les différentes étapes de la formation de structures cohérentes ont été expliquées en couvert homogène. La vorticité une mesure locale du taux de rotation définie mathématiquement comme le rotationnel de la vitesse  $\omega = \nabla \times u$ , avec  $u$  la vitesse horizontale. Dans le sillage, on observe des modules de vorticité élevés au coeur des structures tourbillonnaires et nuls entre les tourbillons et la vorticité est continue dans tout le domaine. Il suffit donc de définir une valeur seuil du module de vorticité au-dessus de laquelle on est en présence d'une structure cohérente. Le module de vorticité est ainsi un bon marqueur de structures cohérentes dans le sillage. Voici les étapes de leur formation :

- la première étape de la formation de structures cohérentes est l'émergence de l'instabi-

lité primaire de Kelvin-Helmholtz, comme illustré sur la Fig. 1.7a, typique des couches de mélange. Dans un couvert continu, on suppose que ceci intervient lorsqu'une rafale de très grande échelle, provenant du dessus du couvert, fait augmenter le cisaillement en  $z = h$  au-dessus d'un certain seuil pour lequel l'instabilité peut émerger de la turbulence de fond ;

- la seconde étape est l'enroulement des ondes de Kelvin-Helmholtz en tourbillons transverses séparés par des zones de fort étirement, comme illustré sur la Fig. 1.7b. L'espacement entre les rouleaux correspond à la longueur d'onde  $\Lambda_X$  de l'instabilité primaire ;
- enfin, des instabilités secondaires mènent à l'ondulation et à l'appariement des rouleaux primaires transverses, ainsi qu'à l'amplification de la vorticité longitudinale ambiante. Il en résulte des structures tridimensionnelles complexes dont les échelles de longueur longitudinales et transversales sont du même ordre de grandeur ( $\Lambda_X$ ) (Fig. 1.7c). Ces structures sont plus loin cassées en de plus petites structures, moins cohérentes, et remplacées par d'autres structures en formation, et ainsi de suite.

### 1.3.2 Ecoulements de lisière entrants

Compte tenu des irrégularités naturelles des forêts dans le monde réel, la recherche s'est plus récemment focalisée sur des situations hétérogènes (topographie, terrain complexe, répartition foliaire, etc). Parmi celles-ci, il a été montré que les h t rog nit s locales telles que les lisières jouent un rôle important sur l'écoulement atmosphérique (Brunet et al., 2009). Elles représentent des zones de risques élevés concernant les dégâts liés au vent car elles contribuent fortement à générer de la turbulence. Ce sont elles qui induisent les régions de forte rafales en aval (Raupach et al., 1987) et peuvent être responsables des dommages causés aux arbres.

Une représentation schématique des régions de lisière est donnée sur la Fig. 1.8. La forêt est représentée par le bloc grisé, la direction du vent est indiquée par la flèche et va de la gauche vers la droite. Les régions délimitées par des pointillées correspondent aux zones où l'écoulement moyen est fortement perturbé par les h t rog nit s telles que les lisières entrantes et sortantes. Dans ce paragraphe, nous nous intéressons uniquement aux caractéristiques de l'écoulement à la lisière entrante. Les représentations 2D de la Fig. 1.9 permettent d'illustrer ces caractéristiques et les profils des grandeurs statistiques au travers d'une transition clairière/forêt (Dupont et Brunet, 2008b) sont représentées sur la Fig. 1.10 où des simulations numériques et expérimentales en soufflerie ont été comparées. Depuis une quarantaine d'années, ces régions de lisière ont bénéficié d'études expérimentales qui ont généré une grande variété de résultats compte tenu des conditions spécifiques de mesure (emplacement des capteurs, architecture des arbres, structure du peuplement, type de lisière, caractéristiques géométriques de l'ensemble forêt-clairière, etc.). L'usage de la modélisation a permis de compléter les connaissances suggérées par Belcher et al. (2003) et de dégager les grandes caractéristiques de ces régions (Dupont et Brunet, 2008b,c; Dupont and Brunet, 2009). Les étapes de la formation des structures turbulentes peuvent être définies comme suit :

- La zone d'impact (i) : la présence de la canopée induit un champ de pression, qui commence à ralentir l'écoulement en amont de la lisière. Lorsque l'écoulement rencontre la résistance due à la traînée aérodynamique du couvert, il décélère près de la surface du sol et accélère juste au-dessus du sommet du couvert où la vitesse verticale moyenne est positive. Cet ensemble décélération-accélération est à l'origine du point d'inflexion caractéristique du profil de vitesse horizontale que nous avons vu pour la

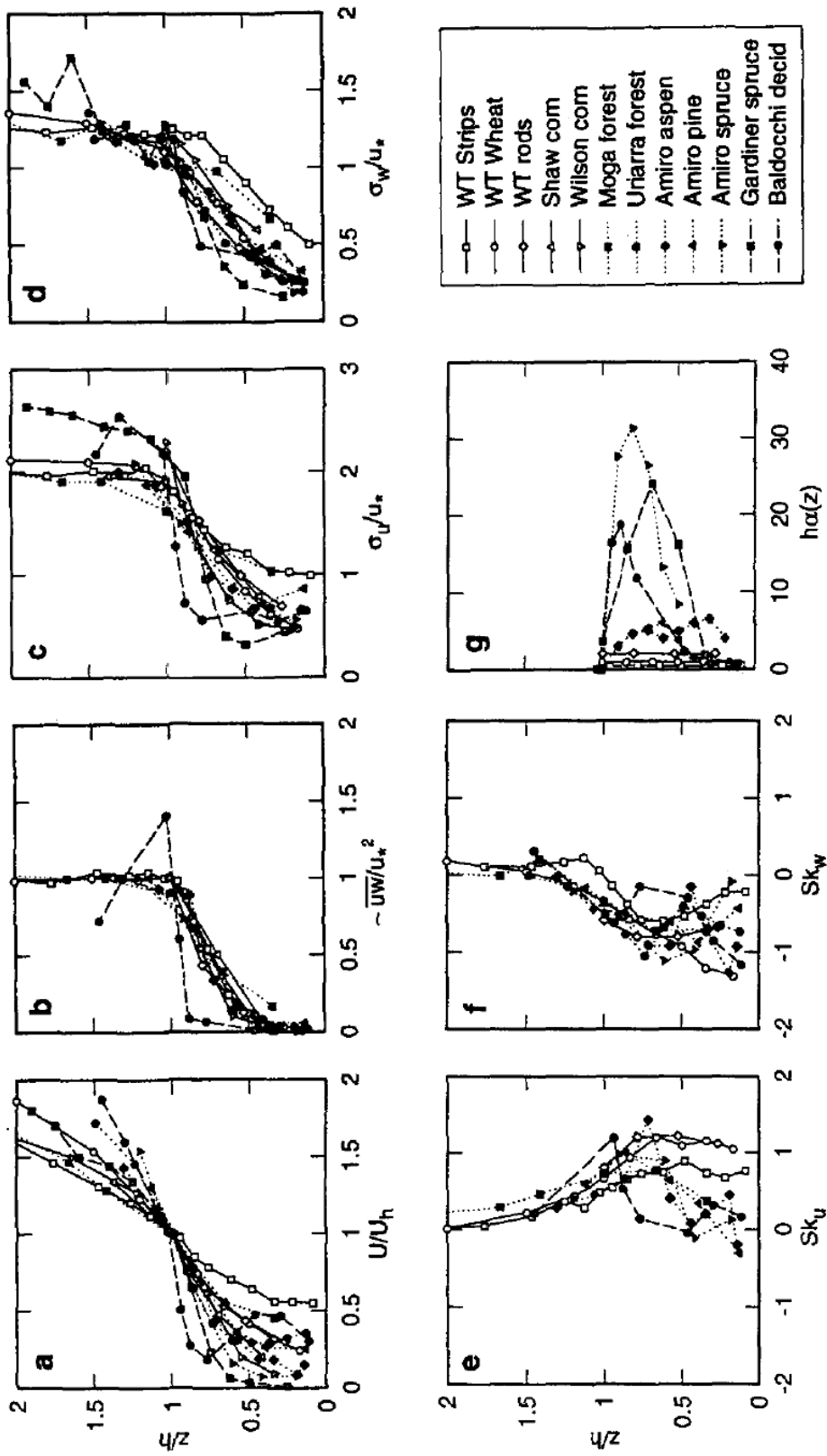


FIGURE 1.5: Compilation provenant de Raupach et al. (1996) des profils moyennés normalisés représentant les caractéristiques du vent au-dessus de divers couverts végétaux, ou modèles de couvert en soufflerie : la vitesse longitudinale  $U$  (a), les contraintes de cisaillement  $< \overline{u'w'} >$  (b), l'écart-type de la vitesse longitudinale ( $\sigma_U$ ) et verticale ( $\sigma_w$ ) respectivement (c) et (d), les coefficients d'asymétrie longitudinal ( $Sk_U$ ) et vertical ( $Sk_w$ ) respectivement (e) et (f) et la répartition de la densité de surface foliaire  $\alpha$  selon la hauteur du couvert (g). Les grandeurs sont normalisées par la vitesse moyenne au sommet du couvert  $U_h$ , et la vitesse de frottement  $u_*$ .



FIGURE 1.6: Ecoulement de couche de mélange obtenu à l'aval d'une plaque séparant deux fluides de vitesses différentes et le profil de vitesse associé (Raupach et al., 1996)

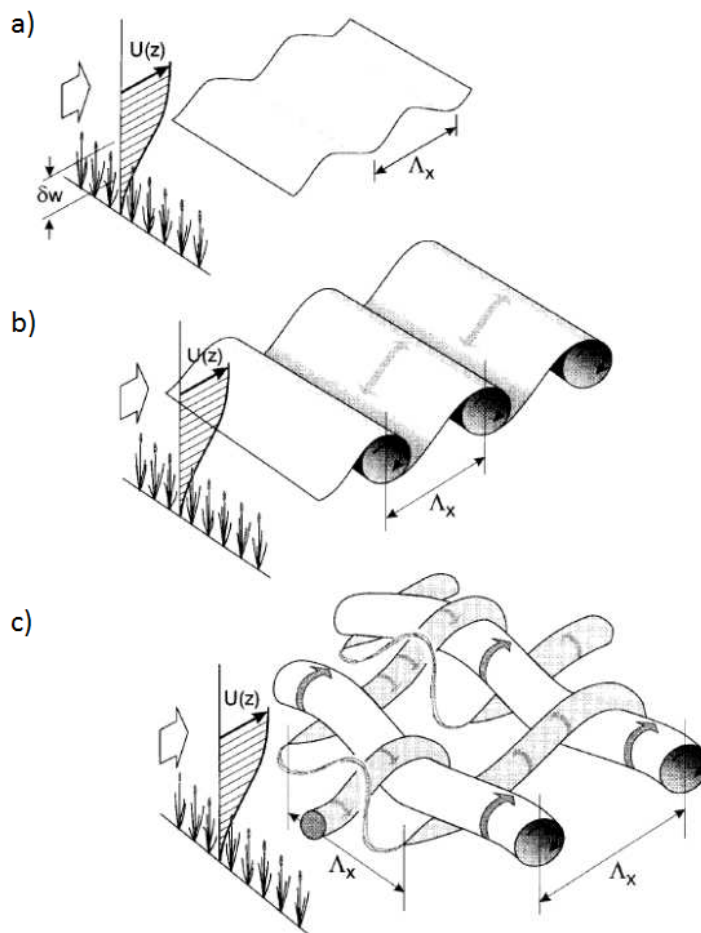


FIGURE 1.7: Représentation schématique du développement des structures cohérentes au-dessus des couverts végétaux (Finnigan, 2000)

cas homogène. L'instabilité de Kelvin-Helmholtz commence alors à se développer dans la zone (iv) ainsi que la couche limite interne dans la zone (v).

- La zone d'ajustement (ii) : à l'intérieur du couvert, l'écoulement ralentit de plus en plus sur une distance horizontale qui peut atteindre une dizaine de fois la hauteur du couvert  $h$ . L'équilibre de l'écoulement n'est pas atteint de façon monotone mais passe par une zone où les vitesses et la turbulence prennent des valeurs inférieures à ce qu'elles sont plus en aval. La turbulence importée de l'amont est atténuée par la traînée aérodynamique avant que la "nouvelle" turbulence créée par le couvert ne se manifeste. Dans cette zone, l'épaisseur de la couche de cisaillement augmente rapidement avec la distance à la lisière et les structures turbulentes pénètrent de plus en plus profondément dans le couvert au fur et à mesure de leur développement, transférant de la quantité de mouvement sur une épaisseur de plus en plus grande du couvert. Dans les parties supérieures de la canopée, la distorsion de l'écoulement provoquée par la lisière joue un rôle fondamental dans le retard du développement de la turbulence ; l'énergie cinétique turbulente ne se développe qu'après que le terme d'advection verticale de faibles valeurs d'énergie cinétique turbulente provenant des profondeurs du couvert est devenu petit devant le terme de production de cisaillement (Morse et al., 2002). Si l'écoulement moyen dans le couvert s'équilibre après une certaine distance, les statistiques turbulentes (ECT et le flux de quantité de mouvement) juste au-dessus du sommet du couvert continuent à évoluer dans la couche limite interne. Dans la partie supérieure du couvert (pour  $0.7 < Z/h < 1$ ), on observe parfois un pic de  $Sk_U$  (+1.5) (voir Fig. 1.9 et 1.10), associé à des valeurs négatives de  $Sk_W$  (voir Fig. 1.9). Cette région correspond à la zone d'intensification des rafales (appelée également "Enhanced Gust Zone", EGZ en anglais) observée par Raupach et al. (1987). Plus en aval, les valeurs de  $Sk_U$  deviennent proches de celles observées pour un couvert homogène. Cette EGZ peut être expliquée par la faible intensité turbulente de l'écoulement dans cette région due à la distorsion de ce dernier qui accentue le passage occasionnel de fortes rafales provenant de plus haut ou de la clairière. Ces fortes rafales augmentent statistiquement le coefficient d'asymétrie de l'écoulement alors que plus loin leur passage est dilué dans une turbulence plus importante. Cette explication a été confirmée par l'observation d'une forte corrélation entre l'évolution de  $Sk_U$  et l'énergie cinétique turbulente au sommet du couvert depuis la lisière,  $Sk_U$  évoluant inversement à l'énergie cinétique turbulente (Dupont et Brunet, 2008a). Dupont and Brunet (2009) ont identifié les différentes étapes du développement de des structures cohérentes depuis la lisière. Comparée avec la formation des structures cohérentes sur couvert homogène, la différence principale ici réside dans le fait que les stages successifs de développement des structures se produisent dans des régions bien définies en aval de la lisière, alors qu'ils se produisent à des positions aléatoires au niveau d'un couvert homogène.

### 1.3.3 Ecoulements de lisière sortants et lisières multiples

L'écoulement juste en aval d'une parcelle forestière étant en effet celui qui va aborder la suivante, dans la direction du vent, sa nature et ses caractéristiques doivent être prises en compte dès lors qu'on s'intéresse à un ensemble de parcelles car une certaine distance est nécessaire à l'écoulement pour s'ajuster et à la turbulence pour se dissiper. En fonction de la longueur de la clairière, les conditions en entrée de la parcelle suivante peuvent être très différentes. C'est dans les zones (vi) et (vii) illustrées sur la Fig. 1.8 et sur les représentations



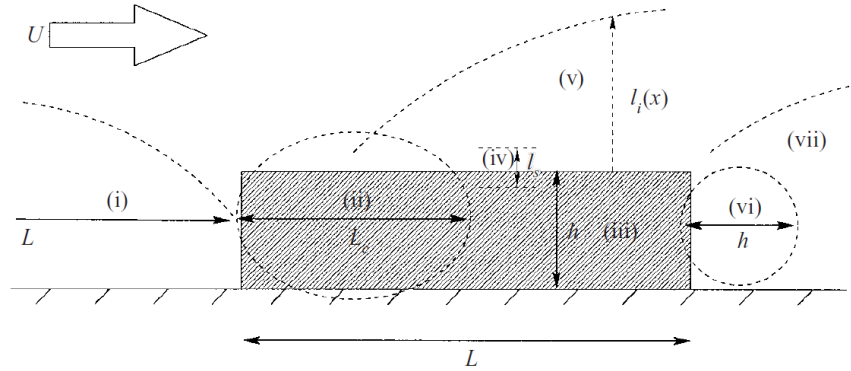


FIGURE 1.8: Représentation schématique d'une transition clairière/forêt/clairière. Le bloc grisé représente les contours de la forêt, la direction du vent est indiqué par la flèche et va de la gauche vers la droite et les régions délimitées par des pointillées correspondent aux zones où l'écoulement moyen est fortement perturbé par les hétérogénéités locales telles que les lisières entrantes et sortantes (Belcher et al., 2003)

2D de la Fig. 1.9 (déjà commentée pour la cas des écoulements entrants) que l'on observe ce type d'hétérogénéités. Les caractéristiques générales de l'écoulement sortant peuvent être décrites ainsi :

- la région en aval du couvert (vi) : l'écoulement accélère en raison de la moindre traînée exercée due à l'absence de forêt et la vitesse verticale devient négative sur une région dont l'extension horizontale est de l'ordre de quelques fois  $h$  ; immédiatement en sortie de forêt, on peut distinguer une zone "abritée" où la vitesse moyenne et la turbulence sont encore faibles ; l'écoulement sortant s'ajuste à la nouvelle surface sur une distance beaucoup plus grande que dans la forêt (environ cinq fois plus grande). Il s'équilibre d'autant plus lentement que la clairière est peu rugueuse ;
- la région de changement de rugosité en aval du couvert (vii) : le très fort cisaillement présent au niveau du sommet de la végétation n'étant plus alimenté par les forces de traînée, la production de turbulence y diminue et l'énergie cinétique turbulente générée par le couvert est redistribuée sur la verticale. Les structures turbulentes se dissipent sur une distance pouvant atteindre plusieurs fois  $h$  jusqu'à parvenir au niveau de turbulence correspondant à la turbulence de fond.

Dans le domaine de l'énergie éolienne, Sanz et al. (2007) se sont intéressés à cette problématique plus en détail dans le but d'estimer les effets de la structure d'un bloc forestier sur l'écoulement sortant et son impact sur la production d'énergie d'un site éolien implanté entre deux blocs forestiers. Ils ont évalué, à l'aide de simulations en soufflerie, l'effet de trois porosités différentes et trois longueurs différentes de forêt en amont du parc éolien ( $L/h$  égal à 2, 5 et 10 avec  $L$  la longueur de la forêt et  $h$  la hauteur de la forêt qui reste la même pour chaque configuration). Il a été constaté que l'intensité de la turbulence est indépendante de la longueur de la forêt en amont, mais elle augmente de 4-9 % avec l'augmentation de la densité du couvert. La vitesse de vent longitudinale quant à elle est indépendante de la densité du couvert, mais elle est 15-30 % plus élevée lorsque le rapport  $L/h > 5$ .

Il existe peu d'études de l'impact de lisières multiples sur la dynamique de l'écoulement où les hétérogénéités présentées prédominent se répètent plusieurs fois. Toutefois, dans un contexte légèrement différent, Iqbal et al. (1977) ont observé, à l'aide de simulations en soufflerie, une augmentation de l'intensité turbulente à travers une succession de brise-vents non poreux plus ou moins espacés. Les valeurs de turbulence et de flux de quantité de mouvement

passent par un maximum pour un rapport  $L/h$  compris entre 1 et 3 ( $L$  est la longueur de l'espacement et  $h$  est la hauteur des brise-vents). Bien que le comportement d'un brise-vent ne soit pas assimilable à un bloc forestier, ces résultats mettent en évidence la complexité de l'écoulement en aval de multiples transitions.

Ce comportement a également été observé dans le travail préliminaire réalisé dans le cadre de deux stages de Master de Danthez (2005) et Streby (2007) (résultats présentés dans le chapitre de Brunet et al. (2009)) qui vise à analyser l'influence sur l'écoulement de petites parcelles forestières (de longueur  $L = 3h$ ) séparées d'une distance  $D$  variable, valant  $20h$ ,  $8.5h$ ,  $5h$ ,  $2.5h$  et  $0h$  (couvert homogène). Les résultats présentés sur la Fig. 1.11 relatif à cette étude montrent que l'énergie cinétique turbulente varie effectivement d'une manière notable, en passant par un maximum pour  $D/h = 5$ . Pour les grands espacements, l'influence d'une parcelle ne se fait guère sentir sur la suivante, et lorsque ces espacements sont faibles l'écoulement ne ressent guère les clairières et se comporte presque comme sur un couvert continu. Pour les espacements intermédiaires, en revanche, l'écoulement sortant interagit fortement avec la nouvelle parcelle, menant à un maximum de production de turbulence. Ainsi, certains niveaux de fragmentation d'un paysage forestier pourraient conduire à une augmentation de la turbulence, et donc à un accroissement des risques en cas de vent violent. Cette hypothèse a été observée dans le cadre d'une étude numérique et doit être évaluée expérimentalement. C'est ce que nous souhaitons vérifier dans cette thèse.



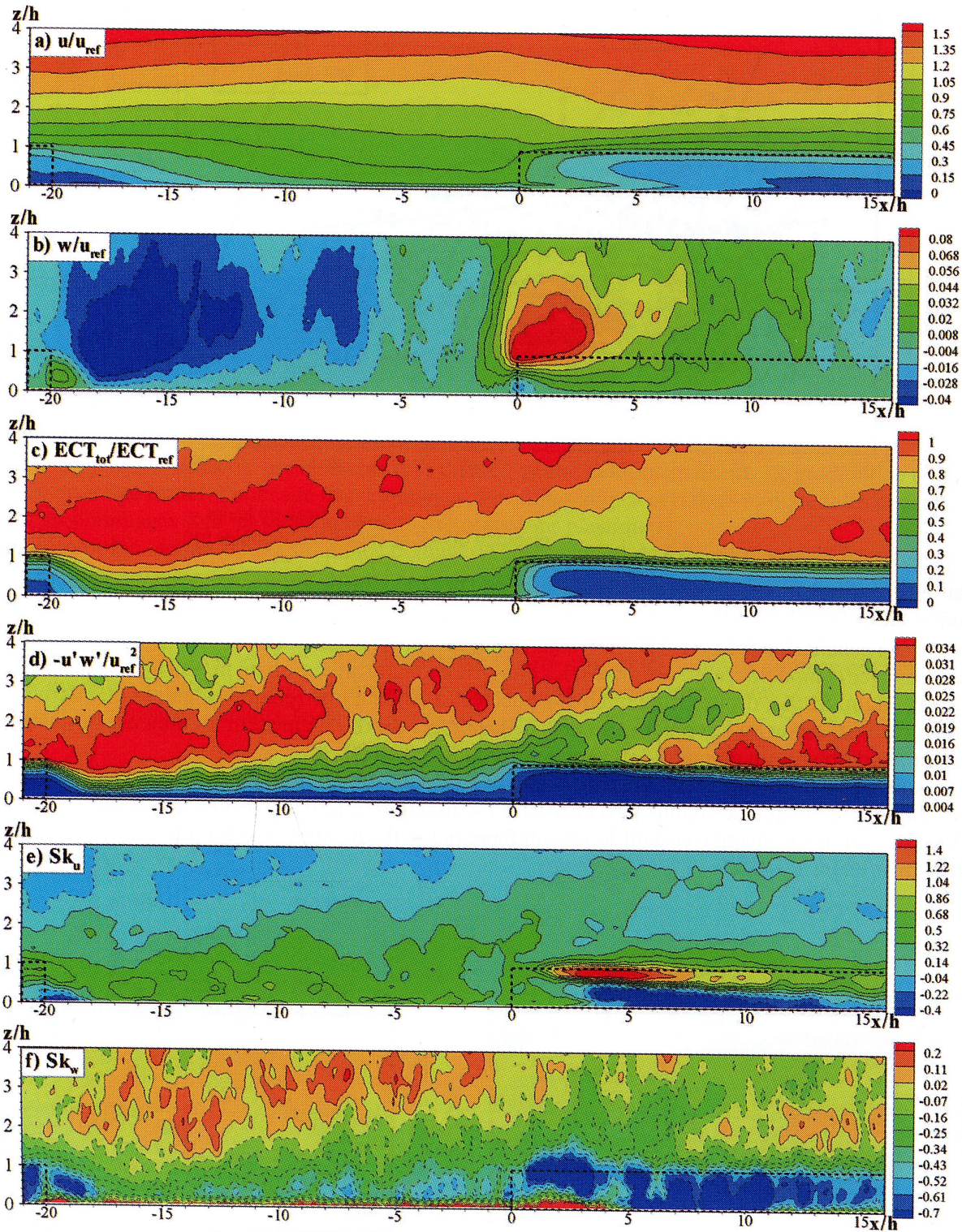


FIGURE 1.9: Ecoulement moyen simulé (Dupont et Brunet, 2008b) pour une transition couvert-clairière-couvert et pour une densité frontale constante du couvert ( $LAI = 2$ ) : vitesse longitudinale  $U$  (a), vitesse verticale  $W$  (b), énergie cinétique turbulente totale  $ECT$  (c), flux de quantité de mouvement  $\langle \overline{u'w'} \rangle$  (d), coefficients d'asymétrie horizontal  $Sk_U$  (e) et vertical  $Sk_W$  (f). Les variables sont normalisées en utilisant des quantités moyennes à  $X/h = -8.5$  et  $Z/h = 2$ . Les lignes noires en pointillés indiquent le contour des couverts.



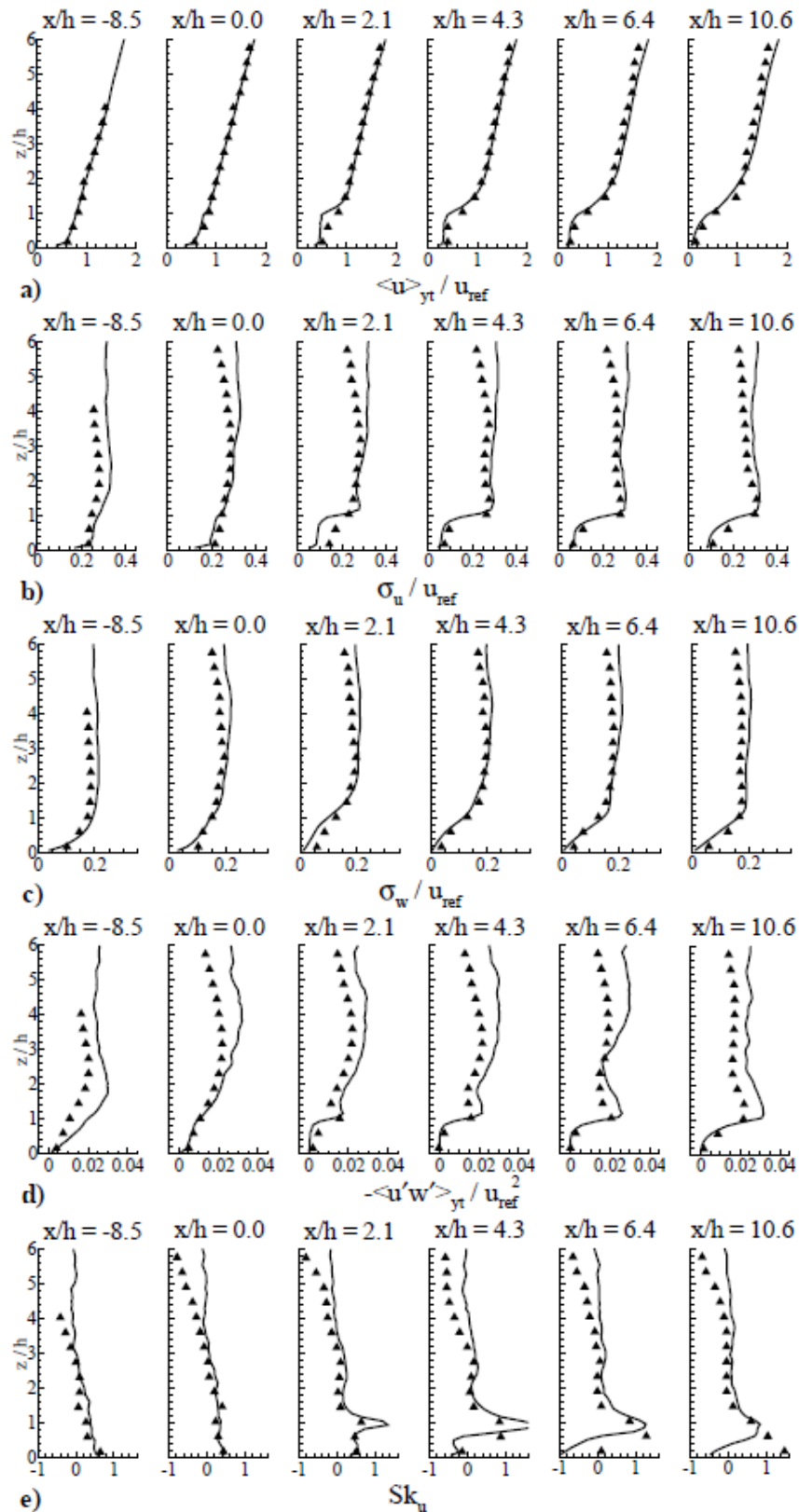


FIGURE 1.10: Illustration des caractéristiques des modifications de l'écoulement par mesure en soufflerie (Raupach et al., 1987) et calcul (Dupont et Brunet, 2008b) sur une transition clairière/forêt. Comparaison entre les profils verticaux moyens simulés (ligne continue) et observés (triangles) de la vitesse longitudinale (a), de l'écart-type de  $U$  (b), de l'écart-type de  $W$  (c), du flux de quantité de mouvement (d), et du coefficient d'asymétrie de  $U$  (e). Les variables sont normalisées en utilisant des quantités moyennes à  $X = -8.5h$  et  $Z = 2h$ .



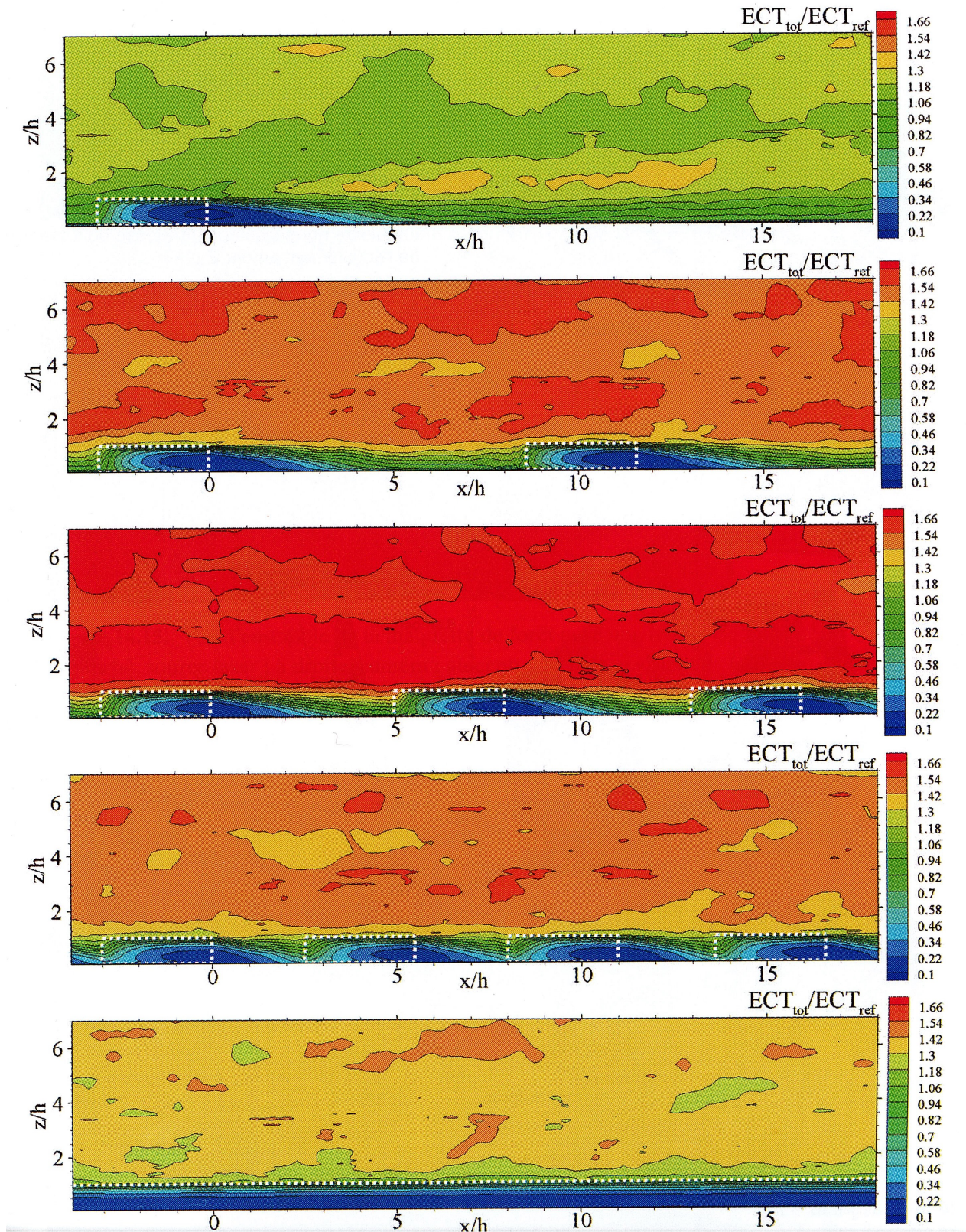


FIGURE 1.11: Champ d'énergie cinétique turbulente normalisée par sa valeur à  $Z/h = 1$  provenant de l'étude préliminaire sur la fragmentation du paysage utilisant le code de calcul ARPS. Ce travail a été réalisé dans le cadre de deux stages de Master de Danthez (2005) et Streby (2007) (résultats présentés dans le chapitre de Brunet et al. (2009)) qui vise à analyser l'influence sur l'écoulement de petites parcelles forestières (de longueur  $L = 3h$  avec  $h$  la hauteur de la canopée végétale) séparées d'une distance  $D$  variable, valant  $20h$ ,  $8.5h$ ,  $5h$ ,  $2.5h$  et pour un couvert homogène.



## 1.4 Moyens expérimentaux et numériques

Il existe trois principales méthodes dans la littérature pour étudier les phénomènes météorologiques : les observations sur le terrain, les mesures en soufflerie et les simulations numériques. Les mesures sur le terrain sont une nécessité pour représenter la réalité mais elles fournissent rarement la résolution spatiale nécessaire pour l'appréhension des phénomènes physiques qui nous intéressent ici. En particulier, pour l'étude de paysages fragmentés, les mesures doivent être réalisées à l'échelle du paysage et sur des forêts présentant le niveau de fragmentation souhaité. Par conséquent, pour cette étude, nous nous intéressons essentiellement aux simulations en soufflerie et numériques.

### 1.4.1 La soufflerie du Pye Lab et la maquette de forêt

L'étude expérimentale a été réalisée au sein de la soufflerie de l'équipe de Marine and Atmospheric Research du CSIRO, à Canberra (Australie) (voir diagramme sur la Fig. 1.12 et description plus détaillée au chapitre 2). La principale difficulté ici est que notre étude porte sur une gamme d'échelles allant de celle de l'arbre à celle du paysage. Il est nécessaire d'étudier la structure de la couche limite sur des domaines s'étendant sur plusieurs fois la hauteur des éléments de rugosité et de simuler le comportement dynamique de l'arbre au vent à une résolution spatiale suffisante pour déterminer correctement quels changements se produisent en paysage fragmenté. L'utilisation d'une soufflerie répond également à la nécessité de simplifier la complexité des changements de rugosité de la vie réelle dans un environnement contrôlé (température et pression atmosphérique constante) et de rendre les caractéristiques d'un tel changement plus facilement identifiables.

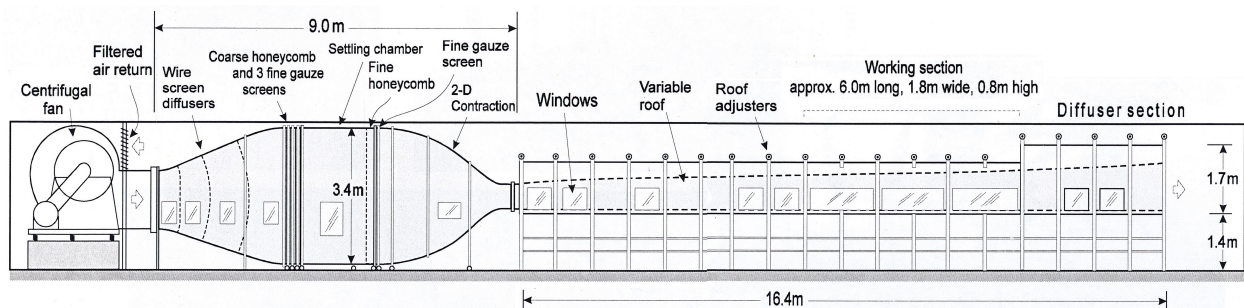


FIGURE 1.12: Diagramme de la soufflerie du Pye Lab (image extraite de Böhm and Hughes (2004))

Pour avoir des résultats d'essais valables à échelle réduite, la soufflerie et le modèle forestier doivent répondre à certains critères et donc être calibrés en appliquant la théorie de similitude. On suppose que si les conditions de deux expériences sont identiques, leurs résultats le sont également. L'analyse dimensionnelle permet de définir des relations sans dimensions qui assurent la similitude des expériences si ces relations ont les mêmes valeurs dans les deux cas. Les différences observées ne sont ainsi pas dues à une différence de nature mais uniquement à des différences d'échelles. Dans la CLA avec un fluide incompressible, les principaux facteurs qui contrôlent la similitude dynamique sont l'inertie et la viscosité. Ainsi, dans une expérience en soufflerie pour étudier les phénomènes dans la couche de surface atmosphérique, la similitude dynamique est respectée si l'on conserve le nombre de Reynolds

( $Re$ ), traduisant le rapport entre les forces d'inertie et de viscosité de l'air, pour le modèle et la réalité, c'est-à-dire :

$$\frac{U_{\infty, \text{modèle}} L_{c, \text{modèle}}}{\nu_{\text{air}}} = \frac{U_{\infty, \text{réalité}} L_{c, \text{réalité}}}{\nu_{\text{air}}} \quad (1.5)$$

avec  $U_{\infty}$  la vitesse caractéristique de l'écoulement ;  $L_c$  la longueur caractéristique des structures turbulentes et  $\nu_{\text{air}}$  la viscosité cinématique de l'air.

En pratique, le rapport  $L_{c, \text{modèle}}/L_{c, \text{réalité}}$  permet de déterminer la vitesse à laquelle la soufflerie doit opérer afin d'atteindre la similitude dynamique. Il y a néanmoins des limites car dans la soufflerie, les valeurs de  $U_{\infty, \text{modèle}}$  et  $L_{c, \text{modèle}}$  sont restreintes respectivement par la puissance du ventilateur et par la hauteur de la soufflerie (les tourbillons ne peuvent pas être plus grands que la soufflerie elle-même). Pour pallier ce problème, on augmente ici  $L_{c, \text{modèle}}$  en augmentant la taille de la couche limite (pour une même vitesse de vent  $U_{\infty, \text{modèle}}$ ) en induisant un fort cisaillement de l'écoulement bien en amont du modèle forestier à l'aide d'une barrière pour permettre un réajustement des profils de vitesse et donc une meilleure vraisemblance avec le monde réel. Un toit ajustable permet de contenir la couche limite et d'assurer un gradient de pression nul le long de la section de travail. Plus de détails sont donnés dans le chapitre 2 quant au mode opératoire.

En plus des considérations ci-dessus, l'écoulement doit être aérodynamiquement rugueux et cette condition est vérifiée si :

$$Re = \frac{u_* d}{\nu_{\text{air}}} > 5, \quad (1.6)$$

où  $u_*$  est la vitesse de frottement ;  $d$  est la hauteur de déplacement. Sous ces conditions, l'écoulement est semblable une couche limite atmosphérique neutre.

Sous ces conditions, la maquette de forêt utilisée ici et définie par Raupach et al. (1986) est constituée d'éléments de "végétation" formés de plaques de 60 mm de haut, larges de 10 mm, épaisses de 1.5 mm, et espacées de 45 mm dans le sens du courant et de 60 mm dans la direction perpendiculaire, en configuration décalée (une illustration des éléments de "végétation" est donnée dans le chapitre 2). Sur la base de la théorie de similitude, ces dimensions correspondent à une forêt de 20 m de haut. Ces éléments sont montés sur des plaques de 521 mm (direction de l'écoulement) de long comprenant 12 rangées et occupant toute la largeur du tunnel. On peut ainsi facilement simuler des blocs forestiers dont la longueur est un multiple de  $8.7h$  ( $h$  étant la hauteur des éléments, égale à 60 mm). Entre les blocs de forêt, des surfaces de rugosité différente à celle des forêts ont été installées, permettant ainsi d'explorer un maximum de séquences possibles de type forêt/clairières comme représenté sur les photographies des expériences dans le chapitre 2. Les clairières sont modélisées à partir d'éléments cylindriques de 15 mm de haut, de 5 mm de diamètre et espacées de 25 mm dans le sens du courant et dans la direction perpendiculaire, également en configuration décalée. Sur la base de la théorie de similitude, les clairières correspondent en réalité à une jeune forêt d'environ 5 m de haut.

### 1.4.2 Instrument de mesure du vent en soufflerie

Il existe actuellement plusieurs méthodes de mesure des vitesses de vent au sein de la soufflerie. L'anémométrie à fil chaud a été grandement utilisé dans le passé et est à l'origine des principaux résultats fondamentaux sur les écoulements atmosphériques en soufflerie jusqu'au début des années 2000 (Brunet et al., 1994; Raupach et al., 1986, 1987, 1996; Finnigan

and Brunet, 1995; Shaw et al., 1995) mais ce dispositif fournit uniquement des études en 2D du sillage moyenné dans le temps alors que notre étude est caractérisée par une grande variabilité spatiale dans les trois dimensions. Les nouvelles techniques en revanche permettent d'effectuer des mesures en 3D. Il y a notamment la vélocimétrie par imagerie de particules PIV qui est actuellement l'une des plus importantes techniques utilisées pour déterminer le champ de vitesse d'un fluide. Pour ce faire, on illumine une fine couche du fluide étudié par un rayonnement laser. Ainsi, lorsque les particules traversent cette zone, elles diffusent la lumière qui peut être récupérée par un capteur (généralement une caméra). Chaque image est divisée en petites fenêtres. L'intercorrélacion de deux fenêtres issues de deux images consécutives permet de déterminer le déplacement des particules situées dans cette zone. Le résultat de cette opération permet d'obtenir des cartes de vitesse instantanée connaissant le délai entre deux enregistrements donnant les deux composantes de la vitesse dans le plan éclairé par le laser. L'utilisation de deux capteurs regardant la même zone de fluide illuminée permet d'obtenir les trois composantes de la vitesse dans l'espace. Le point fort de cette technique est qu'elle donne accès aux valeurs instantanées des vitesses de vent avec un maillage qui peut être extrêmement fin. En revanche, la taille de l'écoulement étudié est restreinte par la focale de la caméra.

Une autre nouvelle technique très précise est la vélocimétrie laser (ou anémométrie laser Doppler LDA), probablement une des méthodes les plus précises actuellement permettant l'acquisition de vitesses de vent à très haute fréquence. C'est une technique optique fondée sur la mesure du décalage en fréquence de faisceaux laser éclairant des particules très fines entraînées par l'air. Ainsi, en mesurant la vitesse des particules dans l'air, on peut connaître la vitesse du fluide. Ce vélocimètre repose comme son nom l'indique sur le principe de l'effet Doppler. Le fluideensemencé de fines particules est illuminé par un plan d'une onde électromagnétique dont la fréquence est parfaitement connue. Les particules vont alors diffuser cette onde avec une fréquence différente, qui est mesurée et comparée à celle de l'onde originale. La vitesse des particules, donc du fluide, peut être déterminée grâce à cette différence de fréquence. Un des désavantages de cette technique est qu'elle ne fournit pas de champs instantanés 2D des vitesses de vent car les mesures sont ponctuelles (à l'intersection des faisceaux lumineux), donc il faut déplacer le laser dans la soufflerie au fur et à mesure de l'expérience pour capturer l'écoulement moyen dans l'espace. Cela n'est pas un problème car l'écoulement en soufflerie est stationnaire, c'est-à-dire que les valeurs moyennées sont invariables dans le temps. La précision dépend donc du nombre de points de mesure que l'utilisateur souhaite effectuer. Nous nous intéressons ici aux champs moyens étant donné que dans la littérature, la plupart des études reposent sur la double moyenne spatiale et temporelle. En raison de sa très grande précision et étant donné que le CSIRO dispose de cet équipement, c'est cette méthode que nous avons choisie. La Fig. 1.13a représente le schéma du laser composé d'une sonde 1D et d'une sonde 2D, les mesures sont projetées dans le repère de la soufflerie. La Fig. 1.13b représente la photographie du laser monté dans un boîtier métallique rigide qui est fixé à un système de déplacement très précis horizontal et vertical. Pour chacune des configurations (présentées dans le chapitre 2), des champs tridimensionnels de vitesse instantanée ont été acquis avec un fort taux d'échantillonnage (champs que nous avons ensuite moyennés temporellement et spatialement sur la largeur) en un nombre de points suffisant pour caractériser l'écoulement à l'échelle des transitions et du paysage.



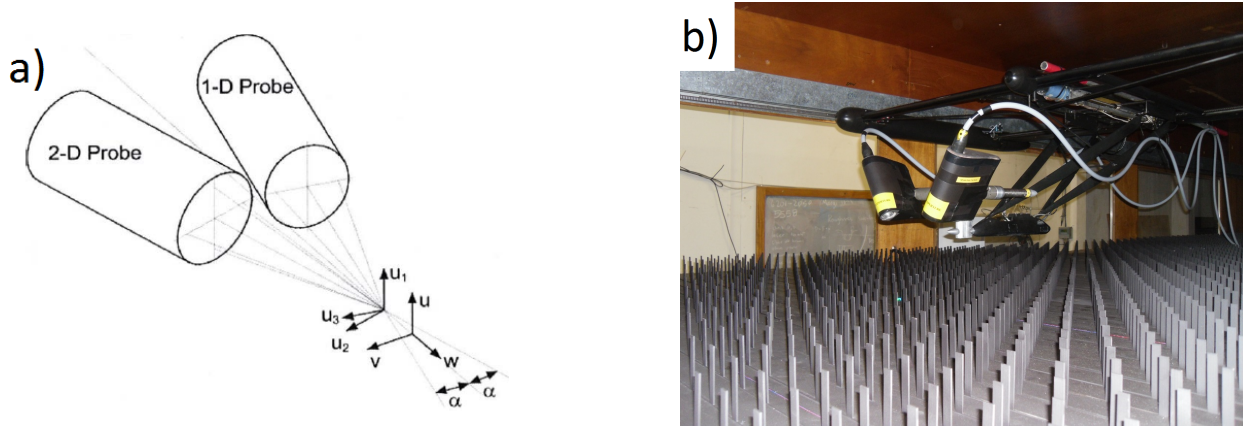


FIGURE 1.13: a) Schéma du laser composé d'une sonde 1D et d'une sonde 2D, les mesures sont projetées dans le repère de la soufflerie. b) Photographie du laser monté dans un boîtier métallique rigide qui est fixé à un système de déplacement horizontal et vertical.

### 1.4.3 Simulations numériques

Même si l'écoulement d'un fluide est régi par des équations connues, les équations de Navier-Stokes dans l'approximation des milieux continus, ces équations n'ont pas de solution analytique sauf cas très particuliers, et leur résolution numérique (simulation numérique directe ou Direct Numerical Simulation DNS en anglais) est à l'heure actuelle limitée par la puissance des ordinateurs car elle nécessite l'utilisation d'un maillage plus fin que le plus petit tourbillon attendu. Or, la turbulence se caractérise par un grand nombre d'échelles spatiales et temporelles différentes et interdépendantes; par conséquent, pour capturer toutes les échelles, il faut utiliser une grille de calcul avec un nombre de points suffisant dans chaque direction de l'espace et un pas de temps très faible car les petites structures de la turbulence sont caractérisées par des temps très courts. Donc, calculer l'ensemble de ces échelles est extrêmement coûteux numériquement. Il est nécessaire de recourir à des méthodes permettant de réduire ces temps de calcul. Pour ce faire, une approche déterminisme statistique est utilisée à partir de la décomposition de Reynolds définie par l'équation 1.4. L'idée est de décomposer les grandeurs caractéristiques instantanées d'un écoulement turbulent comme les composantes de vitesse et les variables d'état atmosphériques (densité, pression et température potentielle) en un état de base et un écart à cet état. Cette approche permet ensuite de développer un traitement statistique des équations de mouvement.

Hormis la DNS, il existe deux types de moyenne utilisés dans l'analyse statistique des équations de Navier-Stokes : la moyenne temporelle, désignée par la barre supérieure dans les équations, est définie sur un échantillon et non pas sur un ensemble comme la DNS. L'écart à cette moyenne, c'est-à-dire la fluctuation, est désigné par le prime. On a alors pour une fonction arbitraire  $\phi$  de la position  $x$  et du temps  $t$  :

$$\overline{\phi}_i(x) = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} \phi_i(x, t) dt, \quad \phi'_i = \phi_i - \overline{\phi}_i \quad \text{et} \quad \overline{\phi'_i} = 0 \quad (1.7)$$

où  $i = (X, Y, Z)$  désigne les trois directions de l'espace,  $T$  la période d'échantillonnage et  $x$  est le point de l'espace considéré. Suite à la décomposition des équations de Navier-Stokes, il en résulte un tenseur de contraintes, appelé tenseur de Reynolds, qui représente l'influence énergétique des petites échelles sur les valeurs moyennes de l'écoulement. Néanmoins, pour caractériser ce tenseur, il faut connaître en chaque point et à chaque instant

les propriétés du mouvement. Cela signifie qu'une information supplémentaire sur la nature de l'agitation turbulente est nécessaire pour décrire (avec un nombre fini de paramètres) le tenseur des contraintes de Reynolds. Ce problème de fermeture est inhérent à la non-linéarité des équations dynamiques. On désigne cette méthode par le sigle RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes). Elle ne consomme pas beaucoup de ressources et est de ce fait très majoritairement utilisée pour les applications industrielles.

La seconde méthode consiste à filtrer le champ turbulent dans le but de calculer par DNS les structures turbulentes de grande taille et de modéliser celles de petite taille, le but étant de réduire la puissance de calcul requise pour la DNS. C'est le principe de la simulation des grandes échelles (SGE ou LES). Pour ce faire, on admet que les structures turbulentes de grande taille, étant instables, se fractionnent en donnant lieu à une nouvelle population de tourbillons de taille plus petite. Ces tourbillons deviennent instables à leur tour, engendrant des tourbillons encore plus petits. Un processus de cascade (connu sous le nom de cascade d'énergie) dirigé vers les petites échelles se met ainsi en place. C'est l'hypothèse de Kolmogorov (1941) qui nous permet d'introduire l'idée de petites échelles et de grandes échelles, à savoir que l'énergie turbulente est principalement portée par les grands tourbillons qui ne répondent pas directement aux effets de la viscosité. La viscosité moléculaire n'influence que les plus petites structures qui sont responsables de la majeure partie de la dissipation. De plus, si les grands tourbillons sont très différents selon les géométries du paysage, leurs structures varient fortement selon l'écoulement considéré, les petits tourbillons, eux, ont un caractère beaucoup plus universel et peuvent donc être modélisés. Ces échelles sont séparées au moyen d'une opération de filtrage passe-bas appliquée au système des équations régissant l'écoulement. Pour filtrer la variable instantanée  $\phi$  au point  $x$ , on introduit une fonction filtre  $G_{V_R}$  de taille caractéristique  $V_R$  (largeur du filtre) définie comme suivante :

$$G_{V_R} = \begin{cases} \frac{1}{V_R} & \text{si } |x_i - y_i| \leq \frac{\Delta_i}{2} \\ 0 & \text{sinon,} \end{cases} \quad (1.8)$$

où  $\Delta_i = (\Delta_X, \Delta_Y, \Delta_Z)$  représentent les pas du maillage dans les trois directions de l'espace. La taille caractéristique du filtre  $V_R$  est définie par  $V_R = (\Delta_X \times \Delta_Y \times \Delta_Z)^{1/3}$  (Germano et al., 1991). Ici,  $y$  appartient au domaine total d'étude que nous appelons  $D$ . Si on note  $\phi$  une variable instantanée alors la fonction filtrée  $\tilde{\phi}$ , correspondant aux échelles de taille supérieures à  $V_R$ , est le résultat de l'opération suivante (Leonard, 1974) :

$$\tilde{\phi}_i(x, t) = \iiint_D G_{V_R}(x - y) \phi_i(y, t) dy^3, \quad \phi_i^s = \phi_i - \tilde{\phi}_i \text{ et } \tilde{\phi}_i^s \neq 0 \quad (1.9)$$

La partie-haute fréquence de  $\phi$  non résolue, notée  $\phi^s$ , représente le champ de sous-maille (ou partie fluctuante).  $\tilde{\phi}$  représente le champ résolu, où la partie des fluctuations qui correspond aux gros tourbillons. Le tenseur de Reynolds ainsi obtenu rend compte uniquement des fluctuations des échelles plus petites que la maille de calcul. Les modèles de fermeture utilisés sont appelés modèles de sous-maille. Il en existe un certain nombre et le modèle que nous utilisons pour ce projet est détaillé dans le chapitre 3. A ce jour, les simulations des grandes échelles donnent la description la plus détaillée de la turbulence, contrairement aux méthodes basées sur la moyenne de Reynolds qui simulent uniquement les champs moyens.

C'est le modèle atmosphérique tridimensionnel non-hydrostatique ARPS version 5.1.5, développé à l'université d'Oklahoma au sein du CAPS (Center for Analysis and Prediction of Storms), qui a été choisi pour simuler la dynamique du vent dans un couvert forestier. ARPS permet, au prix d'une grande complexité et d'un coût important en temps de calcul, une simulation du comportement turbulent des champs de vent à partir d'une approche LES,

dans des conditions atmosphériques variées, pour des applications ciblées, plus fondamentales, justifiant une telle lourdeur. L'UMR ISPA (Interactions sol-plante-atmosphère) dispose d'un cluster permettant ce genre de calcul. Une description complète du modèle ARPS dans sa version standard peut être trouvée dans son manuel d'utilisateur (Xue et al., 1995) et dans Xue et al. (2000, 2001). Pour modéliser le couvert végétal, le code de calcul a été modifié en introduisant une approche de traînée, qui consiste à prendre en compte l'impact de la végétation sur l'écoulement en modifiant les équations du mouvement par l'ajout d'une force de traînée et en ajoutant des termes sources et puits dans les équations de l'énergie cinétique turbulente et de son taux de dissipation (voir équations au chapitre 3). Dans cette approche, contrairement aux méthodes classiques dans lesquelles la canopée n'est pas explicitement décrite, le niveau inférieur du domaine de calcul correspond au niveau réel du sol, et de nouvelles couches sont ajoutées à l'intérieur de la canopée. Les travaux déjà entrepris ont été consacrés à la validation du code, à l'étude de l'influence de la structure du couvert sur les champs turbulents, puis à celle des écoulements de lisière et enfin au-dessus d'une colline boisée (Dupont et Brunet, 2008a,b,c; Dupont and Brunet, 2009; Dupont et al., 2008, 2011, 2012). ARPS est à l'origine un système complet de prévision du temps qui a été validé extensivement pour un ensemble d'écoulements de méso-échelle pendant la dernière décennie. Il permet de simuler l'écoulement turbulent jusqu'au sol et de fournir une représentation instantanée des transferts turbulents entre l'intérieur de la canopée et l'atmosphère. Utilisé à l'échelle du paysage pour simuler les interactions entre les différents blocs forestiers, ce modèle doit permettre de faire le lien entre les processus méso-échelles et micro-échelles, en rendant compte de l'influence des hétérogénéités environnantes. Il permet ainsi d'étudier des cas réalistes, en terrain complexe, pour différentes conditions météorologiques et différentes échelles spatiales. Les équations de mouvement et le modèle de sous-maille avec la prise en compte de la canopée végétale sont décrits dans le chapitre 3.

# Bibliographie

- Belcher SE, Jerram N, Hunt JCR (2003) Adjustment of a turbulent boundary layer to a canopy of roughness elements. *J. Fluid Mech.* 488:369–398
- Belouard T, Marchadier R, Merzeau D, Meredieu C, Brunet Y, Drouineau S, Paillassa E, Riou-Nivert P (2012) Évaluation des facteurs de résistance au vent des peuplements de pin maritime après la tempête Klaus à l'aide des données de l'inventaire forestier. Rapport pour la Région Aquitaine, 77p
- Böhm M, Hughes DE (November 2004) A hitch hikers guide to the Pye laboratory wind tunnel. CSIRO Land and Water, Canberra Technical Report 10/00
- 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, Dupont S, Sellier D, Fourcaud T (2009) Les interactions vent-arbre ; de l'échelle locale à celle du paysage : vers des approches déterministes, In : Birot Y, Landmann G, Bonhême I Eds, *La forêt face aux tempêtes*. Editions Quae 229–259
- Colin F, Vinkler I, Riou-Nivert P, Renaud JP, Hervé JC, Bock J, Piton B (2009) Facteurs de risques de chablis dans les peuplements forestiers : les leçons tirées des tempêtes de 1999. In : Y. Birot, G. Landmann, I. Bonhême (Eds.), *La forêt face aux tempêtes*. Editions Quae, France, 177-228
- Cucchi V (2004) Sensibilité au vent des peuplements de Pin maritime (*Pinus pinaster* Ait.). Analyse comparative de dégâts de tempête, étude expérimentale et modélisation de la résistance au déracinement. Université de Bordeaux I, (Bordeaux, France), 108 p.
- Cucchi V, Meredieu C, Stokes A, Berthier S, Bert D, Najjar M, Denis A, Lastennet R (2004) Root anchorage of inner and edge trees in stands of maritime pine (*Pinus pinaster* Ait.) growing in different podzolic soil conditions. *Trees* 18:460–466.
- Drobinski P, Carlotti P, Newson RK, Banta RM, Foster RC, Redelsperger JL (2004) The structure of the near-neutral atmospheric surface layer. *Journal of Atmospheric Sciences* 61:699–714
- Dupont S, Brunet Y, Jarosz N (2006) Eulerian modelling of pollen dispersal over heterogeneous vegetation canopies. *Agricultural and Forest Meteorology* 141:82–104
- Dupont S, Brunet Y (2006) Simulation of turbulence in an urban forested park damaged by a windstorm. *Boundary Layer Meteorol* 120:133–161
- Dupont S, Brunet Y (2008a) Influence of foliar density profile on canopy flow : a large-eddy simulation study. *Agric For Meteorol* 148:976–990

- Dupont S, Brunet Y (2008b) Edge flow and canopy structure : a large-eddy simulation study. *Boundary Layer Meteorol* 126:51–71
- Dupont S, Brunet Y (2008c) Impact of forest edge shape on tree stability : a large-eddy simulation study. *Forestry* 81:299–315
- Dupont S, Brunet Y (2009) Coherent structures in canopy edge flow : a large-eddy simulation study. *J Fluid Mech* 630:93–128
- Dupont S, Brunet Y, Finnigan JJ (2008) Large-eddy simulation of turbulent flow over a forested hill : validation and coherent structure identification. *Quart J Roy Meteorol* 134 :1911–1929
- Dupont S, Bonnefond JM, 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, Irvine M, Bonnefond JM, 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
- Finnigan JJ, Brunet Y (1995) Turbulent airflow in forests on flat and hilly terrain. *Wind and Trees*, Coutts M.P. and Grace J.(Eds.), Cambridge University Press, Cambridge, 3–40
- Finnigan JJ (2000) Turbulence in plant canopies. *Ann Rev Fluid Mech* 32:519–71
- Gao W, Shaw RH, Paw UKT (1989) Observation of organised structures in turbulent flow within and above a forest canopy. *Boundary Layer Meteorol* 47:349–377
- Germano M, Piomelli U (1991) A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. *Fluids* 37 :1760–1765
- Harman IN, Finnigan JJ (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
- Iqbal M, Khatry AK, Seguin B (1977) A study of the roughness effects of multiple windbreaks. *Boundary Layer Meteorol* 11:187–203
- Kolmogorov AN (1941) The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers. *Proceedings of the USSR Academy of Sciences* 30:299–303
- Lu CH, Fitzjarrald DR (1994) Seasonal and diurnal variations of coherent structures over a deciduous forest. *Boundary Layer Meteorol* 69:43–69
- Morse AP, Gardiner B, Marshall BJ (2002) Mechanisms controlling turbulence development across a forest edge. *Boundary Layer Meteorol* 103:227–251
- Raupach MR, Coppin PA, Legg BJ (1986) Experiments on scalar dispersion within a model plant canopy. Part I : The turbulent structure. *Boundary Layer Meteorol* 35:21–52
- Raupach MR, Bradley EF, Ghadiri H (1987) A wind tunnel investigation into aerodynamic effect of forest clearings on the nesting of Abbott's Booby on Christmas Island. Tech Report, CSIRO Centre for Environmental Mechanics, Canberra, 21 pp

- Raupach MR, Finnigan JJ, Brunet Y (1996) Coherent eddies and turbulence in vegetation canopies : the mixing layer analogy. *Boundary Layer Meteorol* 78:351–382
- Sanz Rodrigo J, van Beek J, Dezso-Weidinger (2007) Wind tunnel simulation of the wind conditions inside Bidimensional forest clear-cuts. Application to wind turbine siting, *J. Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 95:609–634
- Shaw RH, Brunet Y, Finnigan JJ, Raupach MR (1995) A wind tunnel study of air flow in waving wheat : two-point velocity statistics. *Boundary Layer Meteorol* 76:349–376
- Seidl R, Rammer W, Blennow K (2014) Simulating wind disturbance impacts on forest landscapes : Tree-level heterogeneity matters. *Environmental Modelling and Software* 51 :1–11
- Stull, RB (1988) *An introduction to boundary layer meteorology*. Springer, 670 pp.
- Townsend AA, Hoffmeister M (1976) *The Structure of Turbulent Shear Flow*. Cambridge Monographs on Mechanics and Appl. Mathematics. *Z. angew. Math. Mech.* 56:448
- Xue M, Droegemeier KK, Wong V, Shapiro A (1995) *ARPS version 4.0 user’s guide.*, University of Oklahoma, Norman, OK : Center for Analysis and Prediction of Storms. 380 p.
- Xue M, Droegemeier KK, Wong V (2000) *The Advanced Regional Prediction System (ARPS) - A multiscale nonhydrostatic atmospheric simulation and prediction model. Part I : Model dynamics and verification.* *Meteorology and Atmospheric Physics* 75:161–193.
- Xue M, Droegemeier KK, Wong V, Shapiro A, Brewster K, Carr F, Weber D, Liu Y, Wang D (2001) *The Advanced Regional Prediction System (ARPS) - A multi-scale nonhydrostatic atmospheric simulation and prediction tool. Part II : Model physics and applications.* *Meteorology and Atmospheric Physics* 76:143–165.



# Chapitre 2

## Impact de la fragmentation du paysage sur l'écoulement atmosphérique : simulations en soufflerie

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>59</b>
<b>2.2</b>	<b>Material and methods</b>	<b>61</b>
2.2.1	Wind-tunnel configuration	61
2.2.2	Canopy models	62
2.2.3	Landscape configurations	63
2.2.4	Velocity measurements	64
2.2.5	Flow development along the wind tunnel	67
2.2.6	Landscape metrics and spatial scaling	68
<b>2.3</b>	<b>Results and discussion</b>	<b>69</b>
2.3.1	The single-edge case : comparison with previous observations	70
2.3.2	The single-edge case : flow development	72
2.3.3	Two-dimensional flow fields	72
2.3.4	Streamwise variation in flow characteristics at canopy top	76
2.3.5	Effective friction velocity	78
2.3.6	Surface roughness length	78
<b>2.4</b>	<b>Concluding remarks</b>	<b>80</b>
<b>2.5</b>	<b>Future work</b>	<b>82</b>
<b>2.6</b>	<b>Conclusion en français</b>	<b>83</b>

---



Il s'agit d'analyser ici l'impact de ce "mitage" de la forêt sur les propriétés de l'écoulement à l'échelle sub-régionale et, par voie de conséquence, sur les contraintes imposées aux arbres par le vent. L'hypothèse de travail fondamentale est que le niveau de fragmentation du paysage agit sur des caractéristiques de l'écoulement atmosphérique (vitesse du vent, énergie cinétique turbulente, etc.) qui ont un impact sur les contraintes mécaniques imposées aux peuplements végétaux, modulant ainsi les niveaux de risques de dommages. Cette hypothèse est vérifiée dans ce chapitre à l'aide d'une expérimentation en soufflerie visant à caractériser l'écoulement sur des maquettes de paysage présentant divers degrés de fragmentation. Ce chapitre est présenté sous la forme d'article : Poette et al. (2016) actuellement en révision pour la revue *Boundary Layer Meteorology*.

## THE IMPACT OF LANDSCAPE FRAGMENTATION ON ATMOSPHERIC FLOW : A WIND-TUNNEL STUDY

Christopher Pöette<sup>1</sup> • Barry Gardiner<sup>1</sup> • Sylvain Dupont<sup>1</sup> • Ian N. Harman<sup>2</sup>

Margi Böhm<sup>2,3</sup> • John J. Finnigan<sup>2</sup> Dale Hughes<sup>2</sup> • Yves Brunet<sup>1</sup>

1. UMR 1391 ISPA, INRA, Bordeaux Sciences Agro, F-33140 Villenave d'Ornon, France
2. CSIRO Oceans and Atmosphere, Canberra, Australia
3. Research School of Biology, Australian National University, Canberra, Australia

Landscape discontinuities such as forest edges play an important role in determining the characteristics of the atmospheric flow by generating increased turbulence and triggering the formation of coherent tree-scale structures. In a fragmented landscape, consisting of surfaces of different heights and roughness, the multiplicity of edges may lead to complex patterns of flow and turbulence that are potentially difficult to predict. Here, we investigate the effects of different levels of forest fragmentation on the airflow. Five gap spacings (of length approximately  $5h$ ,  $10h$ ,  $15h$ ,  $20h$ ,  $30h$ , where  $h$  is the canopy height) between forest blocks of length  $8.7h$ , as well as a reference case consisting of a continuous forest after a single edge, were investigated in a wind tunnel. The results reveal a consistent pattern downstream from the first edge of each simulated case, with the streamwise velocity component at tree top increasing and turbulent kinetic energy decreasing as gap size increases, but with overshoots in shear stress and turbulent kinetic energy observed at the forest edges. As the gap spacing increases, the flow appears to change monotonically from a flow over a single edge to a flow over isolated forest blocks. The apparent roughness of the different fragmented configurations also decrease with increasing gap size. No overall enhancement of turbulence is observed at any particular level of fragmentation.

keywords : Boundary Layer, Edge flow, Fragmented Landscape, Turbulent flow, Wind Tunnel

## 2.1 Introduction

Given the natural irregularities of forests, recent research on turbulent flow in plant canopies has tackled heterogeneous situations due, for example, to the presence of topography and changes in vegetation height. Amongst these, flow across forest edges is of wide interest in fields such as ecology, hydrology, and meteorology, because of its relevance to applications such as seed and pollen dispersal in gaps (Nathan et al., 2005; Williams et al., 2006; Dupont et al., 2006), enhanced dry deposition of atmospheric pollutants (De Ridder et al., 2004), fire propagation (Viegas, 2004), measurement of carbon dioxide and water fluxes (Baldocchi et al., 2001), wind energy (Sanz et al., 2007; Dalpe et al., 2009), and forest wind damage (Gardiner et al., 2016). Research on single forest edges has been conducted using field observations (Irvine et al., 1997; Dupont et al., 2011; Dellwik et al., 2014), wind-tunnel experiments (Stacey et al., 1994; Morse et al., 2002; Segalini et al., 2013), and numerical simulation (Li et al., 1990; Yang et al., 2006a,b; Dupont and Brunet, 2008).

In these single-edge studies the incoming flow is assumed to be in equilibrium with the upstream surface, generally considered to be horizontally homogeneous. However, forested landscapes are often fragmented, i.e. they consist of a mosaic of patches with varying size, height and roughness (forest and crop fields, built-up areas, water bodies). Fragmentation is increasing in many regions, due to changes in management practices (e.g. increased use of short rotation forests for bioenergy), changes in land use (e.g. solar farms, wind farms or agricultural crops in forested areas), and an increase in the urban sprawl. This results in multiple edges (Laurance, 2004), each of them modifying the airflow locally, e.g. by generating turbulence energy. Consequently, it is important to quantify the impact of multiple edges at the local and landscape scales, as well as the influence of upwind forested surfaces on the turbulent flow at given sites. In particular, it is important to determine whether these heterogeneities have a cumulative effect on the aerodynamic load of trees, and to what extent they modify the effective surface roughness length, a key parameter in weather forecast models (Hasager et al., 2003). In this respect, there has been so far a lack of data and understanding of how complex fragmented landscapes affect the overall flow and turbulence levels. Such paucity of data is mainly due to the difficulties in making field measurements at a large enough scale. It also results from the fact that the landscape scale is an intermediate scale between the local scale, which allows direct assessment of the interaction between the canopy and atmospheric flow, and larger scales where forest canopies are usually just considered as rough surfaces. This scale issue has directly affected numerical simulation, and is one reason why previous work has primarily focussed either on single edges (Li et al., 1990; Irvine et al., 1997; Morse et al., 2002) or on single roughness transitions (Bradley, 1968; Antonia and Luxton, 1971; Dalpe et al., 2009).

Despite the complexity of performing physical simulations at a large scale, there have been experiments of great interest such as the wind-tunnel simulation of the flow conditions inside a bi-dimensional forest clearing by Sanz et al. (2007) aimed at investigating the technical feasibility of wind turbines located between two forest patches. They assessed the effect of three different porosities and three different lengths of the leading forest ( $L/h = 2, 5$  and  $10$  with  $L$  and  $h$  the length and height of the forest, respectively) and two different clearing set-ups ( $D/h = 5$  where  $D$  is the length of the clearing, and in the second set-up, the downwind forest patch was removed). Turbulence intensity was found to be independent of the length of the leading forest but increased with increasing porosity by  $4 - 9$  %. On the other hand, the extreme velocities were found to be independent of the porosity but were  $15 - 30$  % higher when the ratio  $L/h > 5$ , and a reduction of  $5 - 20$  % in the production of wind energy was

observed in that case. Fontan et al. (2012) ran flume experiments in turbulent flows across gaps of permeable and impermeable boundaries for a combination of two porosity values, two Reynolds number values, and five gap-size values ( $D/h = 0.5, 1, 3, 5$  and  $\infty$ ). The cavities mimic flow disturbances created by finite gaps and forest clearings. Unfortunately, the authors focussed more on the effects of the porosity rather than on the effect of the clearing length but, based on Ashcroft and Zhang (2008), they mention that when the ratio  $D/h = 0.5$ , the primary vortex size appears to be dictated by the length of the clearing. If  $D/h$  is between 1 and 2, the separated shear layer initiated from the upstream edge forms due to vortex shedding at the corner, but is prematurely destroyed at the downstream end of the gap. However, for  $D/h = 3$ , the separated shear layer appears to fill the gap just prior to the formation of a typical back-facing step re-attachment zone. When  $D/h > 5$ , the shear layer re-attaches along the gap floor before being disturbed by the downstream side of the gap. The momentum flux at the interface within and above the gap is enhanced by a factor of 1.5 – 2 over its upstream value, and this enhancement zone is much broader in size for the porous configuration. Wind-tunnel experiments have been also used by Raupach et al. (2006) to investigate the effects of canopy density on surface roughness length, using canopies of cylindrical pegs scattered randomly so as to create different landscape densities. The synthesis performed in Raupach et al. (2006) confirmed that the aerodynamic roughness length first increases with the density of the roughness elements, even when scattered across the surface in a random pattern, and then, once the density is large enough to deflect the flow above and around the collection of roughness elements, the aerodynamic roughness length decreases.

In a slightly different context, increased turbulence intensity and flow complexity downwind of single and multiple windbreaks has been observed in wind-tunnel experiments (Iqbal et al., 1977; Judd et al., 1996). Iqbal et al. (1977), using non-porous roughness elements to simulate a very dense vegetation patch of small depth, showed that the roughness length of a fragmented landscape made up of multiple windbreaks reaches a maximum when the windbreak spacing-to-height ratio was between 1 and 3. In another study over multiple windbreaks, using roughness elements with three different porosities (low, medium, high) and two spacings ( $6h$  and  $12h$ ,  $h$  being the windbreak height), Judd et al. (1996) found no significant increase in turbulence levels within the canopy but the results highlighted the complexity of downstream flow over multiple transitions.

The studies discussed above suggest that there are levels of fragmentation that may enhance turbulence in the atmosphere. However it is difficult to extrapolate the results to actual fragmented forests because none of these experiments focussed specifically on landscape patterns involving multiple forest edges with various clearing lengths, and their direct impact on the atmospheric flow. Similar behaviour has also been observed in urban flows, where the influence of gap size relative to building height has received much attention (Grimmond and Oke, 1999; Carpentieri and Robins, 2015). However solid blocks are expected to behave differently to permeable plant canopies, so that no direct extrapolation to forested landscapes can be made. Only numerical simulation has provided hints that forest fragmentation may significantly affect the turbulent structure of the atmospheric boundary layer. For example, Dupont and Brunet (2006) showed that the location of storm damage in a heterogeneous forested urban park could not be explained by stand and soil factors but rather by the airflow patterns generated at upstream edges. Zeng et al. (2009) used Monte Carlo simulations to assess the susceptibility of a fragmented boreal forest to wind damage and found that forest fragmentation may increase the susceptibility of tree stands to wind damage both at patch and landscape level. More recently Silva Lopes et al. (2015) ran four large-eddy simulations

(LES) of the turbulent flow over alternating forest patches and clearings where only the length of the patches (both forested and clearings) varied, in order to elaborate a parametrization of such heterogeneous surfaces in mesoscale models using the effective aerodynamic roughness length. They observed an enhancement of the effective aerodynamic roughness length by the forest patches, especially those of short length. The flow over alternating forest and clearing patches with lengths of  $2.4h$  or  $4.8h$  showed a Reynolds shear stress at tree level always close to the equilibrium value over a long forest. This resulted in an effective aerodynamic roughness length of the heterogeneous surfaces that was over 85 % of that of a homogeneous forested surface.

In conclusion, it is clear that flow changes caused by sequences of forest transitions need to be studied in greater detail. Here, we present a new wind-tunnel dataset collected in a flow over forested landscape models with various levels of fragmentation. Increasing the fragmentation implies increasing the size of gaps between forest blocks. The canopy model mimics sequences of ‘young stand’ and ‘tall forest’ patches of different sizes, similar to real-world managed forests. The model patterns were made large enough for the flow to exhibit measurable differences between simulations. The experiment was specifically designed to investigate the impact of fragmentation on airflow, momentum exchange and roughness, to develop appropriate scaling methods to describe the flow characteristics for all levels of fragmentation, and to evaluate the performance of airflow models. We describe the methodology, measurements, and the overall effects of fragmentation at the scale of the patches and gaps. Future work will investigate the fine details of flow adjustment and make comparison with numerical model predictions.

## 2.2 Material and methods

### 2.2.1 Wind-tunnel configuration

It is difficult and expensive to undertake flow adjustment studies at forest edges under field conditions (necessity for multiple masts, limited selection of forest-to-gap ratios, etc.), especially at scales larger than a forest block ( $\approx 100$  m). Given the difficulty of carrying out field measurements, physical modelling in a wind tunnel represents an attractive alternative. To have valid results at a reduced scale, we apply the theory of similarity based on non-dimensional parameters, the Reynolds number given by  $Re = Uh/\nu$ , and  $\delta/h$  (Böhm and Hughes, 2004), where  $\delta$  is the boundary-layer thickness,  $h$  is the height of the roughness elements,  $U$  is the wind speed and  $\nu$  is the kinematic viscosity. In a wind-tunnel experiment aimed at studying phenomena in the atmospheric surface layer, dynamic similarity is achieved if the Reynolds numbers for the model experiment and the full-scale phenomenon are similar. However, the Reynolds number  $Re$  in the wind tunnel is of the order of  $10^4$  whereas at full-scale  $Re \approx 10^6$ . Wind-tunnel experiments can never exactly match reality due to the limited size of the tunnel and because the maximum eddy size is of the order of the tunnel height, compared with the maximum eddy size in the atmosphere, which is the height of the atmospheric boundary layer. This is a typical problem for wind-tunnel simulations (Stacey et al., 1994).

To solve the problem, the non-dimensional parameter  $\delta/h$  is compared for wind-tunnel and natural conditions in a neutral atmosphere, thereby providing an indication of the true dynamical scale of the model and its applicability to full-scale situations. Consequently, the ratio  $\delta/h$  can be manipulated to resemble full-scale conditions by either reducing the size

Summary of physical and aerodynamic forest model parameters			
Parameters	Symbol	Pegs	Tombstones
Height (mm)	$h_{pegs}, h$	15	60
Frontal area index or roughness density ( $\text{m}^2 \text{m}^{-2}$ )	$\lambda_{pegs}, \lambda_{tbst}$	0.24	0.222
Roughness length (mm)	$z_0$	3.05 (Böhm et al., 2012)	8.07 (Raupach et al., 1986)
Element separation in $X$ (mm) (centre to centre)		12.5	45
Element separation in $Y$ (mm) (centre to centre)		25	60
Element width (lateral $Y$ ) or diameter for pegs (mm)		5	10
Element depth (streamwise $X$ ) or diameter for pegs (mm)		5	1.5

TABLE 2.1: Characteristics of the forest (tombstones) and gap (pegs) models

of the model or by increasing the boundary-layer depth. Measurement constraints limit the size of a model, but boundary-layer depth in the wind tunnel can be increased by inducing a turbulent shear flow well upstream of the model to allow for subsequent readjustment and smoothing of the velocity profile (Wooding, 1968). In order to do so, a turbulent flow is generated by using a fence to introduce turbulence into the uniform flow exiting from the tunnel contraction (Böhm and Hughes, 2004). The physical shape and dimensions of the trip fence determines the nature of the turbulence generated. It is important to note that the turbulent boundary layer induced by a trip fence at the start of the working section does not necessarily resemble that generated by surface roughness in a full-scale boundary layer, but a compromise is necessary to respect similarities between parameters. The induced turbulence is generated only once, after which it slowly decays along the length of the working section whereas turbulent boundary layers generated by roughness are continuously regenerated as the roughness continues to interact with the mean velocity field along the fetch.

The present experiment was conducted in the CSIRO FC Pye Laboratory wind tunnel located in Canberra, Australia, which is described in detail in Harman et al. (2016). It is an open-return blower-type wind tunnel designed to simulate the flow in the atmospheric boundary layer. The wind tunnel has a working section 0.7 m high, 1.78 m wide and 16.4 m long which allows a large range of fragmented configurations over successive forest blocks. It is equipped with a flexible roof that permits control of the static pressure fluctuations along the tunnel to within 1 % or better of the maximum dynamic pressure, as measured by a Pitot static tube at the start of the working section. This means that the wind tunnel is set up so that momentum entrainment from the free stream balances surface drag, which keeps the free stream velocity  $U_\infty$  constant near the roof. This is achieved by setting  $\partial P/\partial X$  to zero down the tunnel. The roof along the working section was carefully adjusted prior to measurements for each landscape configuration. The result is that the internal boundary layer (IBL) increases all along the wind tunnel, and therefore the streamwise velocity component at the surface decreases because of mass conservation. From Bernoulli's principle, the flow in the tunnel can be regarded as steady without any dynamical effects (Böhm and Hughes, 2004).

## 2.2.2 Canopy models

The experiments presented here are made of two different models (the ‘tall forest’ model and the ‘young stand’ model) in order to generate various landscape configurations (see Sect.

2.2.3 for details of the configurations). The ‘tall forest’ model is a replica of the ‘tombstone’ canopy initially used by Raupach et al. (1986) and later modified by Harman et al. (2016). It is illustrated in Fig. 2.1 and Fig. 2.2, and represents a relatively open forest canopy. Ideally, the canopy should be shaped as in Bai et al. (2012) or Stacey et al. (1994), but due to the size of the studied domain ( $\approx 30 \text{ m}^2$ ), a simpler model had to be used. Each canopy element is 60 mm high ( $h$ ), 10 mm wide and 1.5 mm thick. The elements are separated by 45 mm in the streamwise direction ( $X$ ) and 50 mm in the spanwise direction ( $Y$ ). They are configured in a uniform, staggered array (Fig. 2.1). In the model of Raupach et al. (1986), each element was individually stapled to wooden slats whereas here the elements were cut from copper circuit board 1.8 m wide to create a strip of equidistant elements across the width of the tunnel. Thus the model is designed in a more uniform manner at the local scale than that used by Raupach et al. (1986). The forest blocks, also called here ‘tombstone blocks’, were constructed of patches of 12 rows of elements equivalent to  $8.7h$  in the streamwise direction. The tombstone surface generates a turbulent flow that is well characterized and representative of that observed over many natural canopies (Raupach et al., 1996; Finnigan, 2000). The clearings were simulated by plastic pegs of 15 mm height ( $h_{\text{pegs}}$ ) with a diameter of 5 mm, arranged in a uniform staggered array 12.5 mm apart in  $X$  and 25 mm apart in  $Y$  (Fig. 2.2). This clearing model represents a ‘young stand’ rather than a grassland, with its height  $1/4$  of the forest model height and a frontal area density of the same order as the tombstones. The characteristics of the tombstone and peg models are given in Table 2.1.

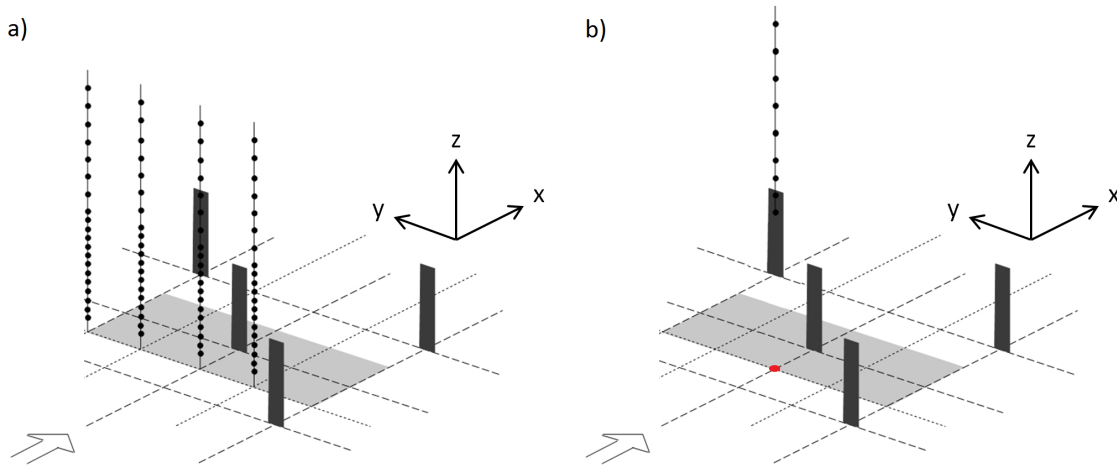


FIGURE 2.1: Schematic diagram showing the layout of the ‘tombstone’ model as well as the measurement locations. The height of the tombstones is  $h = 60 \text{ mm}$  and measurements are made from  $0.4h$  to  $5.35h$  with *Lower* and *Upper* measurements combined. *Lower* profile positions separated laterally by 15 mm (a) and *Upper* profile position (b). The red dot corresponds to the position  $Y = 0$  above which the *Upper* measurements were made. See Tables 2.1 and A.1 for tombstone spacing and scaling.

### 2.2.3 Landscape configurations

We investigated the flow characteristics over five different fragmented configurations as well as a control configuration that consisted of a continuous forest with a single edge (see Table 2.2, Fig. 2.2 and Fig. 2.3). The gap-to-forest ratio and information on the upstream flow for the different configurations are given in Table 2.2 and illustrated in Fig. 2.3. The gap-

Number	Configurations					
	Single edge	1	2	3	4	5
Tombstone block ( $L_{forest}$ )		$8.7h$	$8.7h$	$8.7h$	$8.7h$	$8.7h$
Peg block ( $L_{clearing}$ )		$4.8h$	$9.6h$	$14.4h$	$19.2h$	$28.8h$
Gap/Forest ratio	0	0.55	1.10	1.65	2.21	3.31
Configuration name	Single edge	1/2	1	3/2	5/2	7/2
Free stream velocity ( $\text{m s}^{-1}$ )	11.02	11.62	11.30	10.86	11.03	11.02
Maximum extrapolation height of wind profiles for thickness calculations	$8.21h$	$8.62h$	$8.15h$	$8.16h$	$8.0h$	$8.41h$
Turbulence intensity ( $\langle \bar{\epsilon} \rangle / U$ ) at $Z = h$ and $X = -21h$	0.74	0.67	0.70	0.77	0.74	0.77
Turbulence intensity ( $\langle \bar{\epsilon} \rangle / U$ ) at $Z = 5.35h$ and $X = -21h$	0.58	0.50	0.55	0.68	0.60	0.66
Friction velocity ( $u_*$ ) at $Z = h$ and $X = -21h$ ( $\text{m s}^{-1}$ )	0.84	0.96	0.98	0.87	0.92	0.92
Friction velocity ( $u_*$ ) at $Z = 5.35h$ and $X = -21h$ ( $\text{m s}^{-1}$ )	1.19	1.24	1.29	1.36	1.28	1.41

TABLE 2.2: Characteristics of the different fragmented configurations and inflow conditions. Tombstone block refers to the ‘forest’ model and peg block to the ‘young stand’ model

to-forest ratio is used throughout this paper to indicate the specific level of fragmentation : the larger this ratio the less forest is present per unit landscape area. As the peg panels used here are  $4.8h$  long in the  $X$ -direction, the clearing length has to be a multiple of  $4.8h$ . The tombstone panels are  $8.7h$  long in the  $X$ -direction and only one panel is used for each forest patch (except for the single-edge configuration that consists of multiple panels). To increase the gap-to-forest ratio, one peg panel is added at a time into the gap, except for the last configuration where two extra panels were added in order to reach the limit of the working section for a fragmented landscape composed of at least three successive patches of forest.

## 2.2.4 Velocity measurements

We used a Dantec (Tonsbakken, Denmark) 3D laser Doppler velocity (LDV) system mounted on a traverse gear for accurate sensor positioning, as described in Harman et al. (2016). The lens focal lengths are 110.3 mm for each beam pair and the probes are approximately 80 mm from the sampling volume. The set-up allows measurements right in the centre of the wind tunnel, avoiding wall effects, as well as measurements both above and inside the forest model. However the presence of the LDV apparatus within the wind tunnel imposes a slight blockage effect on the flow. A small, but statistically significant, height-dependent rotational deflection (in the  $(X, Z)$  plane) was diagnosed together with a small, statistically insignificant, speed-up of the mean flow. The rotational deflection was nearly constant above the canopy with a magnitude close to  $2^\circ$ , monotonically decreasing to zero at the ground. A correction is therefore applied to the LDV time series to remove the height-dependent rotational deflection (see details in the Appendix step 5 and Harman et al. (2016)). The seed particles are a mixture of water and glycol, with a size suitable for LDV measurements (typical diameter of  $1 \mu\text{m}$ ). The sampling volume for the LDV system is an ellipsoid of approximate length 1.5 mm in the streamwise direction and a diameter of approximately  $100 \mu\text{m}$ . The



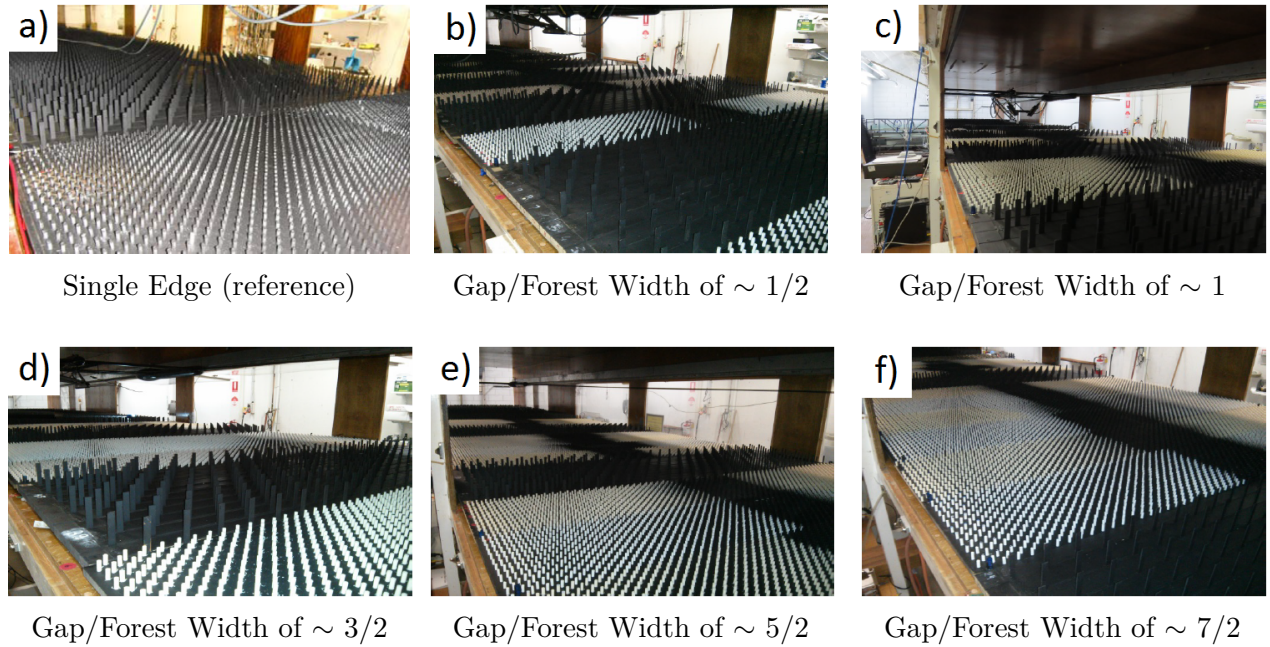


FIGURE 2.2: Photographs of the different configurations. The black panels (tombstone blocks) represent the forest model and the white panels (peg blocks) the gaps. Measurements were made along the centre of the WT to avoid wall effects.

Stokes number for the particle motion in the flow is of the order of 0.01, ensuring that the particle motion (as measured by the LDV) is a good approximation to the local, instantaneous fluid motion. The system provides accurate (better than 1 %) measurements of the three-dimensional flow at a sampling rate between 1 and 8 kHz (as the sampling rate using the LDV depends on particle availability, it ranged from around 8 kHz well above the canopy to 1 kHz within the canopy).

Figure 2.3 shows the experimental mesh featuring all points at which LDV measurements were taken. It provides a measure of the horizontal and vertical resolution of the measurements in each experiment. Each node represents a point in space where a measurement was made in the  $(X, Z)$  plane. Higher spatial resolution was used from  $0.2h$  to about  $2h$  in the  $Z$ -direction and over critical areas such as the front and back forest edges in the  $X$ -direction. In configurations 2 and 4 corresponding to a gap-to-forest ratio of approximately 1 and  $5/2$ , respectively, flow measurements were only performed over the last block due to time constraints, but upstream profiles (at  $X = -21h$ ) were also taken to measure and control the input conditions. For all other configurations, measurements were made all along the working section.

The different steps of the processing protocol are briefly described below, and in the Appendix in greater detail. The profiles were measured in two stages so that measurements could be made well above the canopy as well as near the ground. These are called the *Lower* and the *Upper* profiles, and their respective heights are given in Table A.1 in the Appendix. *Lower* measurements are composed of four profiles in the  $Y$ -direction at each  $X$  position, with a constant  $Y$  spacing of 15 mm, as represented in Fig. 2.1a. Each of these profiles consists of 22 vertical measurements also represented in Fig. 2.1a. The *Upper* profiles were measured using a metal extension tube to raise the LDV, which allows it to reach a height of  $5.35h$  above the ground. The *Upper* profiles consist of a single set of nine measurements at the position  $Y = 0$ , as represented in Fig. 2.1b ( $Y = 0$  corresponds to the dot on the



wind-tunnel floor in Fig. 2.1b), upstream of the central tombstone element. For the *Upper* profiles, there is no lateral variation in the flow because of the surface arrangement of the tombstone elements (Harman et al., 2016), which is why only one profile is necessary per  $X$  position. The two sets of measurements have six common vertical positions, highlighted in grey in Table A.1. They are used to combine the *Lower* and *Upper* profiles into one spatially and temporally averaged profile at each  $X$  position, consisting of 25 vertical measurement levels. The methods to process and combine *Lower* and *Upper* profiles are described in the Appendix and in Harman et al. (2016).

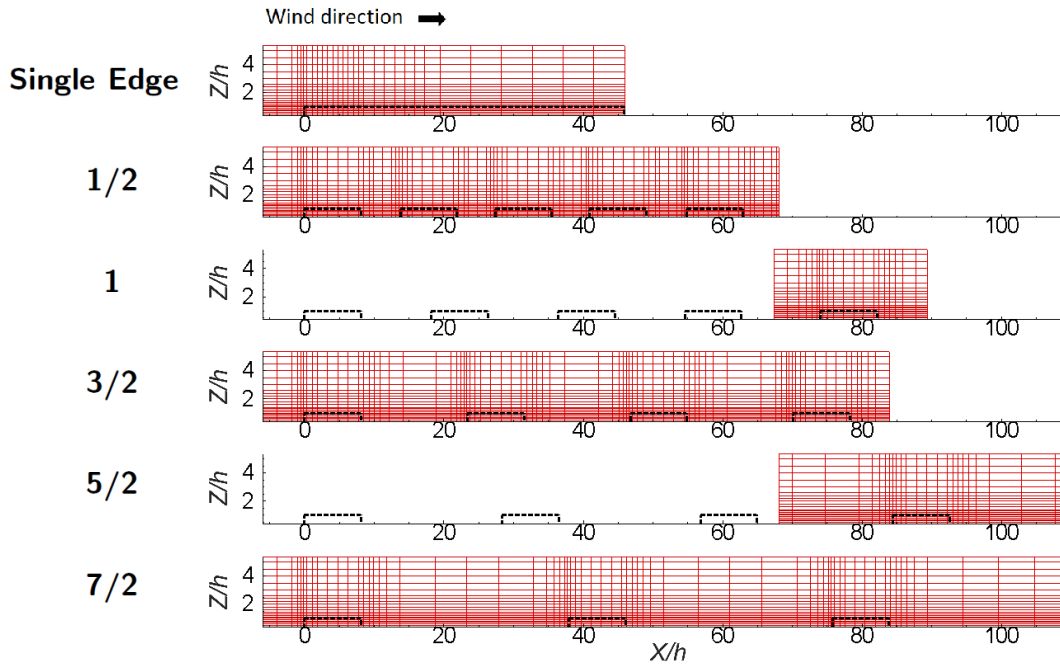


FIGURE 2.3: Diagram representing the spatial resolution of measurements (each red grid intersection) in the  $(X, Z)$  plane of the single-edge and the different fragmented configurations (the gap-to-forest ratio is given on the left side of the plots for each configuration). The black dashed line represents the ‘forest’ model and its location in the wind tunnel. The height of the tombstones is  $h = 60$  mm.

The LDV provides time series that need to be temporally and spatially averaged in the  $Y$ -direction as described in Harman et al. (2016), because most of the current theory of canopy flows is couched in terms of double averages, i.e. a spatial average in conjunction with the conventional Reynolds time average. Temporal average is denoted by  $\overline{\dots}$  and spatial average along the  $Y$ -axis by  $\langle \dots \rangle$ , as defined by Finnigan (2000). We approximate here the formal spatial averaging operator by a four-profile composite along the  $Y$ -axis at each  $X$  position down the wind tunnel. Harman et al. (2016) made 80 profiles around a single  $X$  position far downwind of the edge in the single-edge configuration, which showed that the four locations presented in Fig. 2.1a. give a good proxy for a more detailed spatial distribution of measurement points. We assumed that this proxy was also valid in the vicinity of the edges. This may add some uncertainty to the velocity measurements in these regions but this should not be a significant problem at the scale of the present study. Reynolds averaging was performed over 35 s for the *Lower* profiles, as described in Harman et al. (2016). A sampling duration of 60 s was used well upwind of the roughness change (at  $X = -21h$ ) in order to test temporal

variability and to validate the use of 35 s for Reynolds averaging. Higher above the surface (i.e. for the *Upper* profiles), we used 60 s to ensure that we captured all larger eddies in the flow at these positions. Harman et al. (2016) demonstrated that the sampling period is sufficiently long to ensure that estimates of the first, second and third-order moments of the flow have a random error of less than 5 %. Also, due to the non-regular time sampling nature of the LDV, the temporal particle statistics can be biased. The corrected mean  $n^{\text{th}}$  moment  $\overline{v^n}$  is given by Edwards (1987) as

$$\overline{v^n} = \left( \sum_k W_k v_k^n \right) / \sum_k W_k, \quad (2.1)$$

where  $W_k$  is the appropriate weighting factor for the  $k^{\text{th}}$  velocity measurement. In these experiments, the weighting factor is the transit time, i.e. the time needed for a particle to cross all the LDV fringes.

To assess the repeatability of this protocol, five profiles were repeated at  $X/h = -15$  and  $Y/h = 0$  with 35 s sampling. The coefficient of variation defined as the ratio of the standard deviation to the mean was used to provide a measure of the dispersion in mean streamwise velocity component ( $U = \langle \bar{u} \rangle$ ), momentum flux ( $\langle \overline{u'w'} \rangle$ ) and the turbulent kinetic energy (TKE) ( $\langle \bar{e} \rangle = 1/2 \langle \overline{u'_i u'_i} \rangle$ ). The coefficient of variation is often expressed as a percentage and is widely used to express the repeatability of an experiment. It was found that the dispersion is less than 2.5 % on average over height for the  $U$  and  $\langle \bar{e} \rangle$  profiles and less than 5.5 % on average over height for the  $\langle \overline{u'w'} \rangle$  profiles.

### 2.2.5 Flow development along the wind tunnel

To understand the development of the flow down the wind tunnel we calculated the displacement thickness ( $\delta_1$ ), the momentum thickness ( $\delta_2$ ) and the energy thickness ( $\delta_3$ ) as follows,

$$\delta_1 = \int_0^\infty \left( 1 - \frac{U(z)}{U_\infty} \right) dz, \quad (2.2a)$$

$$\delta_2 = \int_0^\infty \frac{U(z)}{U_\infty} \left( 1 - \frac{U(z)}{U_\infty} \right) dz, \quad (2.2b)$$

$$\delta_3 = \int_0^\infty \frac{U(z)}{U_\infty} \left( 1 - \frac{U^2(z)}{U_\infty^2} \right) dz, \quad (2.2c)$$

where the  $U_\infty$  is the freestream velocity. These derivations assume that there is no pressure gradient down the wind tunnel. We take the  $U_\infty$  value as equal to the maximum value of  $U$  at  $Z/h = 5.35$  along the wind tunnel, and values for the different configurations are given in Table 2.2. For the wind speed profiles that do not reach this value, the last nine points of the  $U$  profiles were fitted using a logarithmic function until the free-stream velocity is reached. The maximum extrapolation heights to reach  $U_\infty$  are also given in Table 2.2. This approach provides a better estimate of the values of  $\delta_1$ ,  $\delta_2$  and  $\delta_3$ .

The displacement thickness is an indication of the streamwise displacement of the flow as it passes over the forest blocks and illustrates the development of the new IBL as the flow passes across the change in roughness from pegs to tombstones (Pope, 2000). The momentum thickness is a measure of the absorption of mean momentum by the surface and is related

to the effective surface drag (Tennekes and Lumley, 1981). The energy thickness provides a measure of the supply of streamwise momentum that is converted into TKE and heat as we go down the wind tunnel.

## 2.2.6 Landscape metrics and spatial scaling

Until recently most airflow studies over forests have been performed on a steady-state flow far downwind from the edge region, after the flow has fully equilibrated with the new surface. In fragmented landscapes it is expected that the flow patterns over successive downstream blocks vary because the flow is constantly evolving. In order to be able to compare our dataset with the literature, where most results apply to homogeneous canopies, it is necessary to find an equivalent system that takes into account the level of fragmentation. In other words, what homogeneous rough surface does each of our fragmentation cases most closely resemble? Knowing that the models have geometrical repeated patterns, consisting of half a clearing, one forest block and a further half clearing, we can derive a relationship between area-averaged turbulent profiles denoted by  $\langle \dots \rangle_{X,Y}$  (see Sect. 2.2.4) and total momentum flux over what we call a ‘representative’ surface area (half clearing/forest block/half clearing). This includes the regions of rapid adjustment at the upstream and downwind edges of the forest block. The area-averaged turbulent profiles obtained over the representative surface area can be regarded as the steady-state turbulent profiles over an equivalent homogeneous canopy. Each representative surface is characterised by its overall frontal area density ( $\lambda$ ) defined as the ratio of the frontal area of roughness elements in the mean wind direction per unit ground area. The value of  $\lambda$  for the single-edge configuration can be calculated from the geometry of the tombstones as being equal to 0.222 ( $\lambda_{tbst}$ ). For the other configurations ( $\lambda$  is denoted  $\lambda_{Config.n}$  with  $n$  being the configuration number given in Table 2.2), we simply multiply  $\lambda_{tbst}$  by a factor based on the length of the forest ( $L_{forest} = 8.7h$ ) and the length of the clearing  $L_{clearing}$  given in Table 2.2 for each configuration.  $\lambda_{Config.n}$  is therefore calculated as :

$$\lambda_{Config.n} = \lambda_{tbst} \frac{L_{Forest}}{L_{Forest} + L_{clearing}}. \quad (2.3)$$

The approach consists in transforming horizontal heterogeneities into a homogeneous canopy of lesser density over the representative surface area. We make the assumption that we can replace, for the fragmented cases, the whole surface (forest and clearing) with a uniformly distributed array of tombstones at a lower spatial density, by spreading out the roughness elements as described in Eq. 2.3. In this formulation, the frontal area creating drag in the clearings is not included in Eq. 2.3 because we use the dominant height of the trees (tombstones) as would be done in a real landscape, and then we adjust the frontal area by the proportion of the surface occupied by these elements. We treat the fragmentation as an extreme version of the clustering in Raupach et al. (2006), who showed that there is no obvious effect of clustering in the relationship between  $\lambda$  and  $z_0$ , but only an increase in the scatter of the points. The roughness length  $z_0$  is calculated using averaged profiles far above the roughness sublayer, under the near-neutral conditions prevailing in the wind tunnel, where the profiles are logarithmic and represent a blend of the profiles generated over the different surfaces upstream. The effective roughness length  $z_{0eff}$  is therefore a measure of the effectiveness of the surface at absorbing momentum. It provides no information on the momentum exchange close to the canopy or ground but instead gives information on the overall roughness of the fragmented surface, to which the geostrophic wind would respond. Several methods to calculate  $z_{0eff}$  were tested for our fragmented landscapes (Brunet et al.,

1994; Guoliang et al., 2003; Raupach et al., 2006). They all gave the same variation with the level of fragmentation, although the absolute values differed. We finally chose to use the ‘outer-layer velocity-defect-law approach’ from Raupach et al. (2006) because the method was tested with the data from Raupach et al. (1986), who made a wind-tunnel study similar to our single-edge case, and because this is the most appropriate method for rough-wall wind-tunnel experiments as discussed by Raupach et al. (2006). In such experiments, the inertial sublayer is ‘squeezed’ between the roughness sublayer and the outer layer, so there is no clearly defined logarithmic region in the  $U(z)$  profile. Equation 8 in Raupach et al. (2006) allows  $z_0/h$  to be found in a canonical boundary-layer flow from  $\delta/h$  and  $U\delta/u_*$  (effectively the boundary-layer bulk drag coefficient). For this purpose, the boundary-layer depth  $\delta$  and the friction velocity  $u_*$  were treated as fitting parameters.  $U_\infty$  was also treated as a fitting parameter because our measurements do not always quite reach the free stream (the difference between  $U_\infty$  and the largest measured value was always  $< 1.5 \text{ m s}^{-1}$ ). The value obtained for  $z_{0eff}$  is slightly different from that of Raupach et al. (1986) because they set  $d = 0.7h$  for the displacement height whereas Raupach et al. (2006) suggested to calculate  $d$  as an a priori function of  $\lambda$  as follows :

$$\frac{d}{h} = 1 - \frac{1 - \exp(-\sqrt{Cd_1\Lambda})}{\sqrt{Cd_1\Lambda}}, \quad (2.4)$$

with  $Cd_1 = 7.5$  and  $\Lambda = 2\lambda$  as described in Raupach et al. (1994). If instead we set  $d = 0.7h$  we obtain  $z_{0eff} = 8.70 \text{ mm}$  for the single-edge case, which is exactly the same as Raupach et al. (1986). This provides a validation of our approach.

In addition we can use the ‘representative’ area approach for each fragmented landscape to determine the effective friction velocity  $u_{*eff}$ . This is a generalization of the local friction velocity  $u_*$  that we compute from the Reynolds stress  $\langle -u'w' \rangle$  and the dispersive flux  $\langle -u''w'' \rangle$  at  $Z = h$  over the representative area ( $\langle -u'w' \rangle_{X,Y,Z=h}$  and  $\langle -u''w'' \rangle_{X,Y,Z=h}$ , respectively). It was shown by Harman et al. (2016) that for this model canopy the dispersive contribution to the total momentum flux far downwind approaches 20 % in the upper canopy and cannot therefore be neglected. It could even exceed 20 % at the edge. This was also shown by Moltchanov et al. (2013, 2015) and Bai et al. (2015).  $u_{*eff}$  can be regarded as a measure of how much momentum is absorbed by the representative surface area. It is calculated as :

$$u_{*eff}^2 = \langle -u'w' \rangle_{X,Y,Z=h} + \langle -u''w'' \rangle_{X,Y,Z=h}. \quad (2.5)$$

## 2.3 Results and discussion

In this section we analyse the wind profiles measured over the single-edge and fragmented configurations. We compare the mean streamwise ( $U$ ) and vertical ( $W$ ) velocity components, momentum flux ( $\langle \overline{u'w'} \rangle$ ), TKE ( $\langle \bar{e} \rangle$ ) and streamwise ( $Sk_U$ ) and vertical ( $Sk_W$ ) velocity skewnesses. In order to better interpret local measurements and the flow patterns over successive transitions, two-dimensional views of the flow in the  $(X, Z)$  plane are presented in Figs. 2.5 to 2.10. Finally, we examine the influence of fragmentation on the development of the IBL momentum absorption by the surface, and the effective roughness length.

### 2.3.1 The single-edge case : comparison with previous observations

The single-edge case is used as a reference case against which the fragmented experiments are compared. In order to assess the representativeness of the measurements, a comparison between the new wind-tunnel data and field measurements made by Irvine et al. (1997) at four masts across a forest edge was made (Fig. 2.4). The wind-tunnel measurements are also compared with other data collected in the same wind tunnel : data from Raupach et al. (1986) who made measurements over a similar forest model but with no pegs upstream (only road gravel was used to create a roughness similar to the forest model), and data from Raupach et al. (1987) where measurements were made over a roughness transition but using a model canopy originally built to simulate waving wheat (Brunet et al., 1994). The datasets are normalized by the mean wind speed at  $Z = 2h$  ( $U_{2h}$ ) far downwind ( $\simeq 14h$  because it is the most common  $X$  location for all datasets) of the forest edge (for mean wind speeds), and by the friction velocity at canopy top  $u_{*h}$  at the same  $X$  location (for the other statistics). Ideally the integral length scale  $L_c$  defined as  $U/(\partial U/\partial z)$  at canopy top should be used for scaling, but as the measurements of Irvine et al. (1997) were only made at three heights they cannot provide an accurate estimate of the vertical gradients.

At the inflow ( $X/h = -6.03$  in Fig. 2.4), several profiles from these new wind-tunnel experiments such as  $\langle \overline{u'w'} \rangle$ ,  $\sigma_W$  and skewness exhibit unusual behaviour. For example,  $\langle \overline{u'w'} \rangle$  increases with height whereas it should be constant with height upstream of the edge. This is due to the trip fence mentioned in Sect. 2.2.1. The turbulence generated by the trip fence has not fully dissipated at this stage and some residues can still be observed before reaching the first forest edge. This is one of the limitations of the wind tunnel.

Generally speaking, the single-edge case shows reasonable agreement with the mean profiles for the different turbulence statistics from other studies but with some notable differences. For the mean wind speed the measurements have excellent matching with Raupach et al. (1986), Raupach et al. (1987) and to a lesser extent Irvine et al. (1997), as shown in Fig. 2.4a. The pattern of the normalized shear stress in Fig. 2.4d is also relatively well captured from the ground to the top of the profile. The normalized standard deviations  $\sigma_U$  and  $\sigma_W$  shown in Fig. 2.4b and Fig. 2.4c respectively present some discrepancy, especially well above the canopy where  $\sigma_U$  and  $\sigma_W$  decrease with height in Raupach et al. (1986, 1987), whereas they are constant with height for our measurements. Similar observations can be made for skewnesses in Fig. 2.4e and Fig. 2.4f where measurements from Raupach et al. (1986) depart from zero well above the canopy, on the negative side for  $Sk_U$  and on the positive side for  $Sk_W$ , whereas our measurements are always close to zero. Overall, our wind-tunnel measurements appear to be more consistent with the observations of Raupach et al. (1996). The differences observed between the single-edge case and Raupach et al. (1986) are probably due to the following reasons. Firstly, Raupach et al. (1986) used hot-wire anemometers for velocity measurements, which are known to have problems with the second and third-order moments in regions of high turbulence. Secondly, the profiles were not made at exactly the same  $X$  locations for each set of measurements, and the profiles were made at slightly different positions relative to the tombstones. Thirdly, the model of Raupach et al. (1986) consisted of only a full tombstone block with no edge transition. Finally, the current wind tunnel is 6 m longer and the depth of the boundary layer is greater than that of the wind tunnel used by Raupach et al. (1986) and Raupach et al. (1987), meaning that the boundary layer is expected to develop better in our experiment and become deeper. In the measurements of Irvine et al. (1997) the inflow surface was grass moorland with lower roughness than the peg blocks in our experiments, which are more representative of a young forest stand.

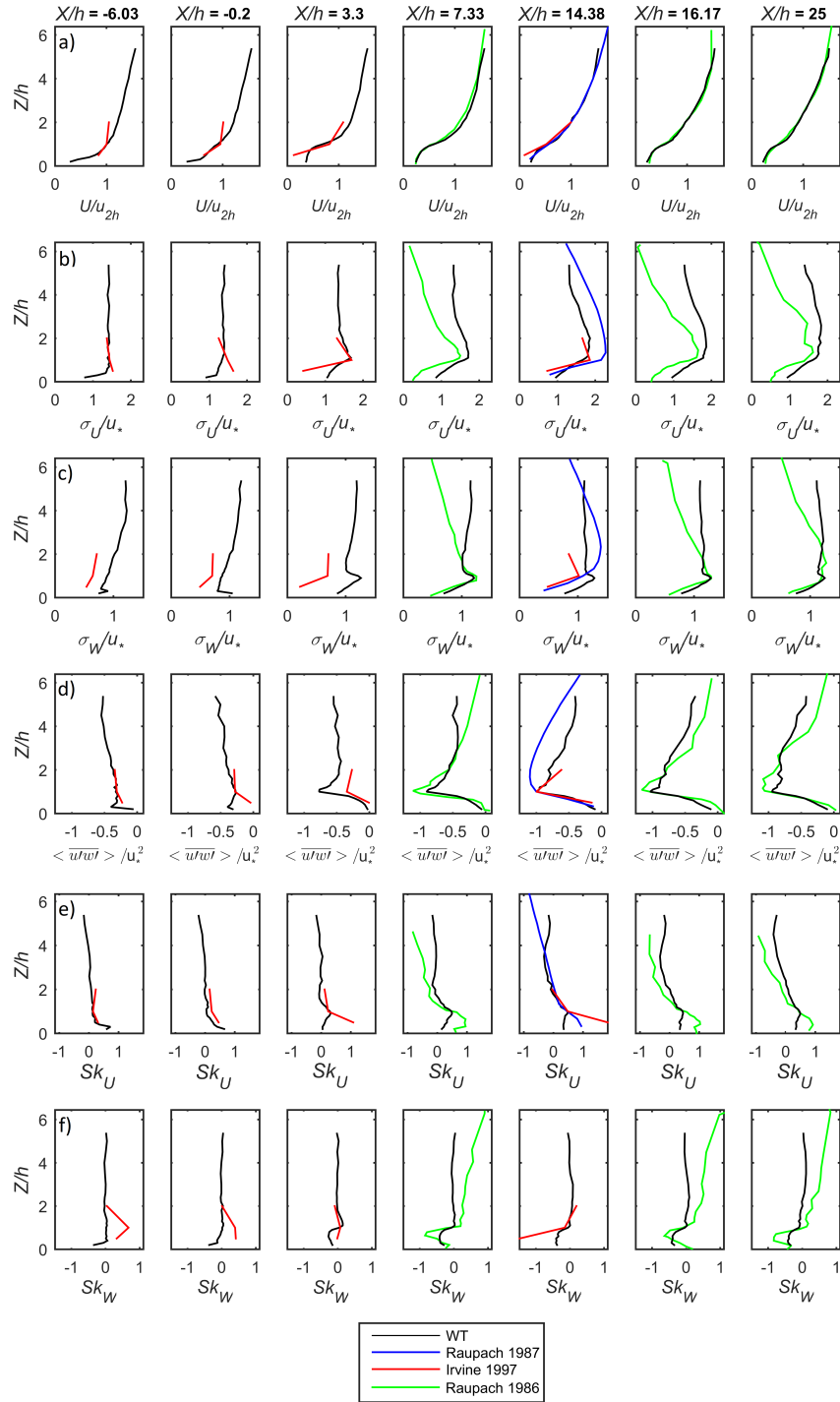


FIGURE 2.4: Comparison of mean profiles from the wind tunnel with the field experiments of Irvine et al. (1997) and the wind-tunnel measurements of Raupach et al. (1986) and Raupach et al. (1987) at corresponding  $X$  positions relative to the first edge ( $X$  positions are given as  $X/h$  at the top of the figure). The values are normalized by the mean wind speed far downwind ( $\approx 14h$  because it is the most common  $X$  location for all datasets) of the forest edge at  $Z = 2h$  ( $u_{2h}$ ) for mean wind speeds, and by the friction velocity  $u_{*h}$  far downwind ( $\approx 14h$ ) of the forest edge at canopy top for the other statistics. The first set of figures at  $X/h = -6.03$  shows the inflow condition ahead of the forest edge ( $X/h = 0$ ). The small oscillations visible on the profiles are within the measurement uncertainty as discussed in Sect. 2.2.4.

### 2.3.2 The single-edge case : flow development

The development of the flow, as illustrated in Fig. 2.4 and Fig. 2.5, shows a strong deceleration in the mean streamwise velocity component immediately below the canopy top and a slight speed-up above the edge especially above  $Z/h = 2$  but not as pronounced as Dellwik et al. (2014) and Stacey et al. (1994) due to our lower canopy density. The growth of the IBL at the edge is demonstrated by the increase of the displacement thickness ( $\delta_1$ ), as can be observed in Fig. 2.12. No enhanced gust zone (Dupont and Brunet, 2009) is observed in the  $Sk_U$  and  $Sk_W$  contour plots (Fig. 2.9 and Fig. 2.10), probably due to the low canopy density (see Table 2.1). A consequence is that the highly turbulent region developing above the canopy starts closer to the edge (Fig. 2.8), as compared to previous studies (Dupont et al., 2011). Figure 2.6 shows a positive mean vertical velocity component at the edge, extending at least to the top of the domain ( $5.35h$ ). Upward motions are also noticeable within the canopy, up to a few tree heights downwind from the edge. In general, the distance required by the flow to equilibrate with the canopy tends to increase with decreasing canopy density, and turbulent features such as an enhanced gust zone become less marked. This kind of behaviour has been observed by Dupont et al. (2011) in a combined LES and field study on maritime pine. Nevertheless, no positive momentum flux is observed in the present canopy in contrast to the latter study. Here the element area density is constant with height whereas in Dupont et al. (2011) leaf area density was characterized by a concentration of foliage in the upper canopy, above a deep and sparse trunk space. The other main difference is the peak of turbulent kinetic energy noticeable in the canopy right at the edge (Fig. 2.8). This feature is due to the development of small turbulent structures by vortex shedding around each individual rigid tombstone element, whereas the pine forest was closer to a horizontally homogeneous porous media. This behaviour is also illustrated in Fig. 2.4 in the  $\sigma_W$  profiles and was mentioned in Raupach et al. (1986) : "The  $\sigma_W$  profiles within the canopy show pronounced local maxima at canopy top, and just behind an element, where significant longitudinal vorticity generation occurs in the element's wake."

The single-edge case used in this paper as a reference replicates the main characteristics of turbulence over plant canopies as discussed above and shown in Raupach et al. (1996). In particular the single-edge case is similar to the flow over the mature maritime pine forest of Dupont et al. (2011), with the exception of some features associated with differences in the vertical distribution of foliage.

### 2.3.3 Two-dimensional flow fields

Figures 2.5 and 2.6 show the spatial variation in mean velocity component  $U$  and  $W$  for the different gap-to-forest ratios. We observe that the streamwise velocity component  $U$  decreases more slowly along the wind tunnel as gap size increases. More locally, we can observe a speed-up near each edge as mentioned in Sect. 2.3.2 for the single edge. For the 1/2 configuration the magnitude of the speed-up decreases down the wind tunnel. This suggests that the gaps are too small to have much effect on the flow and that the 1/2 configuration behaves similarly to a homogeneous forest.

Figure 2.6 shows that the first edge deflects the flow in a very similar way for all configurations. If we focus on the 1/2 configuration, the deflection is rather small after the first edge compared to the other configurations, and closer to the single-edge case where  $W$  is zero after initial flow adjustment. In all configurations the deflections after the first edge remain identical over the successive forest blocks but they increase in magnitude as gap size increases.

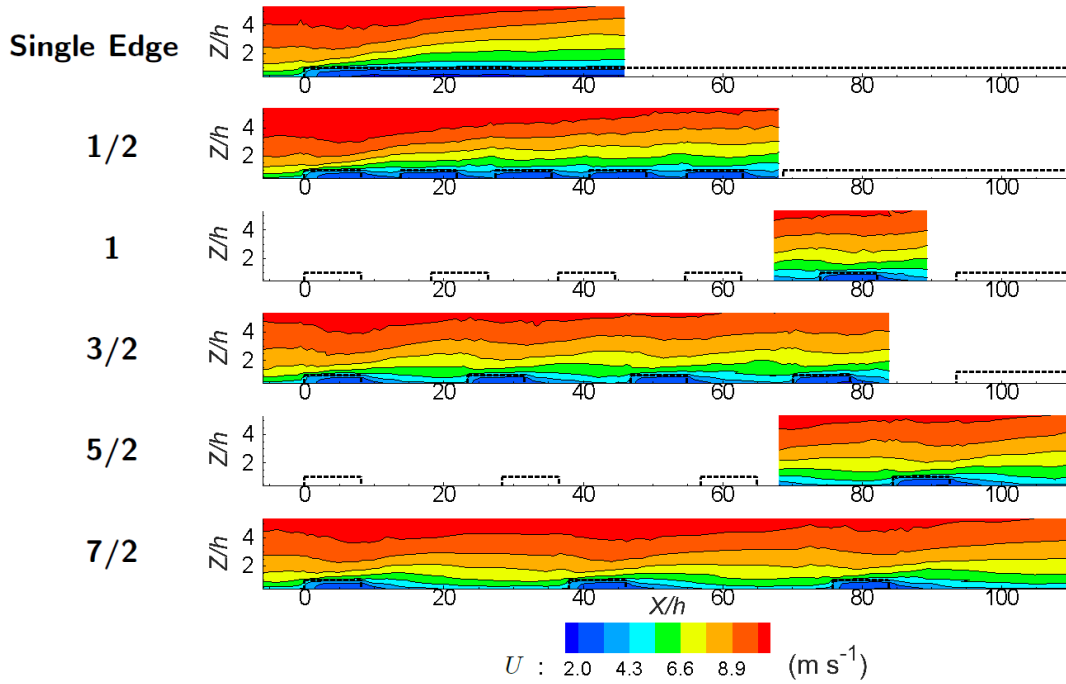


FIGURE 2.5: Mean streamwise wind speed  $U$  in the  $(X, Z)$  plane of the single-edge and the different fragmented configurations (the gap-to-forest ratio is given on the left side of the contour plots for each configuration).

For the 7/2 configuration the flow readjusts in each gap to the inflow conditions and no significant difference can be seen between the first edge and the following ones, suggesting that this configuration behaves more like a set of isolated forest blocks.

The turbulent moments  $\langle \overline{u'w'} \rangle$  and  $\langle \overline{\epsilon} \rangle$  are displayed in Fig. 2.7 and Fig. 2.8, respectively. Their magnitude decreases as gap size increases but also they all decrease along the wind tunnel, with the exception of the single-edge case. No enhancement of turbulence is observed at any particular level of fragmentation. The decrease in  $\langle \overline{u'w'} \rangle$  and  $\langle \overline{\epsilon} \rangle$  observed from the single-edge to the 7/2 configuration seems to be monotonic with increasing gap size. The wakes of  $\langle \overline{u'w'} \rangle$  and  $\langle \overline{\epsilon} \rangle$  downstream of each forest block dissipate over each corresponding peg block until the gap is wide enough for the wake to disappear completely. This is the case for the 7/2 configuration, suggesting again that the forest blocks in this configuration behave like isolated plots. For the smallest gaps, the wake reaches the following block and mixes with the new wake generated at the next edge, which enhances the turbulence levels. In such cases the two blocks can be regarded as interacting.

As mentioned above, the streamwise and vertical velocity skewnesses do not suggest the presence of an enhanced gust zone in the single-edge case, but also not for any forest patch in any of the fragmented configurations. Skewnesses adjust rapidly over each surface, especially  $Sk_W$ . It only takes approximately  $3h$  for  $Sk_W$  to return to a value close to 0 after passing across a forest block.  $Sk_U$  adjusts a little more slowly (over a distance of approximately  $6h$ ). The positive wake from  $Sk_U$  in Fig. 2.9 reaches the following edge in the 1/2 configuration but it seems that any residual skewness is lost as soon as the flow passes over the next forest block. It then redevelops within the canopy, as would happen in an isolated forest.



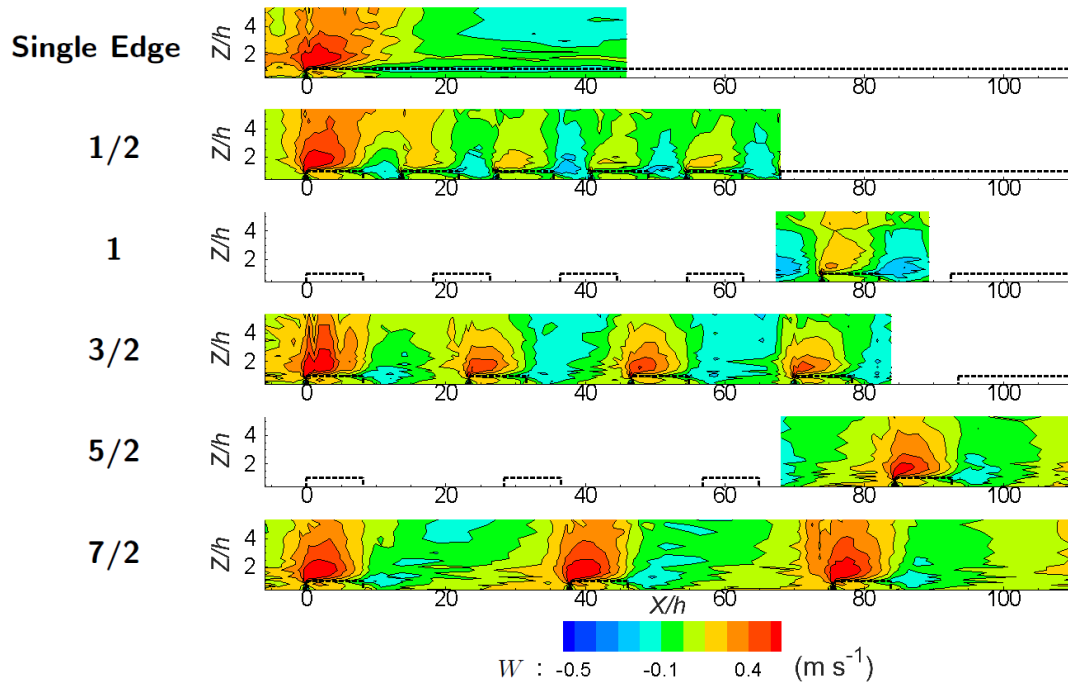


FIGURE 2.6: Same as Fig. 2.5 for mean vertical wind speed  $W$ .

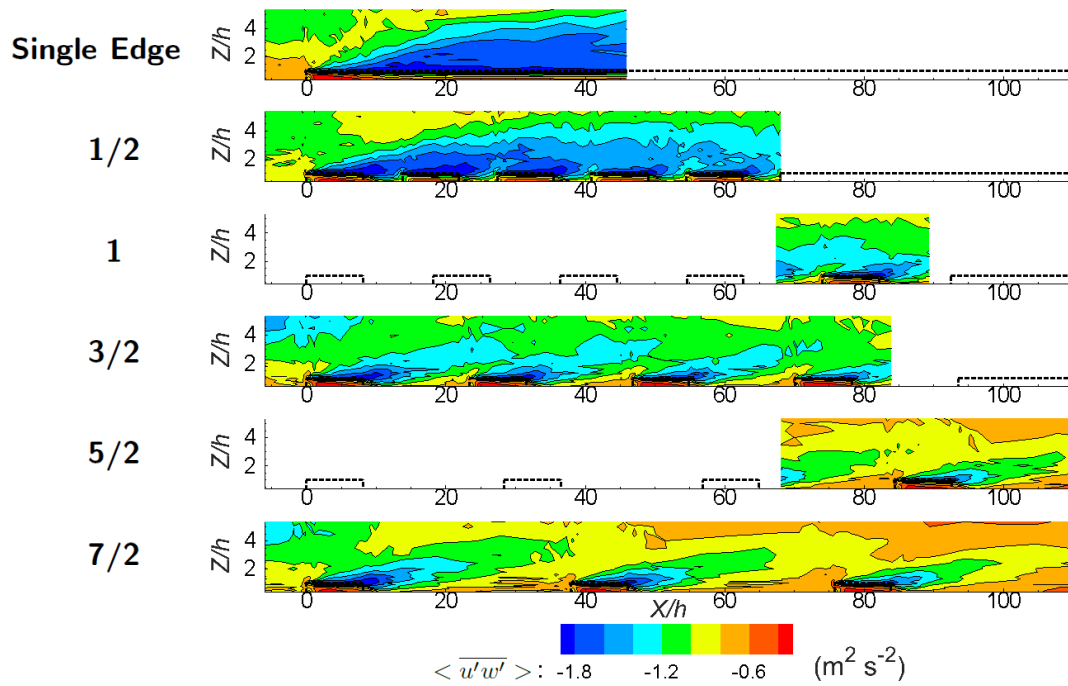
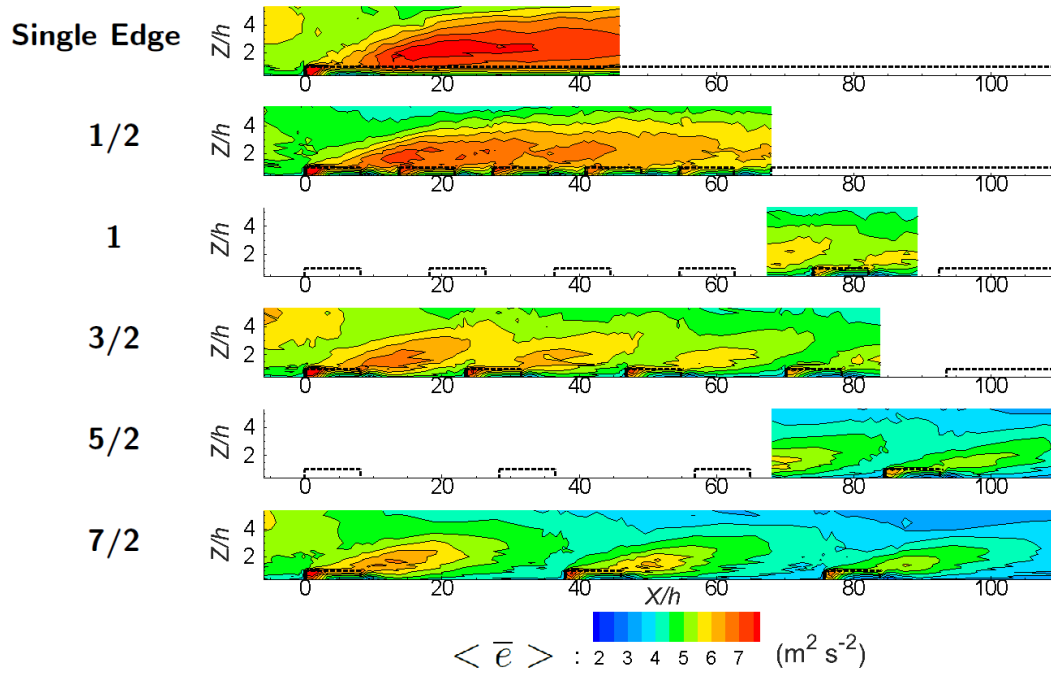
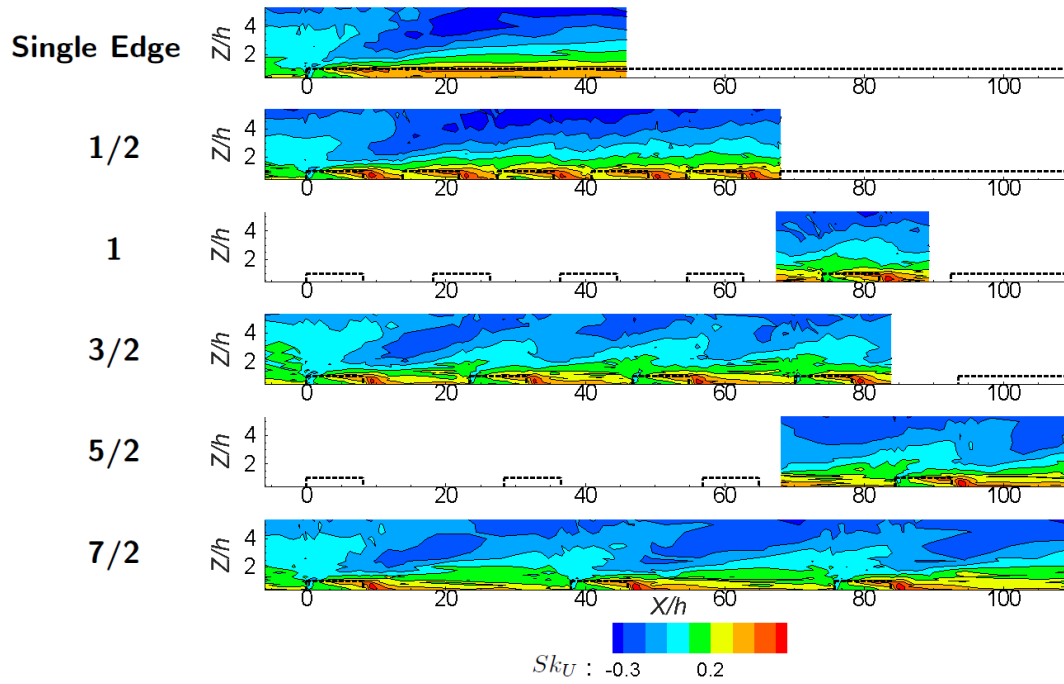


FIGURE 2.7: Same as Fig. 2.5 for Reynolds shear stress  $\langle u'w' \rangle$ .

FIGURE 2.8: Same as Fig. 2.5 for turbulent kinetic energy  $\langle \bar{e} \rangle$ .FIGURE 2.9: Same as Fig. 2.5 for streamwise velocity skewness  $Sk_U$ .

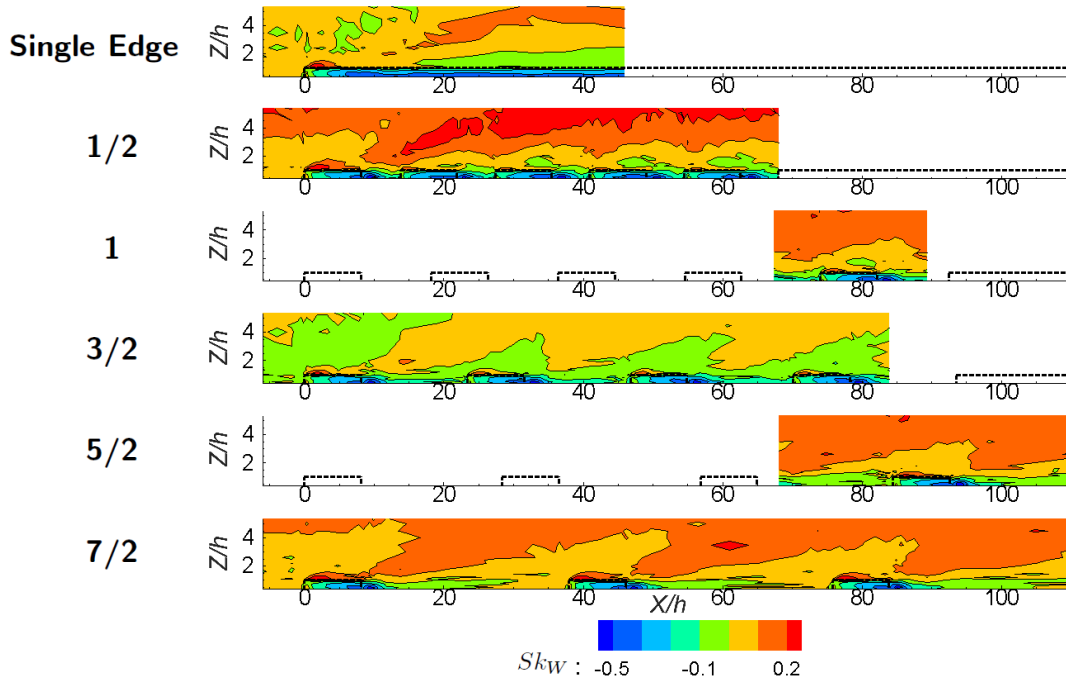


FIGURE 2.10: Same as Fig. 2.5 for vertical velocity skewness  $Sk_w$ .

### 2.3.4 Streamwise variation in flow characteristics at canopy top

Contour plots offer a global view of the flow structure and adjustment. However, to better quantify the effects of increasing gap size, the main statistics at  $Z = h$  are presented in a different manner in Fig. 3.23, for the configurations with measurements at all points along the wind tunnel (i.e. single edge, 1/2, 3/2, 7/2). Edge positions are not shown but they can be easily identified from the schematic at the bottom of Fig. 3.23. In all configurations the inflow conditions are similar and constant at  $Z = h$ . The flow is also very similar across the first edge in all configurations, including the single-edge case. After the first edge, the single-edge flow adjusts to the forest block and remains relatively constant whereas it readjusts to the peg blocks after each forest block for the other configurations until it reaches the following forest edge. In all configurations the flow adjusts over the peg blocks in a similar manner, especially after the first forest block. As soon as the flow reaches the second edge, the turbulent variables change until they reach the single-edge values, sometimes with a slight overshoot of  $\langle \overline{u'w'} \rangle$  and  $\langle \overline{\epsilon} \rangle$ . This suggests that the single-edge case represents the maximum turbulent conditions in our experiments, although there are clear local enhancements (overshoots beyond single-edge values) at the edges for  $\langle \overline{u'w'} \rangle$  and  $\langle \overline{\epsilon} \rangle$ . This is most prominent at the largest fragmentation (7/2 configuration). On the other hand, in the 7/2 configuration there is enough distance between forest blocks for the flow to adjust back to the inflow conditions, suggesting that the flow over the pegs in the 7/2 configuration and the inflow conditions represent the minimum turbulent conditions possible. These results are also confirmed by the streamwise variation of  $\delta_1$  shown in Fig. 2.12, which reveals much slower growth in the 7/2 configuration, with almost no growth in  $\delta_1$  in the gaps between the forest blocks. The slight decreases in  $\delta_1$  and also in  $\delta_2$  and  $\delta_3$  values visible at some edges in Fig. 2.12 are unexpected. They are probably due to two reasons : (i) the edges generate local pressure perturbations, implying that  $\partial P/\partial X$  is not locally zero and is not constant throughout the boundary layer ; (ii) near the canopy there may be a substantial turbulent

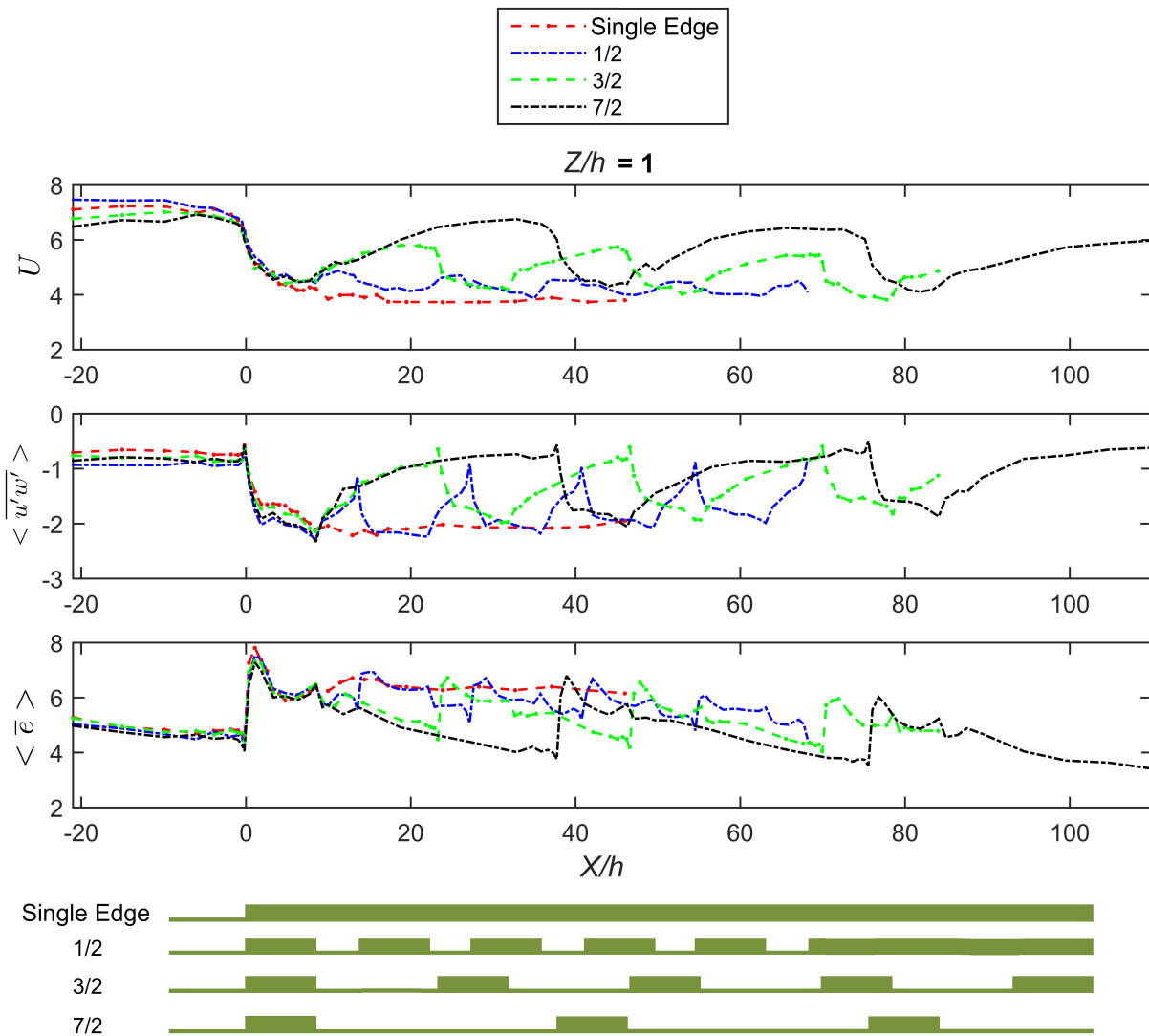


FIGURE 2.11: Main turbulent features at canopy top ( $Z = h$ ) for the configurations with measurements at all points along the wind tunnel (i.e. single edge, 1/2, 3/2, 7/2).

(Reynolds + dispersive) streamwise flux divergence, which we ignore here since we assume that all streamwise fluxes are carried by the mean flow. However the focus should be on the overall patterns in  $\delta_1$ ,  $\delta_2$  and  $\delta_3$  relative to each other and not on the fine details. Finally, the small-scale fluctuations in the plotted lines down the wind tunnel in Fig. 2.12 are due to small uncertainties in the measurements.

In other words, as gap size increases the landscape behaves increasingly like a series of repeated single edges. Over urban canopies Grimmond and Oke (1999) identified three different flow regimes : at large gaps the buildings act in isolation (isolated flow), at smaller gaps the building wakes interfere with each other (wake flow), and at even smaller gaps the flow developing over the buildings has limited direct penetration into the spaces between the buildings (skimming flow). Although the different fragmentation levels cannot be characterised as precisely, because the forest models are not solid blocks, they share similarities with these flow types. The plots of  $\delta_1$ ,  $\delta_2$  and  $\delta_3$  (Fig. 2.12) highlight these similarities. We can consider that forests with small gaps (gap-to-forest ratio  $\leq 1/2$ ) behave similarly to a

single-edge forest, with small deflection of the flow and a consistent increase of  $\delta_1$ ,  $\delta_2$  and  $\delta_3$  along the wind tunnel (skimming flow). In addition,  $\langle \bar{e} \rangle$  is almost constant after the first edge and greater at the inflow (Fig. 3.23). Configurations with bigger gaps create larger flow deflection, though smaller than the first edge.  $\delta_1$ ,  $\delta_2$  and  $\delta_3$  increase very slowly between each forest patch but still grow along the wind tunnel, and the  $\langle \bar{e} \rangle$  wakes from each forest patch still interfere with one another. The 1 and 3/2 configurations fall into this category and resemble a wake flow. Finally, at the widest spacing each forest patch deflects the flow in a very similar way :  $\delta_1$ ,  $\delta_2$  and  $\delta_3$  increases more slowly along the wind tunnel with almost no growth between the forest patches, and the TKE wake vanishes before it reaches the following edge. The 5/2 and 7/2 configurations, with a gap-to-forest ratio  $\geq 2.5$ , behave in this manner (isolated flow). The pattern of the  $\delta_2$  values along the wind tunnel shows that the effective drag decreases with increasing gap size and demonstrates a clear grouping into three sets of configurations (single edge and 1/2; 1 and 3/2; 5/2 and 7/2).

In each configuration the flow and adjustment patterns observed over each tombstone and peg block surface for that particular configuration are almost identical and repeat over successive edges but with a slight decrease in  $\langle \bar{e} \rangle$  along the wind tunnel. A slope is noticeable in Fig. 3.23 for  $\langle \bar{e} \rangle$ , showing a decrease with approximately the same rate for all configurations. This is a feature of the wind tunnel itself rather than the fragmentation of the landscape.  $\langle \bar{e} \rangle$  slowly decreases along the wind tunnel (Fig. 2.8 and Fig. 3.23) and the flow gently decelerates because momentum cannot be entrained fast enough from the free stream at the top of the wind tunnel to compensate for the drag at the surface. As mentioned in the previous paragraph, this can be seen in the gradual increase of the momentum and energy thicknesses in Fig. 2.12, and is a consequence of maintaining an overall zero-pressure gradient in the wind tunnel. The result is that  $\delta_1$  increases down the wind tunnel and therefore the streamwise velocity component at the surface slowly decreases because of mass conservation. This would not be the case in the real world where there is always a source of momentum from higher in the atmosphere and the drag results in a slight change in the direction of the geostrophic wind.

### 2.3.5 Effective friction velocity

Using the approach from Sect. 2.2.6 it is possible to determine the effective friction velocity  $u_{*eff}$ . The streamwise variation of  $u_{*eff}$  over successive forest blocks is represented in Fig. 3.24.  $u_{*eff}$  decreases as gap size increases, and also decreases over successive blocks, as expected according to previous observations in Fig. 2.7 and Fig. 3.23. This means that less momentum is absorbed by the ‘representative’ surface area as gap size increases, and also over successive blocks along the wind tunnel. The decrease observed along the wind tunnel is very similar from one configuration to another and is a consequence of the wind-tunnel set-up as discussed in the previous section. The decrease observed from the single-edge configuration to the 7/2 configuration (widest gap) seems continuous as gap size increases, with no peak for a particular configuration.  $u_{*eff}$  variations are straightforward and behave approximately as a function of the relative cover of the surface by ‘forest’ (tombstones) and ‘clearing’ (pegs). In summary, the smaller the gaps the greater the momentum absorption.

### 2.3.6 Surface roughness length

We now illustrate the effective roughness length  $z_{0eff}$  for each configuration using the method described in Sect. 2.2.6. The profiles averaged over each ‘representative’ surface area

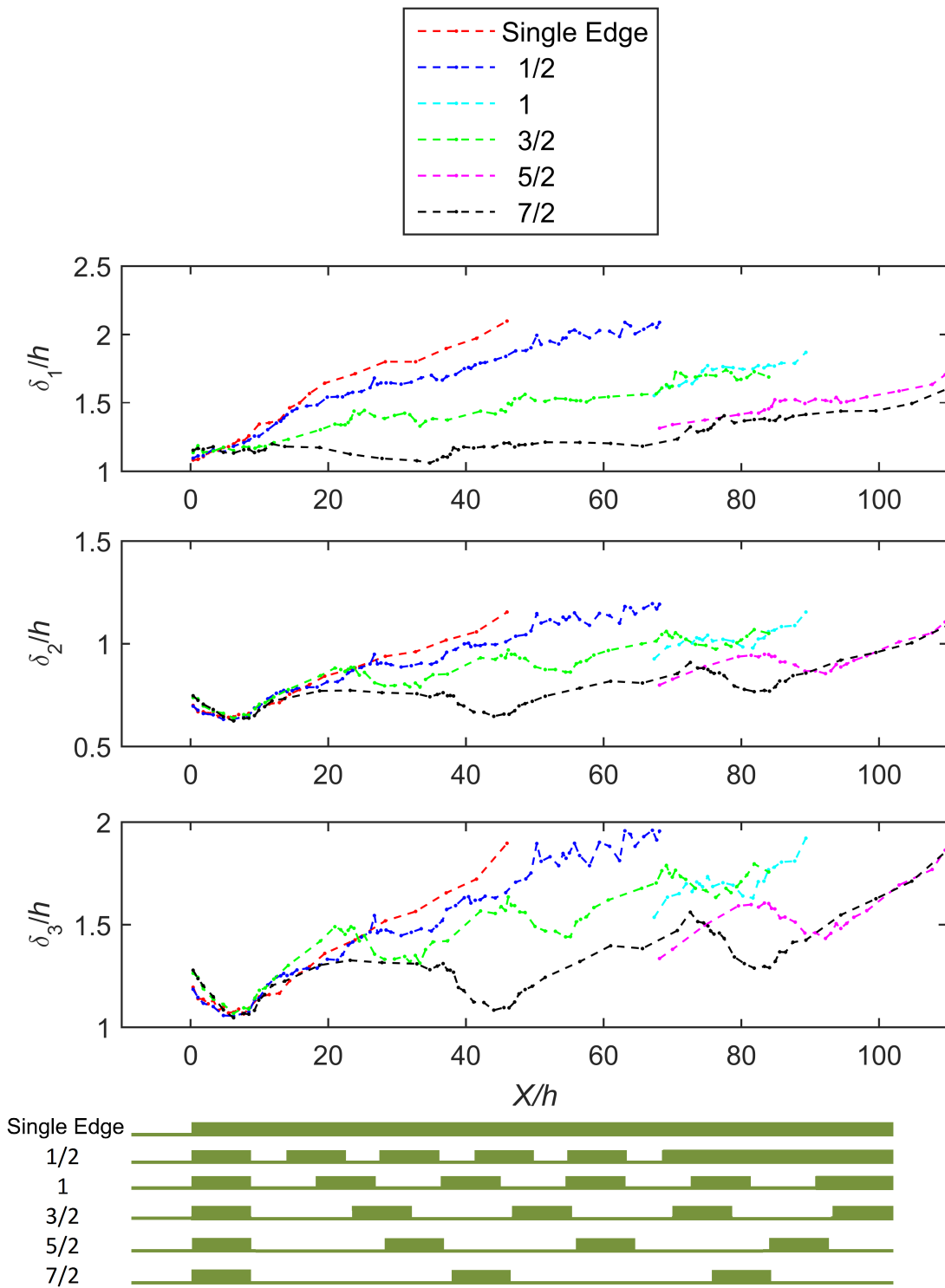


FIGURE 2.12: Displacement thickness ( $\delta_1$ ), momentum thickness ( $\delta_2$ ) and energy thickness ( $\delta_3$ ) for all configurations along the wind tunnel.

are quite consistent and allow calculation of a unique value of  $z_{0eff}$  for each configuration. The variation in  $z_{0eff}$  over successive forest blocks is shown in Fig. 2.14. In all configurations  $z_{0eff}$  shows a similar pattern to that of  $u_{*eff}$  (Fig. 3.24), with  $z_{0eff}$  decreasing as gap size increases. The same pattern can be observed in the reduction of momentum thickness  $\delta_2$

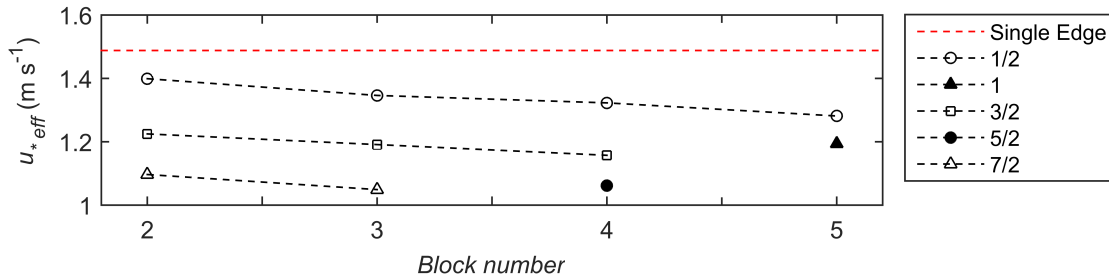


FIGURE 2.13: Effective friction velocity  $u_{*eff}$  calculated over the ‘representative’ surface area for different levels of fragmentation.

(a measure of the effective surface drag) with increasing fragmentation (Fig. 2.12). This confirms the observation made in the previous section that momentum absorption decreases with increasing gap size. The gradual increase of  $z_{0eff}$  and  $\delta_2$  with distance down the wind tunnel, in all configurations, is an indication of the increasing depth of the IBL as momentum is entrained from the free stream to maintain the flow against the surface drag, as previously discussed.

A key for the interpretation of flow over rough surfaces is to compare  $z_{0eff}/h$  against the roughness density  $\lambda$ . Raupach et al. (2006) presented a synthesis of field and wind-tunnel experiments on this topic, and our results are plotted along with their review data in Fig. 2.15. The  $z_{0eff}/h$  values plotted correspond to the roughness length of the last ‘representative’ surface area in each configuration, as  $z_{0eff}/h$  is quite consistent along the wind tunnel (Fig. 2.14). The sources for the additional data presented in Fig. 2.15 are given in Raupach et al. (2006). A general agreement can be seen in the  $z_{0eff}/h = f(\lambda)$  relationship between the present experiments and other wind-tunnel and field experiments, and it reveals a clear trend. The effect of increasing gap size is readily observed : our values match with the literature data, with  $z_{0eff}/h$  decreasing as the frontal area density (representative of a forest patch) diminishes. In Fig. 2.15 the single-edge configuration is located at the peak of the overall relationship, where  $z_{0eff}/h$  is maximum for a landscape only composed of continuous forest. As the structure of the landscape becomes less dense ( $\lambda$  decreases)  $z_{0eff}$  decreases as well, following the trend already seen in the data from other experiments. However, since the single-edge case is at the peak of the  $z_{0eff}/h = f(\lambda)$  curve it is possible that with denser canopies in the wind tunnel (higher values of  $\lambda$ ),  $z_{0eff}/h$  will start to decrease again as  $\lambda$  moves to the right of the peak.

On the left side of the peak, if  $\lambda$  keeps decreasing as landscape fragmentation increases,  $z_{0eff}/h$  should decrease until the peg blocks dominate the flow. The area-averaged mean wind speed profiles then converge to the mean wind speed profiles representative of the peg surface, as the length of the clearing increases. The inflection point of the profile should completely disappear at very wide forest spacing. The roughness length of the peg surface will become dominant, with the value  $z_{0pegs} = 3.05$  mm representing the minimum value of  $z_{0eff}$  (indicated by the green dashed line in Fig. 2.15), as  $\lambda$  calculated from the forest blocks tends to 0.

## 2.4 Concluding remarks

We have presented a wind-tunnel experiment to quantify how fragmented landscapes affect airflow. One aim was to identify whether any particular configuration might have

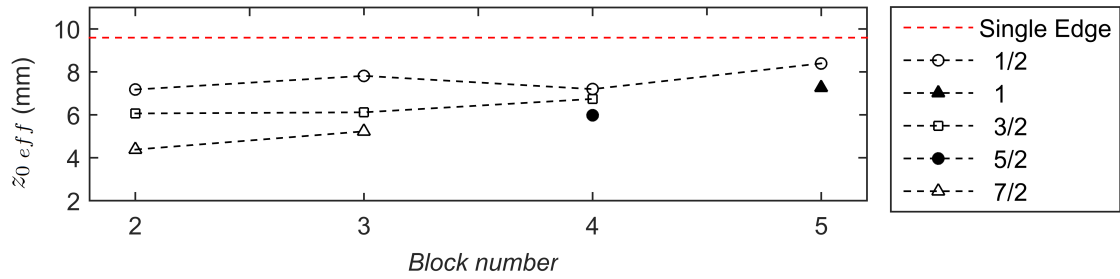


FIGURE 2.14: Effective roughness length  $z_{0,eff}$  calculated over the ‘representative’ surface area for different levels of fragmentation.

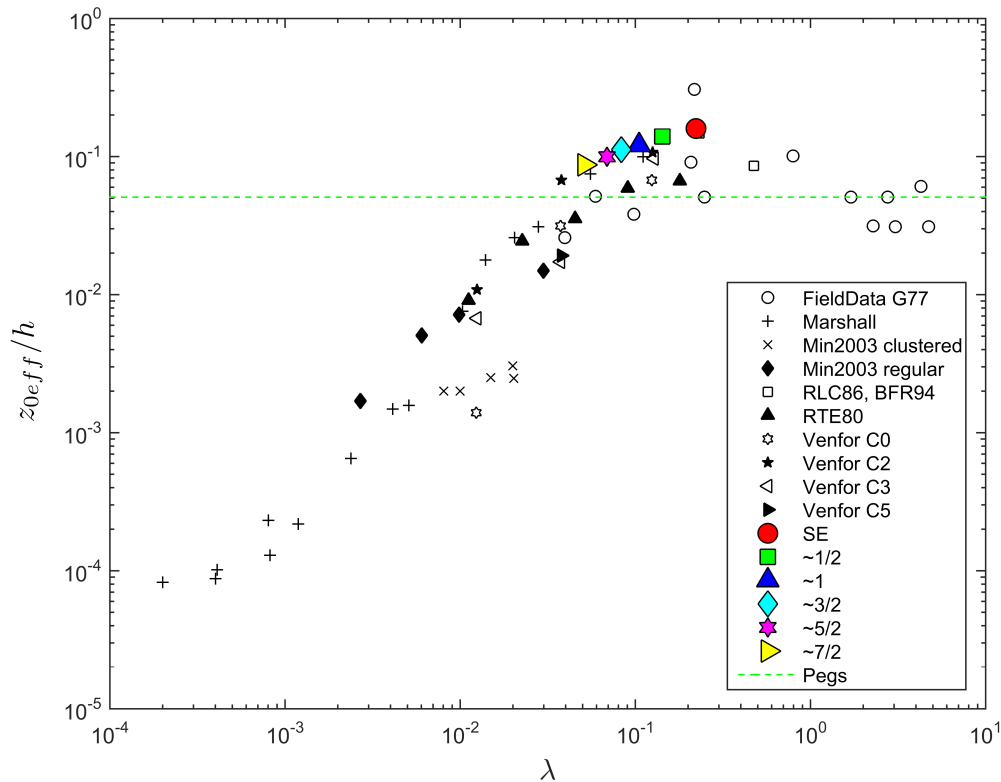


FIGURE 2.15: Effective roughness length (normalised as  $z_{0,eff}/h$ ) plotted against the roughness density  $\lambda$  at different levels of fragmentation (filled symbols in colour). Also shown are other wind-tunnel data from Minvielle et al. (2003) (Min2003), Marshall (1971) (Marshall), Raupach et al. (1980) (RTE80), Raupach et al. (1986) (RCL86), Raupach et al. (2006) (Venfor C0, Venfor C2, Venfor C3, Venfor C5), and Brunet et al. (1994) (BFR94); and field data from the survey of Garratt (1977) (G77).

the potential for enhancing wind damage, gaseous exchange or pollution dispersal due to enhanced turbulence formation. To achieve this we made use of detailed measurements of the changes in wind speed, turbulence and surface roughness over a set of simulated landscapes. The following major conclusions can be drawn :

- As the level of fragmentation increases (wider gaps) the mean wind speed increases, and  $\langle \overline{u'w'} \rangle$  and  $\langle \overline{\epsilon} \rangle$  decrease at canopy top.



- Forests fall into three main groups : forests with small gaps (gap-to-forest ratio  $\leq 1/2$ ) show similar behavior to a single-edge forest ; forests with large gaps (gap-to-forest ratio  $\geq 3.5$ ) act more like isolated forest blocks with the flow readjusting to an equilibrium ; for forests with intermediate gap size the flow over each patch is modified by the wake from the previous forest patch.
- The variations in effective friction velocity ( $u_{*eff}$ ), roughness length ( $z_{0eff}$ ) and effective drag of the surface ( $\delta_2$ ) in response to the gap-to-forest ratio appear to depend on the relative cover of the surface by the forest (tombstones) and the clearings (pegs) :  $u_{*eff}$ ,  $z_{0eff}$  and  $\delta_2$  decrease as gap size increases until the forest surface no longer dominates the flow. The results fit with a representation of the forest blocks as a homogeneous forest spread over the total surface area.
- Although increasing fragmentation leads to an overall decrease in the effective roughness length and momentum absorption, there are local enhancements (overshoots above single-edge values shown in Fig. 3.23) at the edges for  $\langle \overline{u'w'} \rangle$  and  $\langle \bar{\epsilon} \rangle$  as discussed in Sect. 2.3.4. This means that the edges in the fragmented landscape with large gaps may be especially vulnerable to wind damage and that there can also be localised enhancement of scalar and momentum fluxes at the edges.
- For this model canopy with low element area density, no overall enhancement of turbulence was noticeable at any particular level of fragmentation. The unfragmented forest appears to be at the peak of the relationship between surface roughness length and roughness density. Increasing the element area density of the model might lead to a reduction in roughness length by moving to the right of the peak in the  $z_{0eff}/h = f(\lambda)$  relationship, but further work is needed to test this hypothesis.

## 2.5 Future work

We have described the methodology used in the wind tunnel and the global effects of forest fragmentation at a large scale. However, the quality and the spatial resolution of the data allow for a more detailed study of several features such as flow development across multiple edges (front and back), the impact of inflow conditions at each forest edge (using different methods such as turbulence budgets, spectral analysis, quadrant analysis) and the evaluation of atmospheric models over forest transitions.

As a next step we will compare these results with large-eddy simulations. Our experimental results can first be used to evaluate an LES model, using simulation configurations comparable with the wind-tunnel configurations, and then the LES model can be used to investigate a larger range of forest fragmentation and element densities, especially beyond the peak in the  $z_{0eff}/h = f(\lambda)$  relationship. This should allow predictions to be made regarding the impact of different scales of forest fragmentation, forest structure, and canopy porosity on the risk of wind damage to forests. Predictions could then be compared with observations from recent work using numerical simulations of flow in heterogeneous landscapes such as Silva Lopes et al. (2015). The results could also be compared with Queck et al. (2014) where the authors investigated the turbulent flow across a forest clearing using field measurements, wind-tunnel experiments and LES results.

One ultimate goal is to provide recommendations on the management of forests and forested landscapes, aimed at reducing wind damage risk. Such recommendations could be based on the creation (or filling) of gaps in forested landscapes, on recommendations for the sequence of felling and thinning operations, and on the design of the overall landscape

structure.

**Acknowledgements :** This work was supported by the Conseil Régional d’Aquitaine through the FRAGFOR project (grant number : 20121203004 – API01399). INRA is acknowledged for having contributed to funding the PhD grant of the first author, and for having funded the ‘Scientific Package’ of B. Gardiner. We would also like to thank the Labex Cote (cluster of excellence), the CSIRO Pye Laboratory in Canberra and the ANR (Forwind project, decision ANR-12-AGRO-0007-02) for providing financial support for wind-tunnel experiments and travel expenses. We would also like to thank the three anonymous referees who helped improve the manuscript. The experiments were conducted while Dr Margi Böhm was employed by ESTeM, University of Canberra.

## 2.6 Conclusion en français

Dans ce chapitre, une campagne de mesure en soufflerie est présentée dans le but de fournir une description détaillée des caractéristiques moyennes et turbulentes du vent sur des séries d’alternance forêts/clairières de différents espacements et d’évaluer les effets de la fragmentation du paysage sur l’écoulement atmosphérique. Une des principales motivations était de vérifier l’existence d’une configuration avec un degré de fragmentation intermédiaire susceptible d’augmenter les niveaux de turbulence. Or il a été vu que pour de grands espacements, l’influence d’une parcelle se fait peu ressentir sur la suivante, et lorsqu’ils sont faibles, l’écoulement ressent peu les clairières et se comporte comme sur un couvert continu. Le couvert continu et la configuration présentant les plus grands espacements présentent des comportements extrêmes à hauteur de canopée avec  $U$  minimum et  $\langle \overline{u'w'} \rangle$  maximum en moyenne pour le cas continu et, à l’inverse,  $U$  maximum et  $\langle \overline{u'w'} \rangle$  minimum en moyenne pour le cas avec les plus grands espacements. Bien que la fragmentation du paysage ne conduise pas à des niveaux globaux plus élevés de la turbulence dans cette étude, il existe des zones de renforcement des variables turbulentes très localisées à la lisière comme illustré dans la Sect. 2.3.4 en particulier pour les grands espacements signifiant que la forêt peut potentiellement être plus vulnérable en lisière.

Trois types de paysage se dégagent de ces observations : les paysages composés de petits espacements qui présentent un comportement similaire au cas continu ( $L_{Forest}/(L_{Forest} + L_{clearing}) \leq 1/2$ ) ; les paysages composés de grands espacements pour lequel la distance entre deux blocs successifs est suffisante pour permettre à l’écoulement de s’ajuster à la nouvelle surface. Dans ce cas, chaque parcelle se comporte comme un bloc forestier isolé ( $L_{Forest}/(L_{Forest} + L_{clearing}) \geq 3.5$ ) ; les paysages présentant des espacements intermédiaires où les effets de la parcelle précédente se fait encore ressentir sur la suivante.

L’évolution de la vitesse de frottement effective  $U_{*eff}$ , la rugosité effective  $z_{0,eff}$  en réponse à la fragmentation du paysage s’est avéré facile à identifier et semble dépendre simplement de l’espace qu’occupe la forêt (tombstones) et la clairière (pegs) :  $U_{*eff}$  et  $z_{0,eff}$  diminuent avec l’augmentation de la longueur des clairières jusqu’à ce que l’espace occupé par la forêt deviennent négligeable devant l’espace occupé par la clairière sur une zone représentative. Ces résultats sont en accords avec la littérature bien que nous avons traité ici chaque bloc forestier comme un couvert continu de moindre densité.

Nous n’observons donc pas de renforcement des variables turbulentes pour les configurations simulées ici. En revanche, il existe dans la littérature un pic de rugosité effective mise en évidence par Raupach et al. (2006) suggérant que passé une certaine valeur de la densité de

rugosité  $\lambda$ , la forêt est trop dense et il est plus facile pour l'écoulement de dévier sa trajectoire que de pénétrer dans celui-ci. Il s'est avéré que pour les simulations présentées ici, nous nous trouvons exactement au pic de la relation  $z_{0,eff}/h = f(\lambda)$  par conséquent, une augmentation de  $\lambda$  pourrait mener à une diminution de  $z_{0,eff}$  mais plus de tests sont nécessaires pour vérifier cette hypothèse.

# Bibliographie

- Antonia RA, Luxton RE (1971) The response of a turbulent boundary layer to a step change in surface roughness. Part I : Smooth to rough, *J Fluid Mech* 48 :721–761
- Ashcroft G, Zhang X (2005) Vortical structures over rectangular cavities at low speed. *Phys Fluids* 17 :015104-1–015104-8
- Bai K, Meneveau C, Katz J (2012) Near-wake turbulent flow structure and mixing length downstream of a fractal tree. *Boundary-Layer Meteorol* 143 :285–308
- Bai K, Katz J, Meneveau C (2015) Turbulent flow structure inside a canopy with complex multi-scale elements. *Boundary-Layer Meteorol* 155 :435–457
- Baldocchi D, Falge E, Gu L, Olson R, Hollinger D, Running S, Anthoni P, Bernhofer C, Davis K, Evans R, Fuentes J, Goldstein A, Katul G, Law B, Lee X, Malhi Y, Meyers T, Munger W, Oechal W, Paw-U KT, Pilegaard K, Schmid HP, Valentini R, Verma S, Vesala T, Wilson K, Wofsy S (2001) FLUXNET : a new tool to study the temporal and spatial variability of ecosystem-scale carbon dioxide, water vapour and energy flux densities. *Bull Am Meteor Soc* 82 :2415–2434
- Böhm M, Hughes DE (2004) A hitch hikers guide to the Pye laboratory wind tunnel. CSIRO Land and Water, Canberra Technical Report 10/00, November 2004
- Böhm M, Finnigan JJ, Raupach MR, Hughes DE (2012) Turbulence structure within and above a canopy of bluff elements. *Boundary-Layer Meteorol* 146 :393–419
- Bradley EF (1968) A micrometeorological study of velocity profiles and surface drag in the region modified by a change in surface roughness. *Q J R Meteorol Soc* 116 :361–379
- 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
- Carpentieri M, Robins AG (2015) Influence of urban morphology over building arrays. *J Wind Eng Ind Aerodyn* 145 :61–74
- Dalpe B, Masson C (2009) Numerical simulation of wind flow near a forest edge. *J Wind Eng Ind Aerodyn* 97 :228–241
- De Ridder K, Neiryneck J, Mensink C (2004) Parameterising forest edge deposition using effective roughness length. *Agric For Meteorol* 123 :1–11
- Dellwik E, Bingol F, Mann J (2014) Flow distortion at a dense forest edge. *Q J R Meteorol Soc* 140 :676–686

- Dupont S, Brunet Y, Jarosz N (2006) Eulerian modelling of pollen dispersal over heterogeneous vegetation canopies. *Agric For Meteorol* 141 :82–104
- Dupont S, Brunet Y (2006) Simulation of turbulence in an urban forested park damaged by a windstorm. *Boundary-Layer Meteorol* 120 :133–161
- Dupont S, Brunet Y (2008b) Edge flow and canopy structure : a large-eddy simulation study. *Boundary-Layer Meteorol* 126 :51–71
- Dupont S, Brunet Y (2009) Coherent structures in canopy edge flow : a large-eddy simulation study. *J Fluid Mech* 630 :93–128
- Dupont S, Bonnefond JM, 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
- Edwards RV (1987) Report of the special panel on statistical particle bias problems in laser anemometry. *J Fluids Eng* 109 :89–93
- Finnigan JJ (2000) Turbulence in plant canopies. *Annu Rev Fluid Mech* 32 :519–71
- Fontan S, Katul GG, Poggi D, Manes C, Ridolfi L (2012) Flume experiments in turbulent flows across gaps of permeable and impermeable boundaries. *Boundary-Layer Meteorol* 147 :21–39
- Gardiner B, Berry P, Moulia B (2016) Review : Wind impacts on plant growth, mechanics and damage. *Plant Sci* 245 :94–118
- Garratt JR (1977) Aerodynamic roughness and mean monthly surface stress over Australia. CSIRO Division of Atmospheric Physics Technical Paper 29, CSIRO, Melbourne
- Grimmond C, Oke TR (1999) Aerodynamic properties of urban areas derived from analysis of surface form. *J Appl Meteorol* 38 :1262–1292
- Guoliang L, Jie X, Soon-Ung P (2003) A new method to calculate wind profile parameters of the wind-tunnel boundary layer. *J Wind Eng Ind Aerodyn* 91 :1155–1162
- Harman IN, Böhm M, Finnigan JJ, Hughes DE (2016) Spatial variability of the flow and turbulence within a model canopy. *Boundary-Layer Meteorol* 160 :375–396
- Højstrup J (1993) A statistical data screening procedure. *Meas Sci Technol* 4 :153–157
- Hasager CB, Nielsen NW, Jensen NO, Boegh E, Christensen JH, Dellwik E, Soegaard H (2003) Effective roughness calculated from satellite-derived land cover maps and hedge-information used in a weather forecasting model. *Boundary-Layer Meteorol* 109 :227–254
- Iqbal M, Khattry AK, Seguin B (1977) A study of the roughness effects of multiple windbreaks. *Boundary-Layer Meteorol* 11 :187–203
- Irvine M, Gardiner B, Hill M (1997) The evolution of turbulence across a forest edge. *Boundary-Layer Meteorol* 84 :467–496

- Judd MJ, Raupach MR, Finnigan JJ (1996) A wind-tunnel study of turbulent flow around single and multiple windbreaks, Part 1 : Velocity fields. *Boundary-Layer Meteorol* 80 :127–165
- Laurance WF (2004) Forest-climate interactions in fragmented tropical landscapes. *Philos Trans R Soc Lond B Biol Sci* 359 :345–352
- Li ZJ, Lin JD, Miller DR (1990) Air-flow over and through a forest edge a steady-state numerical-simulation. *Boundary-Layer Meteorol* 51 :179–197
- Marshall JK (1971) Drag measurements in roughness arrays of varying density and distribution. *Agric Meteorol* 8 :269–292
- Minvielle F, Marticorena B, Gillette DA, Lawson RE, Thompson R and Bergametti G (2003) Relationship between the aerodynamic roughness length and the roughness density in cases of low roughness density. *Environ Fluid Mech* 3 :249–267
- Moltchanov S, Shavit U (2013) A phenomenological closure model of the normal dispersive stresses. *Water Resour Res* 49 :8222–8233
- Moltchanov S, Raviv YB, Duman T and Shavit U (2015) Canopy edge flow : a momentum balance analysis. *Water Resour Res* 51 :2081–2095
- Morse AP, Gardiner B, Marshall BJ (2002) Mechanisms controlling turbulence development across a forest edge. *Boundary-Layer Meteorol* 103 :227–251
- Nathan R, Katul GG, Porporato A, Siqueira M, Soons MB, Poggi D, Horn HS and Levin SA (2005) Mechanistic analytical models for long distance seed dispersal by wind. *Am Nat* 166 :368–381
- Pope SB (2000) *Turbulent flows*. Cambridge University Press, Cambridge, UK, 771 pp
- Queck R, Bernhofer C, Bienert A, Eipper T, Goldberg V, Harmansa S, Hildebrand V, Maas HG, Schlegel F, Stiller J (2014) TurbEFA : an interdisciplinary effort to investigate the turbulent flow across a forest clearing. *Meteorol Z* 23 :637–659
- Raupach MR, Thom AS, Edwards I (1980) A wind-tunnel study of turbulent flow close to regularly arrayed rough surfaces. *Boundary-Layer Meteorol* 18 :373–397
- Raupach MR, Coppin PA, Legg BJ (1986) Experiments on scalar dispersion within a model plant canopy. Part I : The turbulent structure. *Boundary-Layer Meteorol* 35 :21–52
- Raupach MR, Bradley EF, Ghadiri H (1987) A wind-tunnel investigation into aerodynamic effect of forest clearings on the nesting of Abbott's Booby on Christmas Island. Tech Report, CSIRO Centre for Environmental Mechanics, Canberra, 21 pp
- Raupach MR (1994) Simplified expressions for vegetation roughness length and zero-plane displacement as functions of canopy height and area index. *Boundary-Layer Meteorol* 71 :211–216
- Raupach MR, Finnigan JJ, Brunet Y (1996) Coherent eddies and turbulence in vegetation canopies : the mixing layer analogy. *Boundary-Layer Meteorol* 78 :351–382

- Raupach MR, Hughes DE, Cleugh HA (2006) Momentum absorption in rough-wall boundary layers with sparse roughness elements in random and clustered distributions. *Boundary-Layer Meteorol* 120 :201–218
- Sanz Rodrigo J, van Beek J, Dezso-Weidinger (2007) Wind-tunnel simulation of the wind conditions inside bidimensional forest clear-cuts. Application to wind turbine siting. *J Wind Eng Ind Aerodyn* 95 :609–634
- Segalini A, Fransson JHM, Alfredsson PH (2013) Scaling laws in canopy flows : a wind-tunnel analysis. *Boundary-Layer Meteorol* 148 :269
- Silva Lopes A, Palma JMLM, Piomelli U (2015) On the determination of effective aerodynamic roughness of surfaces with vegetation patches. *Boundary-Layer Meteorol* 156 :113–130
- Stacey GR, Belcher E, Wood CJ, Gardiner B (1994) Wind flows and forces in a model spruce forest. *Boundary-Layer Meteorol* 69 :311–334
- Tennekes H, Lumley JL (1981) A first course in turbulence. 7<sup>th</sup> Edition, MIT Press, Cambridge, Massachusetts, 300 pp
- Vickers D, Mahrt L (1997) Quality control and flux sampling problems for tower and aircraft data. *J Atmos Ocean Technol* 14 :512–526
- Viegas DX (2004) Slope and wind effects on fire propagation. *Int J Wildland Fire* 13 :143–156
- Williams CG, LaDeau SL, Oren R, and Katul GG (2006) Modeling seed dispersal distances : Implications for transgenic *Pinus taeda*. *Ecol Appl* 16 :117–124
- Wooding RA (1968) A low-speed wind tunnel for model studies in micrometeorology. CSIRO Plant Industry Technical Paper NO 25.
- Yang B, Raupach MR, Shaw RH, Paw UKT, Morse AP (2006a) Large-eddy simulation of turbulent flow across a forest edge. Part 1 : Flow statistics. *Boundary-Layer Meteorol* 120 :377–412
- Yang B, Morse AP, Shaw RS, Paw UKT (2006b) Large-eddy simulation of turbulent flow across a forest edge. Part II : Momentum and turbulent kinetic energy budgets. *Boundary-Layer Meteorol* 121 :433–57
- Zeng H, Peltola H, Väisänen H, Kellomäki S (2009) The effects of fragmentation on the susceptibility of a boreal forest ecosystem to wind damage. *For Ecol Manage* 257 :1165–1173

# Chapitre 3

## Simulations numériques : description et évaluation du modèle en paysage fragmenté

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Simulation des grandes échelles : description du modèle ARPS .</b>	<b>90</b>
<b>3.2</b>	<b>Définition du domaine d'étude . . . . .</b>	<b>92</b>
3.2.1	Calibration des caractéristiques de la végétation . . . . .	92
3.2.2	Assemblage de domaines et mise au point d'un maillage spécifique	93
3.2.3	Domaine de calcul et conditions aux limites . . . . .	94
<b>3.3</b>	<b>Evaluation des simulations . . . . .</b>	<b>94</b>
3.3.1	Convergence statistique et incertitudes dues à la normalisation . .	95
3.3.2	Profils verticaux et erreur type . . . . .	97
3.3.3	Champs 2D de l'écoulement . . . . .	112
<b>3.4</b>	<b>Paramètres aérodynamiques moyens . . . . .</b>	<b>120</b>
3.4.1	Vitesse de frottement effective $U_{*eff}$ . . . . .	120
3.4.2	Longueur de rugosité effective $z_{0,eff}$ . . . . .	121
<b>3.5</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>124</b>

---



Nous disposons à présent d'une base de données détaillée de l'écoulement turbulent en paysages fragmentés. Dans ce chapitre, une série de simulations LES a été réalisée dans des conditions similaires aux expérimentations présentées au chapitre 2 pour évaluer le modèle sur des séries de blocs forestiers plus ou moins espacés. Une description des équations de mouvement est également donnée avec la prise en compte de la végétation. Le modèle a été adapté aux échelles de travail avec la mise au point d'un maillage spécifique permettant de simuler à la fois l'écoulement à travers et en amont du modèle forestier fragmenté.

### 3.1 Simulation des grandes échelles : description du modèle ARPS

Comme il a été explicité dans le chapitre 1, les équations de conservation du mouvement sont filtrées pour séparer les petites des grandes échelles. Les grandes structures sont résolues explicitement par les équations, tandis que l'effet des petites structures sur les grandes est modélisé. La méthode LES repose sur un filtrage spatial des équations de Navier-Stokes, réalisé par l'application d'un filtre de taille inférieure à l'échelle des événements que l'on souhaite détecter. Elle permet de simuler l'écoulement turbulent jusqu'au sol et de fournir une représentation instantanée des transferts turbulents entre l'intérieur de la canopée et l'atmosphère. Utilisé à l'échelle du paysage, ce modèle permet de faire le lien entre les processus à méso-échelle et micro-échelle, en rendant compte de l'influence des hétérogénéités environnantes. Le modèle résout les équations de conservation pour les trois composantes de vitesse, la pression, la température potentielle et les différentes composantes de l'eau (vapeur, pluie, glace, etc.).

Le code original a été modifié de façon à ce qu'il puisse prendre en compte de manière fine et explicite la présence de végétation ou d'obstacles poreux de toute nature (Dupont et Brunet, 2008a). Pour ce faire, une approche de traînée a été introduite traduisant l'absorption de la quantité de mouvement par les éléments végétaux, par effets de sillage et de viscosité. Cette force de traînée s'exprime en fonction de la densité foliaire frontale moyenne des plantes  $A_f^{plant}$  et du coefficient de traînée du couvert  $C_d^{canopée}$  que l'on supposera ici constant suivant la direction  $Z$  :

$$F_{di} = \rho C_d^{canopée} A_f^{plant} \sqrt{u_j u_j} u_i. \quad (3.1)$$

Cette paramétrisation consiste à ajouter cette force dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement pour prendre en compte les gradients de pression et le cisaillement induits par la végétation et un terme "puits" dans l'équation de l'énergie cinétique turbulente de sous-maille afin de restituer la dissipation par les tourbillons turbulents créés par la canopée. Les simulations dans ce chapitre ne concernent que des écoulements neutres ; le gradient de pression géostrophique est nul et nous négligeons la force de Coriolis (voir hypothèse de modélisation au chapitre 1) ; les équations présentées ici sont écrites en coordonnées cartésiennes pour une atmosphère sèche et sur terrain plat. L'équation pour la quantité de mouvement s'écrit donc, avec l'approximation de Boussinesq :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial t} + \tilde{u}_j \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} &= -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \tilde{p}'' - \alpha_{div} \frac{\partial \tilde{\rho} \tilde{u}_j}{\partial x_j} \right) \\ &\quad - g \left( \frac{\tilde{\theta}''}{\bar{\theta}} - \frac{c_p \tilde{p}''}{c_v \bar{p}} \right) \delta_{i3} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} - \frac{F_{di}}{\bar{\rho}}, \end{aligned} \quad (3.2)$$

où le tilde fait référence aux variables filtrées, ou moyennées sur un volume. Dans cette équation,  $t$  est le temps et  $x_i$  ( $x_1 = X$ ,  $x_2 = Y$ ,  $x_3 = Z$ ) font référence respectivement aux directions longitudinale, latérale et verticale;  $u_i$  ( $u_1 = U$ ,  $u_2 = V$ ,  $u_3 = W$ ) sont les composantes de la vitesse du vent suivant  $x_i$ ;  $\delta_{ij}$  est le symbole de Kronecker;  $\alpha_{div}$  est un coefficient permettant d'atténuer les ondes acoustiques;  $p$  est la pression de l'air et  $\rho$  sa masse volumique;  $g$  est l'accélération de la gravité;  $\theta$  est la température potentielle;  $\tau_{ij}$  est le tenseur des contraintes de sous-maille;  $c_p$  et  $c_v$  sont respectivement les chaleurs spécifiques de l'air à pression et volume constants. Les termes du membre de droite de l'équation précédente représentent respectivement le terme de gradient de pression, le terme de flottabilité, le terme de transport turbulent, et le terme de traînée induit par la végétation. Pour un modèle isotrope (c'est-à-dire  $\Delta X = \Delta Y = \Delta Z$ ), le tenseur de Reynolds de sous-maille  $\tau_{ij}$  est modélisé à partir d'un modèle de viscosité turbulente de sous-maille (modèle de transport-gradient) selon :

$$\tau_{ij} = -\bar{\rho}\nu_t \left( \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right), \quad (3.3)$$

où  $\nu_t$  est la viscosité turbulente. Elle est modélisée comme le produit de la longueur de mélange,  $l$  et d'une échelle de vitesse  $\sqrt{e}$  ( $e$  étant l'énergie cinétique turbulente de sous-maille), toutes deux caractéristiques des structures turbulentes de sous-maille :

$$\nu_t = 0.1\sqrt{e}l \quad (3.4)$$

Pour une atmosphère neutre et pour un modèle isotrope, la longueur de mélange  $l$  dépend de la taille des mailles :

$$l = (\Delta X \Delta Y \Delta Z)^{1/3}, \quad (3.5)$$

où  $\Delta X$ ,  $\Delta Y$  et  $\Delta Z$  sont respectivement les tailles des mailles dans les directions longitudinale, latérale et verticale.

L'échelle de vitesse de sous-maille  $\sqrt{e}$  est calculée en résolvant l'équation de conservation de l'énergie cinétique turbulente de sous-maille à l'aide du modèle de sous-maille (1.5 TKE) :

$$\begin{aligned} \frac{\partial e}{\partial t} + \tilde{u}_j \frac{\partial e}{\partial x_j} = & -\tau_{ij} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} - \frac{g}{\theta} \tau_{i3} \delta_{i3} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( 2\nu_t \frac{\partial e}{\partial x_j} \right) \\ & - C_\epsilon \frac{e^{3/2}}{l} - 2C_d^{\text{canopée}} A_f^{\text{plant}} \sqrt{\tilde{u}_j \tilde{u}_j} e. \end{aligned} \quad (3.6)$$

Les termes du membre de droite représentent les termes de production par cisaillement, de transport turbulent, de production par flottabilité, de dissipation et de cascade. Le terme de cascade représente le processus de perte d'énergie qui accélère la dissipation de la turbulence dans le couvert (Finnigan, 2000). La production de sous-maille de l'énergie cinétique turbulente dans les sillages des éléments de végétation n'est pas considérée car leurs échelles sont beaucoup plus faibles que celles qui forment la majeure partie de l'énergie cinétique turbulente de sous-maille (Shaw and Schumann, 1992).

Le flux de chaleur de sous-maille s'écrit :

$$\tau_{3\theta} = -\frac{\nu_{tv}}{Pr} \frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial x_3} \quad (3.7)$$

où  $Pr$  est le nombre de Prandtl.

## 3.2 Définition du domaine d'étude

### 3.2.1 Calibration des caractéristiques de la végétation

Les conditions de similitude de la canopée végétale ont été respectées entre les simulations numériques et expérimentales, c'est-à-dire pour la longueur et la hauteur des deux modèles de canopée ainsi que leur densité. Le modèle de forêt dans la soufflerie correspond à une forêt de 20 m (supposée être l'échelle réelle) ; c'est cette valeur que nous prendrons pour nos simulations numériques. La canopée de la clairière est de 6 m (elle devrait être de 5 m mais la résolution spatiale étant de 2 m, nous avons été contraints de nous adapter).

Concernant la densité du couvert, pour conserver les conditions de similitude entre les simulations, il est nécessaire de respecter le nombre adimensionnel  $L_c/h$  avec  $L_c$  la longueur caractéristique. En théorie, l'énergie est contenue dans une population de tourbillons d'échelle  $L_c$  donc, en introduisant  $L_c$ , on définit ici la première génération de tourbillons de la cascade d'énergie. Nous nous basons sur la formule de la vitesse horizontale  $U(z)$  en couvert homogène donnée par les Eq. 1.1 et 1.2 du chapitre 1 (Harman, 2013) où les variables  $\beta$  et  $l$  sont introduites. La longueur de mélange  $l$  est en fait liée à  $L_c$  par  $l = 2\beta^3 L_c$ . On ajuste alors le profil de vitesse horizontal logarithmique au cas homogène  $SE$  de la soufflerie loin de la lisière en faisant varier les paramètres  $\beta$  et  $L_c$  jusqu'à obtenir une bonne correspondance entre les profils (Fig. 3.1). Sachant que  $L_c = 1/(C_d A_f)$  et que pour les simulations numériques,  $C_d$  est fixé à 0.2 et  $\kappa$  à 0.4, il est possible d'extraire une densité frontale  $A_f$  équivalente entre les deux modèles pour calibrer ARPS. La densité de rugosité de surface donnée par la formule :  $\lambda = h A_f$  vaut alors  $\sim 0.9$  pour le modèle de forêt utilisé dans la LES ce qui est 4 fois plus élevé que dans la soufflerie ; mais c'est pour cette valeur de  $L_c$  que nous obtenons la meilleure correspondance entre les deux profils. En réalité, pour le modèle de forêt utilisé dans la soufflerie,  $C_d$  vaut 1.6 en moyenne sur la hauteur du couvert (Brunet et al., 1994) ce qui est élevé pour des forêts réelles.  $A_f$  est ici uniquement une variable d'ajustement du modèle pour permettre de conserver la valeur du produit  $C_d A_f$  entre les simulations numériques et les simulations en soufflerie. On utilisera donc par la suite les mêmes valeurs de  $\lambda$  pour caractériser le couvert dans les simulations en soufflerie et numériques à savoir 0.222.<sup>1</sup>  $\beta$  peut être calculé explicitement ( $\beta = u_{*h}/U_h$ ) mais sa détermination peut être faussée par le pic de  $\langle \overline{u'w'} \rangle$  observé dans les mesures en soufflerie à hauteur de canopée, non représentatif d'un écoulement en milieu poreux. C'est pourquoi nous avons choisi ici d'ajuster également cette variable. Pour l'écoulement au-dessus des pegs, nous avons réalisé une expérience supplémentaire avec uniquement des pegs dans la soufflerie. Par manque de temps, uniquement le profil du bas a été mesuré (dénommé *LOWER* dans le chapitre 2) c'est pourquoi le profil ne s'étend que jusque  $Z/h = 4$  sur la Fig. 3.1.

Sur la Fig. 3.1, on peut observer que la correspondance entre le profil théorique et le profil en soufflerie n'est pas parfaite, en particulier dans la canopée. On devrait observer un plus fort cisaillement dans la partie supérieure du couvert mais la forêt est représentée par un milieu poreux dans la LES alors que la canopée végétale est modélisée par des éléments rigides dans la soufflerie. Nous avons deux comportements diamétralement opposés. La différence observée est due à la différente nature du modèle végétal utilisé ici.

---

1. Pour les couverts réels la densité  $\lambda$  est souvent associée à l'indice de surface foliaire (surface foliaire par unité de surface du sol) par la relation :  $\lambda = LAI/2$  où LAI est l'indice de surface foliaire "single-sided" (Raupach et al 1996). Les LAI des couverts simulés correspondraient ainsi à des valeurs de 0.44 (maquette de soufflerie et simulations LES du chapitre 3), 2 et 10 (simulations LES du chapitre 4).

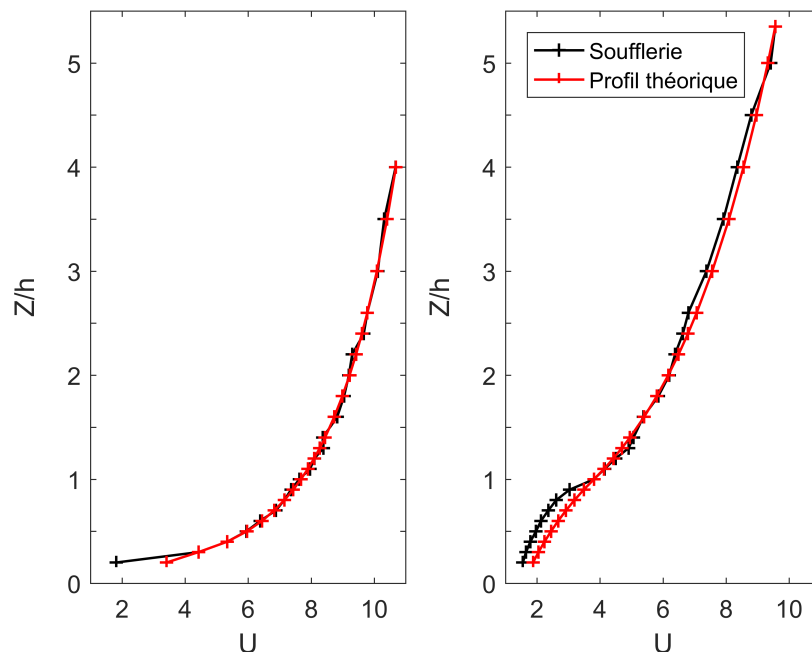


FIGURE 3.1: Profils verticaux ajustés de la vitesse horizontale  $U$  au-dessus de la clairière à gauche (modèle "pegs") et au-dessus de la forêt à droite ("modèle tombstones"). Les profils noirs correspondent aux mesures en soufflerie et les profils rouges, aux profils théoriques données par les Eq. 1.1 et 1.2 du chapitre 1 (Harman, 2013) après ajustement des paramètres  $L_c$  et  $\beta$ .

### 3.2.2 Assemblage de domaines et mise au point d'un maillage spécifique

Généralement, des conditions périodiques sont appliquées en entrée et en sortie de domaine pour simuler un écoulement atmosphérique sur une infinité de blocs forestiers. Cela permet d'avoir en entrée des structures turbulentes réalistes et de réduire considérablement la taille du domaine et donc le temps de calcul. Néanmoins cette approche ne permet pas de réaliser de simulation si la géométrie du paysage n'est pas symétrique. Bien que nous ayons des motifs identiques successifs, on s'intéresse également à l'écoulement en amont du premier bloc forestier, le but étant ici de recréer avec un maximum de vraisemblance les conditions en soufflerie. Cette approche facilite également la normalisation et donc la comparaison des données en conservant la partie commune à chaque configuration. On pourra s'assurer que l'écoulement en amont du modèle forestier est bien similaire pour chaque simulation et ainsi mieux identifier l'impact des différents blocs forestiers sur l'écoulement.

Le domaine a été découpé en deux blocs comme illustré sur la Fig. 3.2 : un premier bloc périodique situé en amont du modèle forestier et composé uniquement du modèle correspondant aux "pegs". Le but est ici de générer un écoulement stationnaire turbulent propre à la rugosité de la clairière. En effet, les conditions périodiques sont nécessaires au bon développement de la turbulence car l'écoulement initial ne présente pas de caractère turbulent en équilibre avec la surface à l'instant  $t = 0$  s dans la LES. Une perturbation initiale aléatoire de température potentielle est imposée afin de stimuler l'activité turbulente au départ de la simulation. Cette partie permet de générer l'écoulement turbulent approprié en amont du

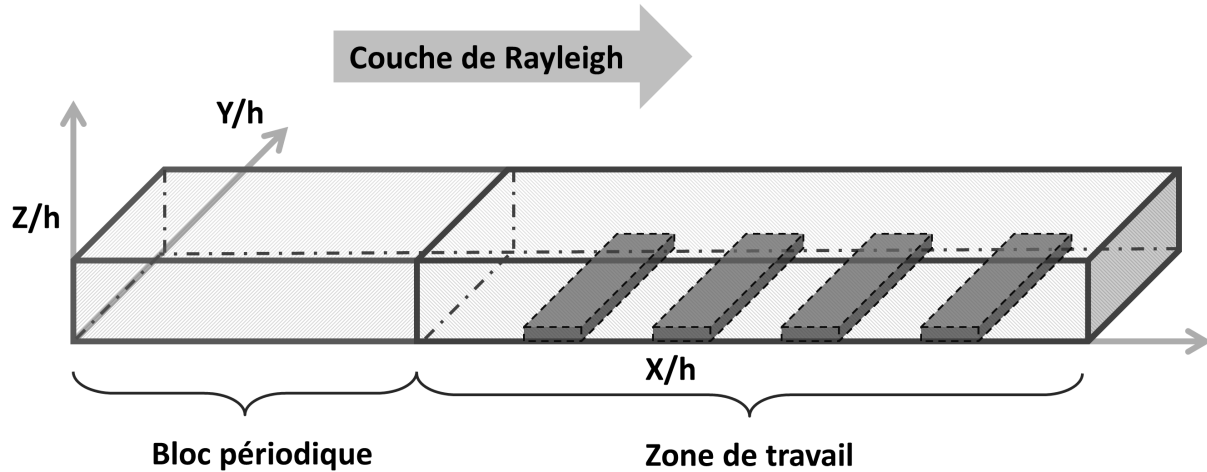


FIGURE 3.2: Représentation schématique du domaine de calcul utilisé pour les simulations LES.

domaine d'étude et dans ce bloc, la couche limite est pleinement développée. L'écoulement vient ensuite impacter le paysage forestier présent dans le second bloc pour enfin s'échapper en sortie de domaine. L'assemblage des deux blocs permet d'avoir des simulations présentant des conditions similaires en amont du paysage forestier pour l'ensemble de nos simulations tout en ayant des degrés de fragmentation différents. Le domaine a cependant été considérablement augmenté en comparaison à des simulations sous conditions périodiques.

### 3.2.3 Domaine de calcul et conditions aux limites

Les simulations 3D ont été réalisées sur un domaine de calcul s'étendant sur  $3600 \times 600 \times 240$  m, avec une résolution horizontale et verticale de 2 m en dessous de  $Z/h = 4$ . Ensuite, la résolution diminue progressivement avec une taille moyenne de maille de l'ordre de 3.1 m jusque  $Z/h \sim 11$ . Des conditions périodiques ont été appliquées au niveau des parois latérales. Des lois de parois ont été utilisées au sol et une couche d'absorption de Rayleigh au tiers supérieur du domaine dans le premier bloc est utilisée pour entraîner l'écoulement car le gradient de pression est nul (voir hypothèse de modélisation au chapitre 1). Dans le second bloc, l'écoulement est entraîné par forçage du au premier bloc. Les dimensions du domaine d'étude resteront invariantes pour l'ensemble des simulations LES étudiées. Nous avons utilisé le même nombre de blocs forestiers que les simulations en soufflerie et la fin du domaine est complétée par un bloc forestier homogène comme pour les simulations en soufflerie.

## 3.3 Evaluation des simulations

Il n'y a pas de méthodologie générale d'évaluation des modèles ; on observe une grande variété de pratiques car on ne valide pas un modèle en général mais sa capacité à rendre compte d'un phénomène particulier. Dans le chapitre 2, nous avons vu que la soufflerie est capable de reproduire l'écoulement atmosphérique du monde réel au-dessus d'une transition clairière-forêt grâce à une comparaison avec des données in situ de Irvine et al. (1997) et d'autres études en soufflerie (Raupach et al., 1986, 1987). Nous considérons ici que les données

de soufflerie représentent les profils réels qui vont nous permettre d'évaluer le modèle à plus grande échelle.

La vitesse moyenne du vent  $U_h$  ou la vitesse de frottement  $u_{*h}$  au sommet du couvert sont généralement utilisées pour normaliser les données. Pour les données de soufflerie, à  $X/h = -21$ ,  $\langle \overline{u'w'} \rangle$  n'est pas constant avec l'altitude comme nous l'avons observé dans le chapitre 2, ce qui a un impact sur le calcul de  $u_*$ . Nous avons de ce fait choisi une position  $Z/h$  telle que les profils de soufflerie soient les plus similaires possible en amont du modèle forestier pour facilement observer l'évolution de l'écoulement sur le modèle forestier et ainsi identifier les effets de la fragmentation du paysage sur l'écoulement. Il s'est avéré que la meilleure correspondance des profils en soufflerie est obtenue lorsqu'on calcule  $U$  et  $u_*$  à  $Z/h = 4$ . L'ensemble des simulations expérimentales et numériques seront donc normalisées de façon similaire pour permettre la comparaison.

### 3.3.1 Convergence statistique et incertitudes dues à la normalisation

Pour des domaines de cette taille, le temps de calcul est important ( $\sim 5$  jours sur approximativement 190 processeurs pour une configuration avec un pas de temps de 0.03 s). On cherche habituellement une méthode permettant d'avoir un bon compromis entre le temps de calcul et une précision satisfaisante. Pour ce faire, il faut augmenter le temps de calcul jusqu'à obtenir une solution stationnaire. Nous avons observé que l'écoulement se stabilise après 4000 s donc passé ce temps de calcul, des champs instantanés 3D sont acquis toutes les vingt secondes sur une période  $T$  à déterminer. Pour des périodes trop courtes, les profils statistiques présentent de petites oscillations, en d'autres mots, ils ne sont pas parfaitement lisses et cela peut poser des problèmes lors de la normalisation. Les profils de  $\langle \overline{u'w'} \rangle$  peuvent osciller de manière significative et donc avoir un impact sur le calcul de  $u_*$ .

Nous avons évalué l'influence de la période sur le calcul de la moyenne pour le cas continu  $SE$  et donc sur la normalisation des données à  $Z/h = 4$ . La durée minimale choisie est de trente minutes car c'est cette période qui est généralement utilisée pour les mesures in situ lors du calcul de la moyenne temporelle. Nous avons ensuite poursuivi le calcul jusque 10000 s et avons moyenné les séries temporelles sur plusieurs périodes : de 4000 à 6000 s ( $T = 2000$  s), 4000 à 7000 s ( $T = 3000$  s), de 4000 à 8000 s ( $T = 4000$  s) et de 4000 à 10000 s ( $T = 6000$  s). Des profils horizontaux de  $U$ ,  $\langle \overline{u'w'} \rangle$  et  $ECT$  sont représentés à  $Z/h = 0.5, 1, 1.5$  sur la Fig. 3.3. On peut voir que les différences sont très faibles entre les périodes, voire inexistantes pour  $U$  ; la correspondance entre les profils de  $\langle \overline{u'w'} \rangle$ ,  $Sk_U$  et  $Sk_W$  est acceptable même pour la plus courte période bien qu'ils présentent des perturbations ; il existe des différences notables pour l' $ECT$  au-dessus du couvert : pour une période de 2000 s, elle est légèrement sur-estimée au-dessus du couvert tout au long du domaine. Cette différence est due à la normalisation des données car les oscillations dans les profils de  $\langle \overline{u'w'} \rangle$  affectent le calcul de  $u_*$ . Elle peut être visualisable sur la Fig. 3.3 à  $X/h = -21h$  où on peut voir que l'augmentation de l' $ECT$  correspond à la différence en entrée qui se répercute sur l'ensemble des données. La normalisation peut donc être responsable d'une augmentation ou d'une diminution notable de l' $ECT$  sur l'ensemble du domaine. Etant donné la taille du domaine, le nombre de simulations numériques et les différences observées entre les périodes, notre choix se porte sur une période de trente minutes (2000 s).

Il faut néanmoins considérer ces incertitudes dues à la normalisation lors de la comparaison et l'analyse des simulations ; c'est pourquoi nous allons à présent les quantifier. Il y a au total 18 simulations LES dans cette thèse qui seront présentées dans la suite de ce chapitre et dans

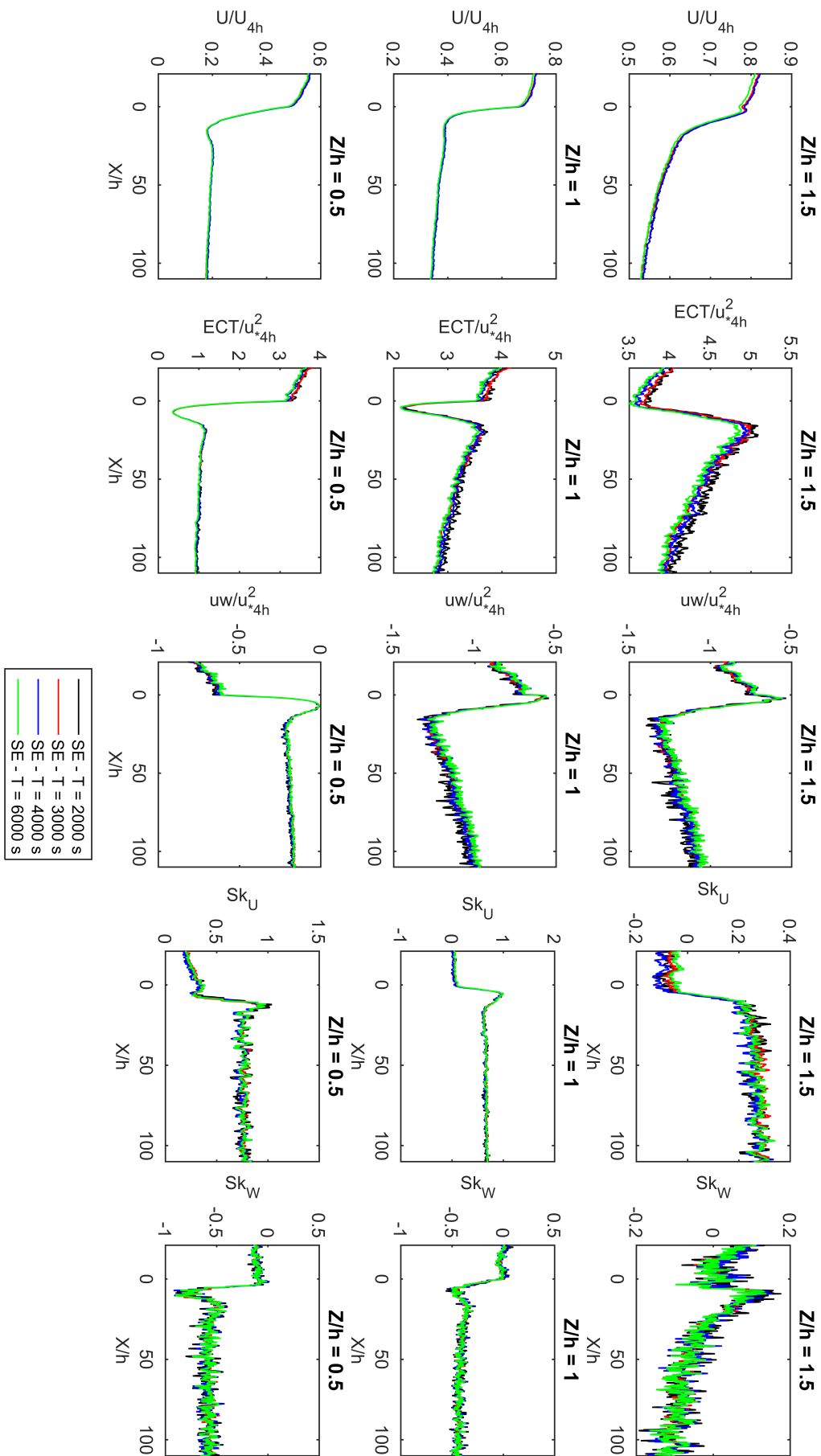


FIGURE 3.3: Profils horizontaux des grandeurs caractéristiques  $U$ ,  $ECT$ ,  $\langle \overline{u'w'} \rangle$ ,  $Sk_U$  et  $Sk_W$  à trois différentes hauteurs de canopée ( $Z/h = 0.5, 1, 1.5$ ) pour différentes périodes ( $T = 2000, 3000, 4000$  et  $6000$  s).

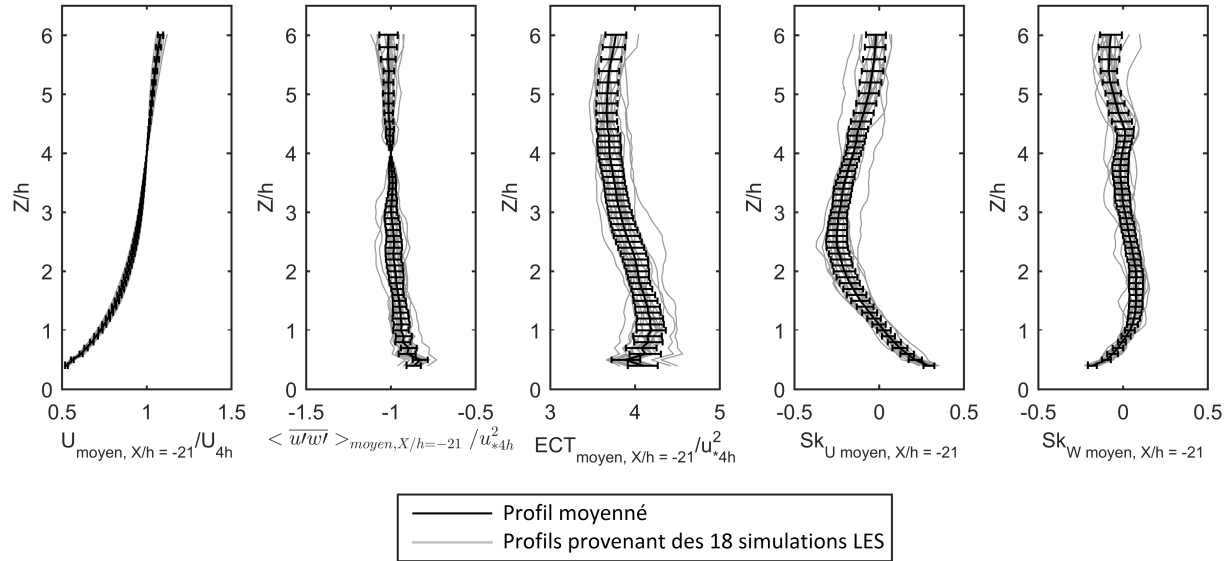


FIGURE 3.4: les moyennes des 18 profils pour  $U$ ,  $ECT$ ,  $\langle \overline{u'w'} \rangle$ ,  $Sk_U$  et  $Sk_W$  et l'écart type associé à ces 18 profils en noir et les profils en gris représentent les 18 profils à  $X/h = -21$  relatifs à chaque simulation.

le chapitre 4. Le bloc en amont du modèle forestier (c'est-à-dire pour  $X/h > 0$ ) est commun à chaque simulation, on s'attend donc à avoir des profils identiques. On peut donc déterminer la dispersion du modèle à cette précision et estimer les différences en entrée en comparant les 18 profils à  $X/h = -21$  normalisés à  $Z/h = 4$  représentés en gris sur la Fig. 3.4. La moyenne et l'écart-type de ces 18 profils sont représentés en noirs sur la Fig. 3.4. On peut observer que les profils normalisés de  $\langle \overline{u'w'} \rangle$  et  $ECT$  en entrée varient de manière significative et peuvent induire une augmentation ou diminution des niveaux turbulents sur l'ensemble du domaine. Le coefficient de variation  $CV$  (rapport entre l'écart-type et la moyenne) a été estimé en moyenne à 3.5 % pour l' $ECT$  et  $\langle \overline{u'w'} \rangle$  et à moins de 1 % pour  $U$ . Pour  $Sk_U$  et  $Sk_W$ , la moyenne est proche de zéro donc  $CV$  est très sensible aux légères variations de la moyenne et à tendance à tendre vers l'infini même pour de faibles variations. On préférera utiliser l'écart-type moyen pour quantifier les différences observées : il est égal à 0.05 pour  $Sk_U$  et 0.04 pour  $Sk_W$ . Ces effets doivent être pris en compte dès lors que l'on compare des simulations entre elles. On supposera pour l'ensemble des simulations que les différences observées entre les simulations numériques sont suffisamment importantes pour considérer qu'elles ne sont pas dues à un problème de normalisation mais aux caractéristiques du paysage.

### 3.3.2 Profils verticaux et erreur type

Nous souhaitons ici quantifier les différences entre les profils de LES et de soufflerie afin d'estimer la qualité du modèle numérique. L'erreur type ou root-mean-square error en anglais ( $RMSE$ ) est une mesure fréquemment utilisée pour estimer les différences entre les valeurs prédites par un modèle ou un estimateur et les valeurs réellement mesurées (ici les données de soufflerie). La  $RMSE$  d'un estimateur  $\hat{\theta}$  par rapport à une estimation  $\theta$  est définie comme la racine carrée de l'erreur quadratique moyenne pour  $n$  différentes prédictions et s'exprime de la façon suivante :



$$RMSE = \sqrt{\frac{\sum_{t=1}^n (\hat{\theta} - \theta)^2}{n}} \quad (3.8)$$

Normaliser la *RMSE* (*NRMSE*, normalized root-mean-square error en anglais) facilite la comparaison entre des données de différentes échelles. Bien qu'il n'y ait aucun moyen cohérent de normalisation dans la littérature, des choix communs sont la moyenne ou l'amplitude des données mesurées (définie comme étant la valeur maximale moins la valeur minimale). Nous avons choisi d'utiliser ici la moyenne. *NRMSE*, généralement exprimé en pourcentage, est une bonne mesure de précision à condition que la valeur moyenne de cette variable ne soit pas nulle.

Les profils de grandeurs caractéristiques pour chaque configuration sont représentés sur les Fig. 3.5 à Fig. 3.16 pour les simulations LES en rouge et les simulations en soufflerie en noir à différentes positions relatives au premier bloc forestier. Les graphiques en bas de ces figures représentent la *NRMSE* pour les profils de  $U$ ,  $ECT$  et  $\langle \overline{u'w'} \rangle$  et la *RMSE* pour les profils de  $W$ ,  $Sk_U$  et  $Sk_W$  car la moyenne de ces profils est proche de zéro, on ne peut donc pas la normaliser. Les différences observées ne sont donc pas exprimées en pourcentage mais représentent l'écart de magnitude entre les profils. La ligne continue représente l'erreur sur la totalité du profil c'est-à-dire à l'intérieur et au-dessus de la canopée alors que la ligne pointillée représente l'erreur en considérant uniquement les mesures au-dessus de la canopée.

D'une manière générale, on peut observer que l'erreur augmente fortement au-dessus des blocs forestiers en passant de 15 – 20 % au-dessus de la clairière à plus de 40 % pour l' $ECT$ . Cette erreur est sensiblement la même quel que soit le bloc forestier et quelle que soit la configuration. Lorsque la partie du profil présent dans la canopée n'est pas prise en compte dans le calcul de l'erreur (ligne pointillée), on observe une baisse systématique pouvant aller jusqu'à 20 % pour l' $ECT$  et l'erreur devient relativement constante tout au long du domaine quelle que soit la surface et quel que soit le degré de fragmentation (de 15 à 20 % selon les configurations pour toutes les statistiques). Les profils montrent que l'erreur est due au fait que le modèle a tendance à sous-estimer l' $ECT$  et  $\langle \overline{u'w'} \rangle$  dans la canopée. On constate également une augmentation de 10 % à 20 % de l'erreur au-dessus de la clairière pour de grands espacements (en particulier le cas  $\sim 3/2$  et  $\sim 7/2$ ). Pour le cas  $\sim 7/2$ , cette erreur se stabilise et diminue même à partir d'une certaine distance, suggérant que la distance nécessaire à l'écoulement pour s'ajuster à la nouvelle surface est différente entre la LES et la soufflerie. Pour les profils de  $W$ ,  $Sk_U$  et  $Sk_W$ , la différence observée ne dépasse jamais 0.5 pour les coefficient d'asymétrie quelle que soit la configuration. On rencontre cette valeur maximale au-dessus des blocs forestiers. Elle est constante et égale en moyenne à 0.2 lorsque les mesures au sein de la canopée ne sont pas prises en compte. On peut observer sur les profils que cette diminution de l'erreur est due au fait que le modèle sur-estime  $Sk_U$  et  $Sk_W$  dans la canopée. Pour  $W$ , la différence de magnitude est quasi nulle et difficilement visualisable, c'est pourquoi l'erreur est représentée sur un graphique différent. Ici nous n'observons pas de diminution de l'erreur pour  $W$  lorsque les mesures au sein de la canopée ne sont pas prises en compte et la *RMSE* est maximale à chaque lisière. Les profils de  $W$  montrent que l'erreur est principalement due à une déviation verticale de l'écoulement plus importante pour les simulations en soufflerie que pour la LES.

Globalement, le modèle se comporte mieux au-dessus du couvert avec une grande consistance tout au long du domaine quelle que soit la configuration. Les différences observées entre les profils de l' $ECT$  et des coefficients d'asymétrie suggèrent que les distributions simulées des vitesses de vent sont différentes à l'intérieur de la canopée entre les simulations LES et

en soufflerie. L'erreur proviendrait donc principalement des différences de représentation de la canopée végétale.

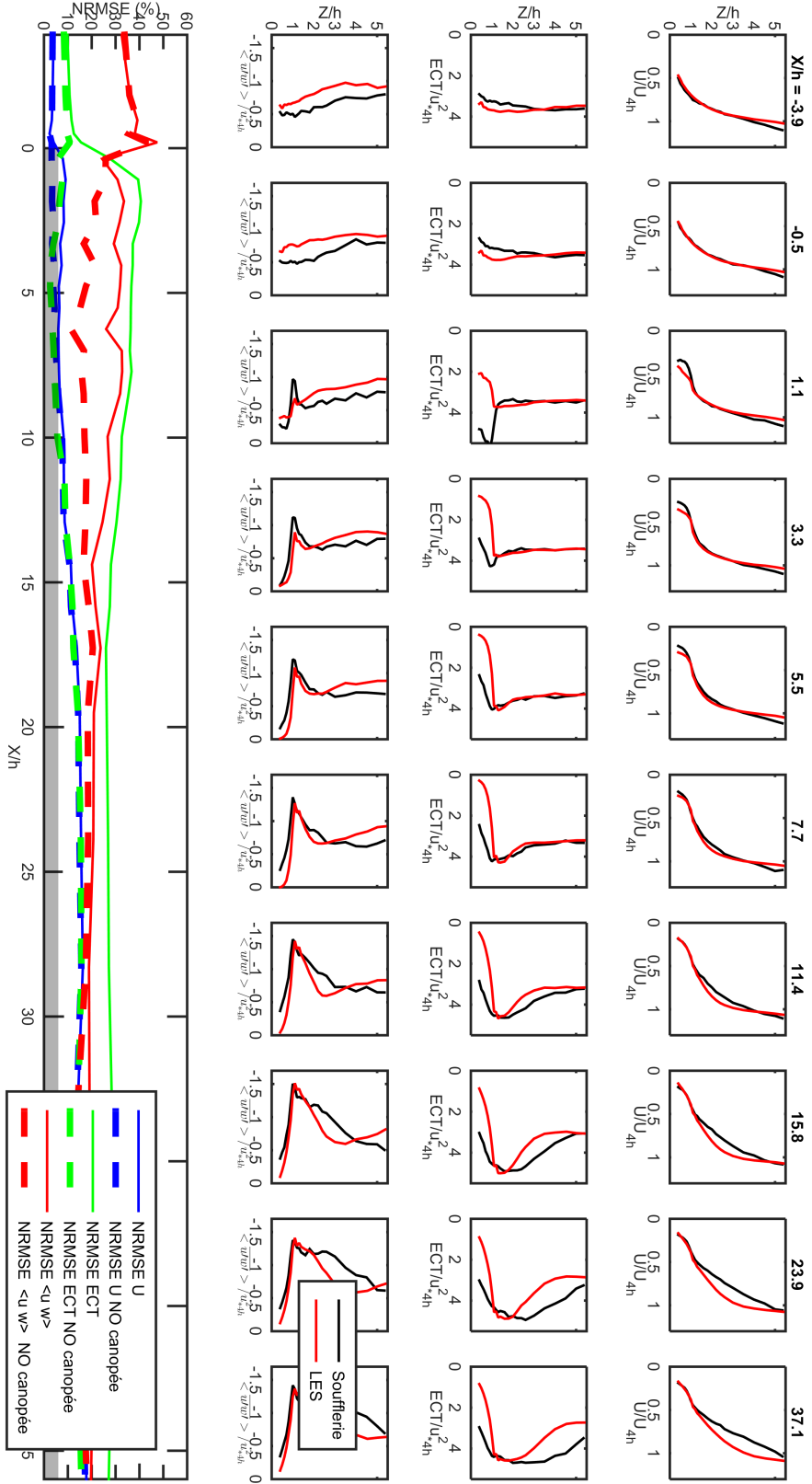


FIGURE 3.5: Profils de grandeurs caractéristiques ( $U$ ,  $ECT$  et  $\langle \overline{u'w'} \rangle$ ) pour le cas homogène ( $SE$ ) pour les simulations LES en rouge et les simulations en soufflerie en noir à différentes positions relatives au premier bloc forestier. Le dernier graphique en bas représente le  $NRMSE$  pour les profils de  $U$ ,  $ECT$  et  $\langle \overline{u'w'} \rangle$ . La ligne continue représente l'erreur totale sur les profils c'est-à-dire lorsqu'on considère l'ensemble du profil, à l'intérieur et au-dessus de la canopée. La ligne pointillée représente l'erreur en considérant uniquement les mesures au-dessus de la canopée. Les différences observées sont exprimées en pourcentage.  $U$  est normalisée par la vitesse moyenne horizontale à  $Z/h = 4$  ( $U_{4h}$ ),  $\langle \overline{u'w'} \rangle$  et  $ECT$  sont normalisées par la vitesse de frottement  $u_*$  à  $Z/h = 4$  ( $u_*4h$ ).

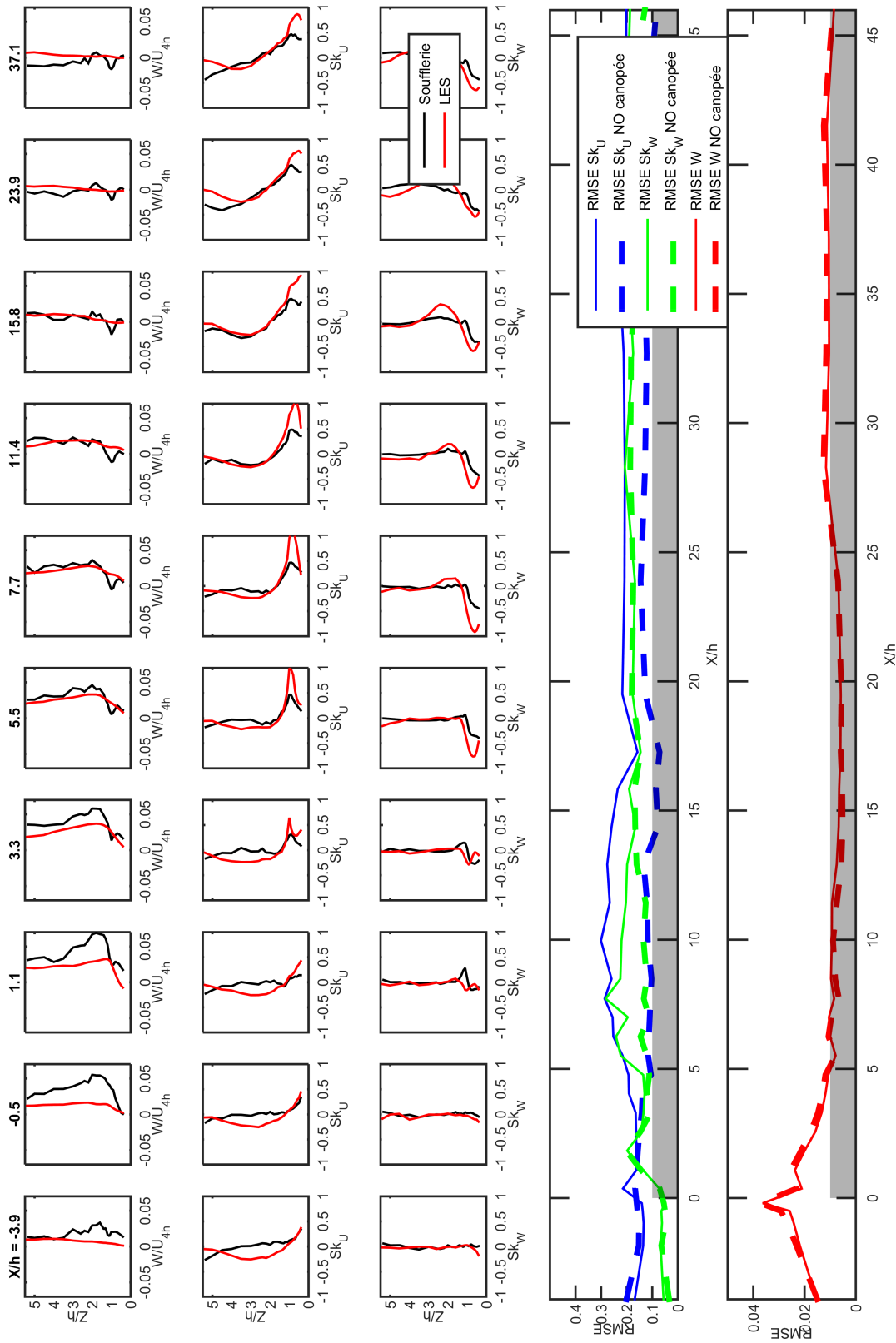


FIGURE 3.6: Profils de grandeurs caractéristiques ( $W$ ,  $Sk_U$  et  $Sk_W$ ) pour le cas homogène ( $SE$ ) pour les simulations LES en rouge et les simulations en soufflerie en noir à différentes positions relatives au premier bloc forestier. Le dernier graphique en bas représente le  $RMSE$  pour les profils de  $W$ ,  $Sk_U$  et  $Sk_W$ . La ligne continue représente l'erreur type totale sur les profils c'est-à-dire lorsqu'on considère l'ensemble du profil, à l'intérieur et au-dessus de la canopée. La ligne pointillée représente l'erreur en considérant uniquement les mesures au-dessus de la canopée. Les différences observées ne sont donc pas exprimées en pourcentage mais représentent l'écart de magnitude entre les profils.  $W$  est normalisée par la vitesse moyenne horizontale à  $Z/h = 4$  ( $U_{4h}$ ) et  $Sk_U$  et  $Sk_W$  ne sont pas normalisés.

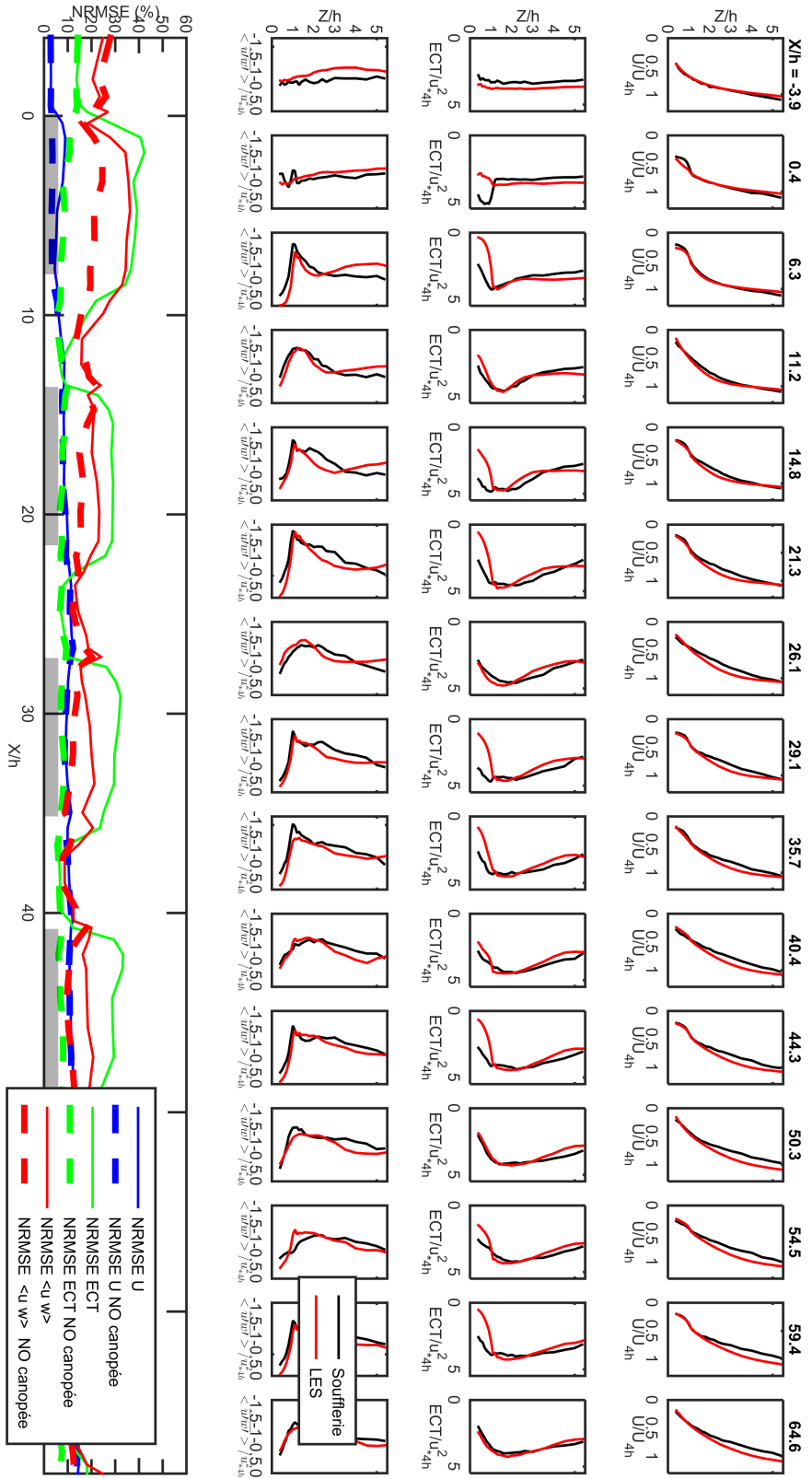


FIGURE 3.7: Profils de grandeurs caractéristiques ( $U$ ,  $ECT$  et  $\langle u'w' \rangle$ ) pour le cas  $\sim 1/2$  pour les simulations LES en rouge et les simulations en soufflerie en noir à différentes positions relatives au premier bloc forestier. Le dernier graphique en bas représente le  $NRMSE$  pour les profils de  $U$ ,  $ECT$  et  $\langle u'w' \rangle$ . La ligne continue représente l'erreur type totale sur les profils c'est-à-dire lorsqu'on considère l'ensemble du profil, à l'intérieur et au-dessus de la canopée. La ligne pointillée représente l'erreur en considérant uniquement les mesures au-dessus de la canopée. Les différences observées sont exprimées en pourcentage.  $U$  est normalisée par la vitesse moyenne horizontale à  $Z/h = 4$  ( $U_{4h}$ ),  $\langle u'w' \rangle$  et  $ECT$  sont normalisées par la vitesse de frottement  $u_*$  à  $Z/h = 4$  ( $u_{*4h}$ ).

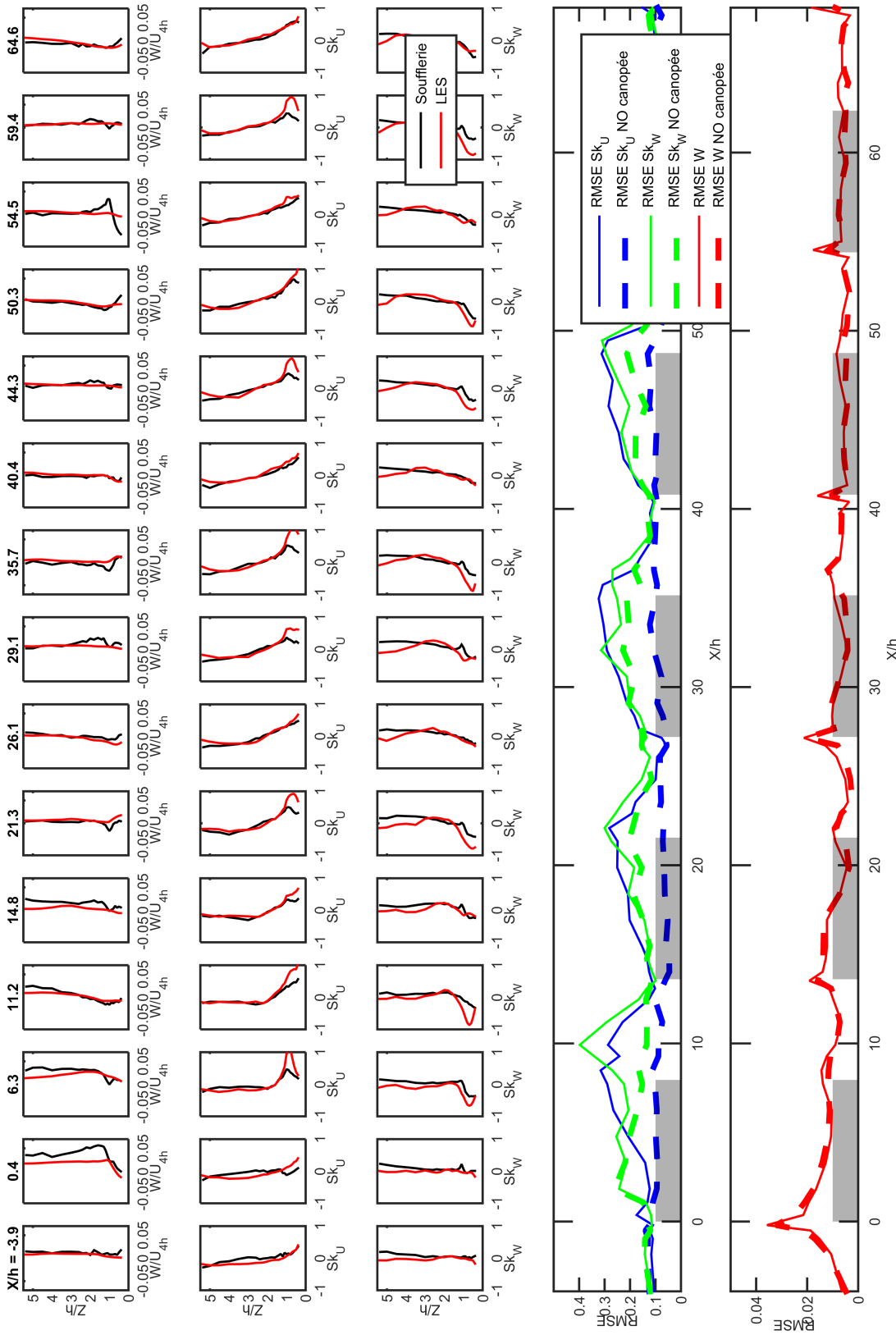


FIGURE 3.8: Profils de grandeurs caractéristiques ( $W$ ,  $Sk_U$  et  $Sk_W$ ) pour le cas  $\sim 1/2$  pour les simulations LES en rouge et les simulations en soufflerie en noir à différentes positions relatives au premier bloc forestier. Le dernier graphique en bas représente le  $RMSE$  pour les profils de  $W$ ,  $Sk_U$  et  $Sk_W$ . La ligne continue représente l'erreur type totale sur les profils c'est-à-dire lorsqu'on considère l'ensemble du profil, à l'intérieur et au-dessus de la canopée. La ligne pointillée représente l'erreur en considérant uniquement les mesures au-dessus de la canopée. Les différences observées ne sont donc pas exprimées en pourcentage mais représentent l'écart de magnitude entre les profils.  $W$  est normalisée par la vitesse moyenne horizontale à  $Z/h = 4$  ( $U_{4h}$ ) et  $Sk_U$  et  $Sk_W$  ne sont pas normalisés.

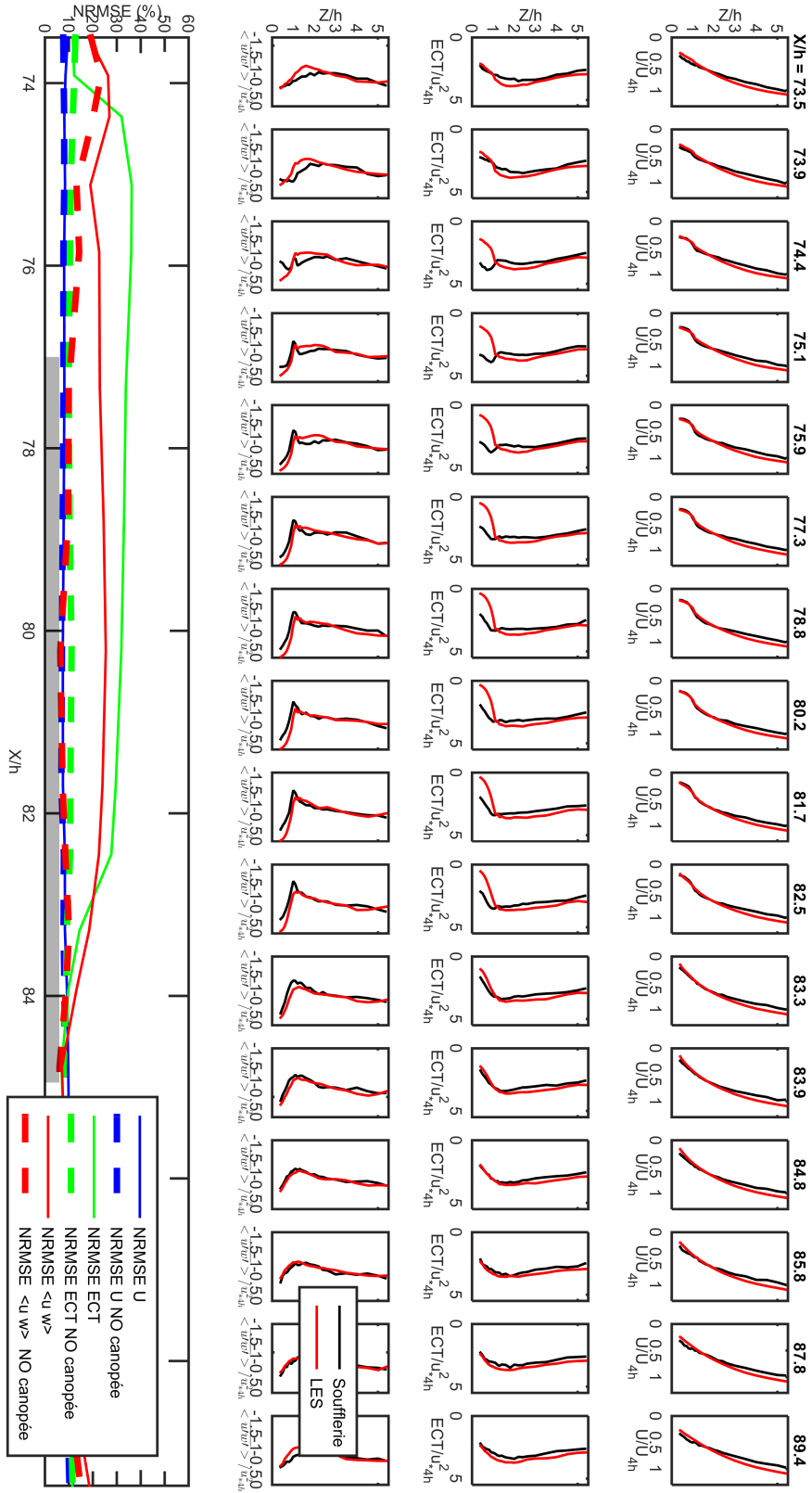


FIGURE 3.9: Profils de grandeurs caractéristiques ( $U$ ,  $ECT$  et  $\overline{u'w'}$ ) pour le cas  $\sim 1$  pour les simulations LES en rouge et les simulations en soufflerie en noir à différentes positions relatives au premier bloc forestier. Le dernier graphique en bas représente le  $NRMSE$  pour les profils de  $U$ ,  $ECT$  et  $\overline{u'w'}$ . La ligne continue représente l'erreur type totale sur les profils c'est-à-dire lorsqu'on considère l'ensemble du profil, à l'intérieur et au-dessus de la canopée. La ligne pointillée représente l'erreur en considérant uniquement les mesures au-dessus de la canopée. Les différences observées sont exprimées en pourcentage.  $U$  est normalisée par la vitesse moyenne horizontale à  $Z/h = 4$  ( $U_{4h}$ ),  $\overline{u'w'}$  et  $ECT$  sont normalisées par la vitesse de frottement  $u_*$  à  $Z/h = 4$  ( $u_{*4h}$ ).



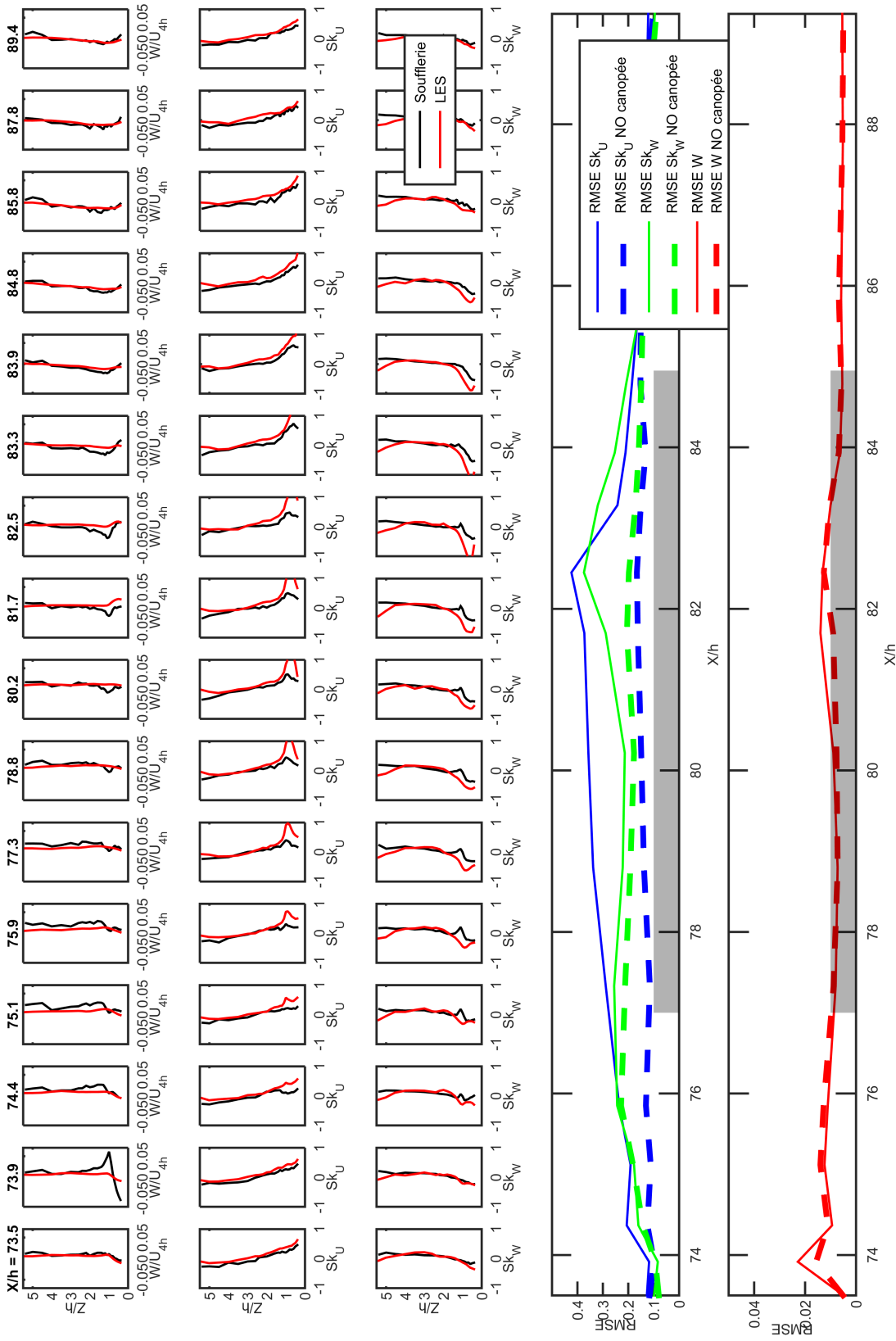


FIGURE 3.10: Profils de grandeurs caractéristiques ( $W$ ,  $Sk_U$  et  $Sk_W$ ) pour le cas  $\sim 1$  pour les simulations LES en rouge et les simulations en soufflerie en noir à différentes positions relatives au premier bloc forestier. Le dernier graphique en bas représente le  $RMSE$  pour les profils de  $W$ ,  $Sk_U$  et  $Sk_W$ . La ligne continue représente l'erreur type totale sur les profils c'est-à-dire lorsqu'on considère l'ensemble du profil, à l'intérieur et au-dessus de la canopée. La ligne pointillée représente l'erreur en considérant uniquement les mesures au-dessus de la canopée. Les différences observées ne sont donc pas exprimées en pourcentage mais représentent l'écart de magnitude entre les profils.  $W$  est normalisée par la vitesse moyenne horizontale à  $Z/h = 4$  ( $U_{4h}$ ) et  $Sk_U$  et  $Sk_W$  ne sont pas normalisés.



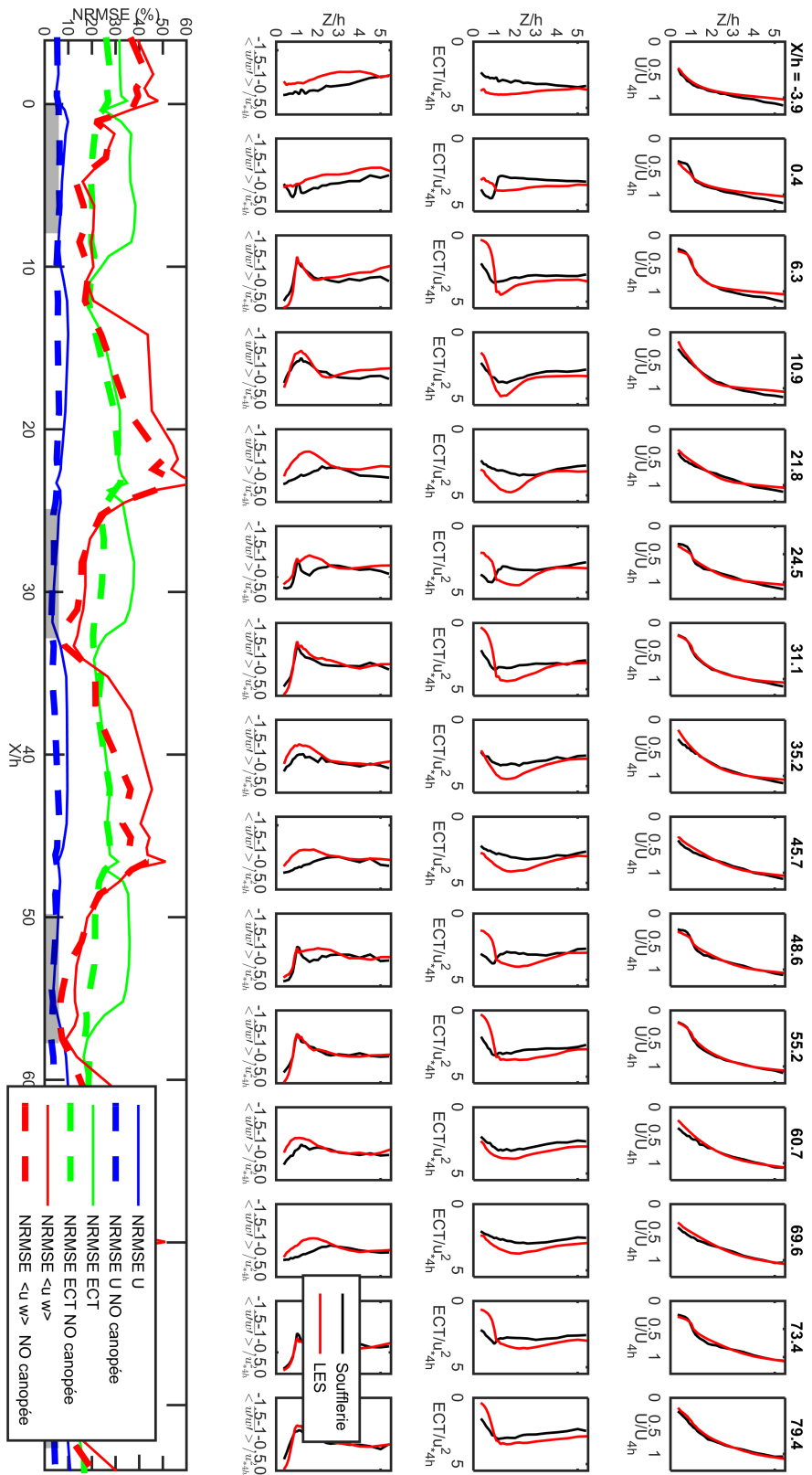


FIGURE 3.11: Profils de grandeurs caractéristiques ( $U$ ,  $ECT$  et  $\langle u'w' \rangle$ ) pour le cas  $\sim 3/2$  pour les simulations LES en rouge et les simulations en soufflerie en noir à différentes positions relatives au premier bloc forestier. Le dernier graphique en bas représente le  $NRMSE$  pour les profils de  $U$ ,  $ECT$  et  $\langle u'w' \rangle$ . La ligne continue représente l'erreur totale sur les profils c'est-à-dire lorsqu'on considère l'ensemble du profil, à l'intérieur et au-dessus de la canopée. La ligne pointillée représente l'erreur en considérant uniquement les mesures au-dessus de la canopée. Les différences observées sont exprimées en pourcentage.  $U$  est normalisée par la vitesse moyenne horizontale à  $Z/h = 4$  ( $U_{4h}$ ),  $\langle u'w' \rangle$  et  $ECT$  sont normalisées par la vitesse de frottement  $u_*$  à  $Z/h = 4$  ( $u_*4h$ ).

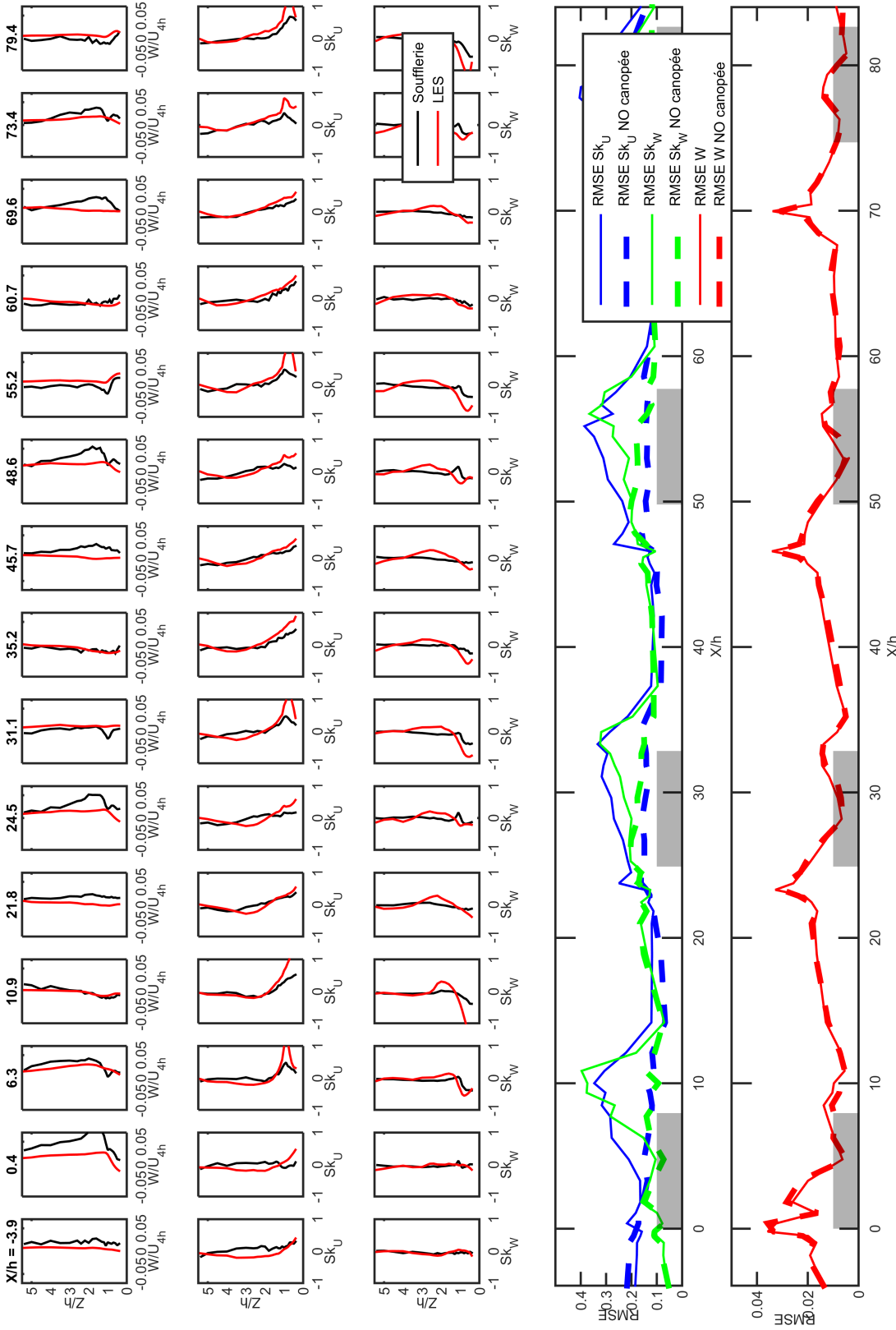


FIGURE 3.12: Profils de grandeurs caractéristiques ( $W$ ,  $Sk_U$  et  $Sk_W$ ) pour le cas  $\sim 3/2$  pour les simulations LES en rouge et les simulations en soufflerie en noir à différentes positions relatives au premier bloc forestier. Le dernier graphique en bas représente le  $RMSE$  pour les profils de  $W$ ,  $Sk_U$  et  $Sk_W$ . La ligne continue représente l'erreur type totale sur les profils c'est-à-dire lorsqu'on considère l'ensemble du profil, à l'intérieur et au-dessus de la canopée. La ligne pointillée représente l'erreur en considérant uniquement les mesures au-dessus de la canopée. Les différences observées ne sont donc pas exprimées en pourcentage mais représentent l'écart de magnitude entre les profils.  $W$  est normalisée par la vitesse moyenne horizontale à  $Z/h = 4$  ( $U_{4h}$ ) et  $Sk_U$  et  $Sk_W$  ne sont pas normalisés.

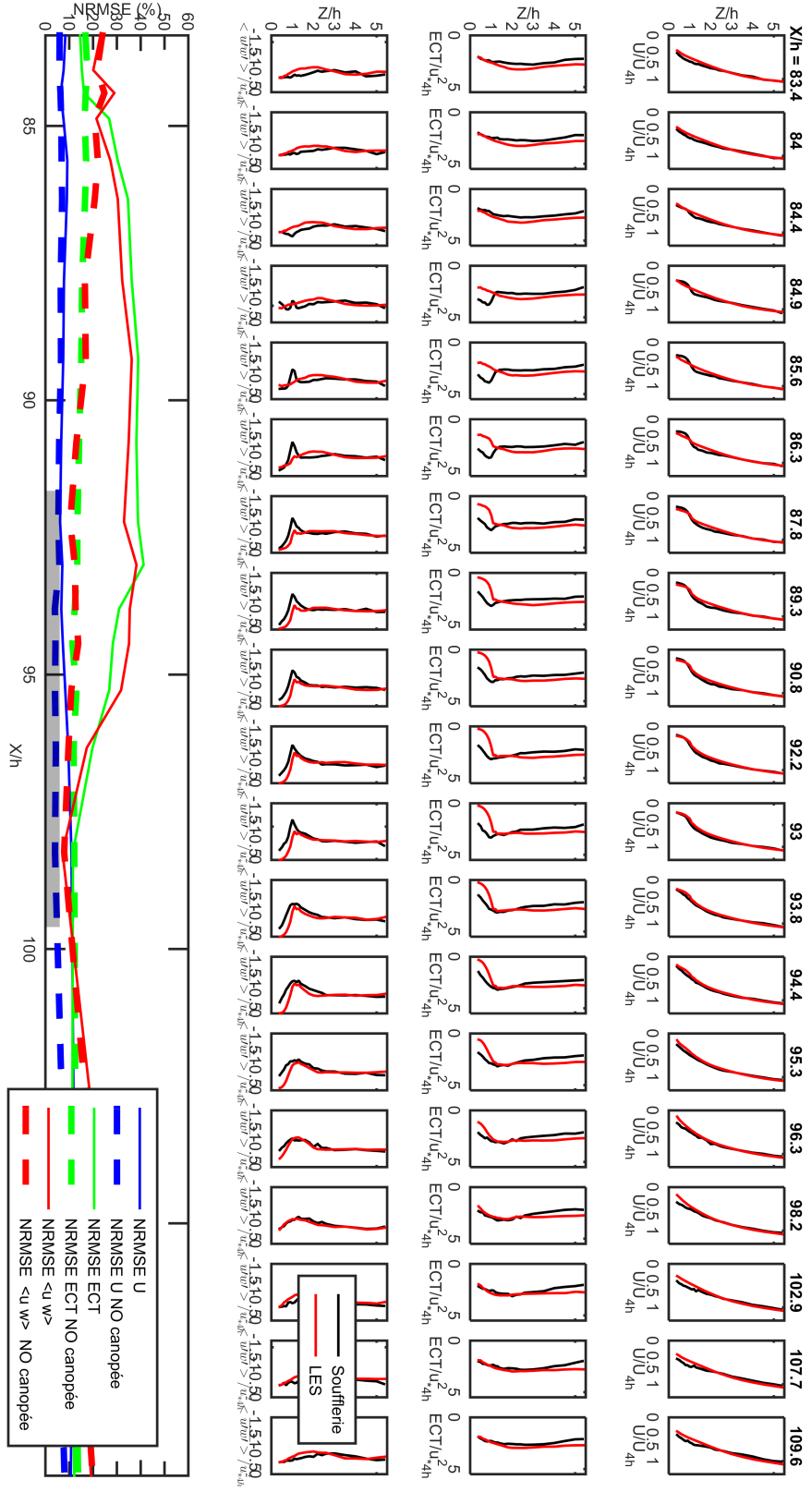


FIGURE 3.13: Profils de grandeurs caractéristiques ( $U$ ,  $ECT$  et  $\langle u'w' \rangle$ ) pour le cas  $\sim 5/2$  pour les simulations LES en rouge et les simulations en soufflerie en noir à différentes positions relatives au premier bloc forestier. Le dernier graphique en bas représente le  $NRMSE$  pour les profils de  $U$ ,  $ECT$  et  $\langle u'w' \rangle$ . La ligne continue représente l'erreur totale sur les profils c'est-à-dire lorsqu'on considère l'ensemble du profil, à l'intérieur et au-dessus de la canopée. La ligne pointillée représente l'erreur en considérant uniquement les mesures au-dessus de la canopée. Les différences observées sont exprimées en pourcentage.  $U$  est normalisée par la vitesse moyenne horizontale à  $Z/h = 4$  ( $U_{4h}$ ),  $\langle u'w' \rangle$  et  $ECT$  sont normalisées par la vitesse de frottement  $u_*$  à  $Z/h = 4$  ( $u_{*4h}$ ).

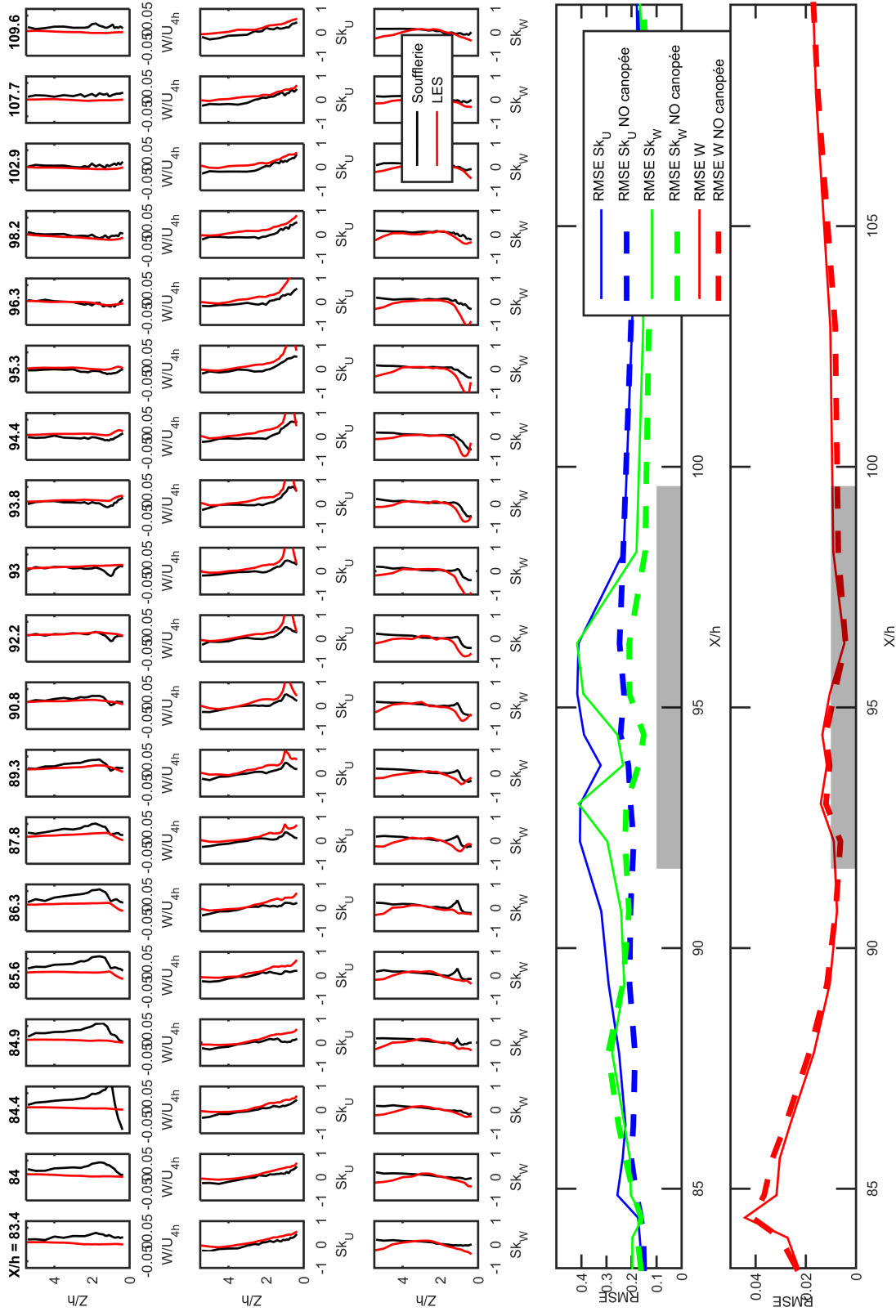


FIGURE 3.14: Profils de grandeurs caractéristiques ( $W$ ,  $Sk_U$  et  $Sk_W$ ) pour le cas  $\sim 5/2$  pour les simulations LES en rouge et les simulations en soufflerie en noir à différentes positions relatives au premier bloc forestier. Le dernier graphique en bas représente le  $RMSE$  pour les profils de  $W$ ,  $Sk_U$  et  $Sk_W$ . La ligne continue représente l'erreur type totale sur les profils c'est-à-dire lorsqu'on considère l'ensemble du profil, à l'intérieur et au-dessus de la canopée. La ligne pointillée représente l'erreur en considérant uniquement les mesures au-dessus de la canopée. Les différences observées ne sont donc pas exprimées en pourcentage mais représentent l'écart de magnitude entre les profils.  $W$  est normalisée par la vitesse moyenne horizontale à  $Z/h = 4$  ( $U_{4h}$ ) et  $Sk_U$  et  $Sk_W$  ne sont pas normalisés.

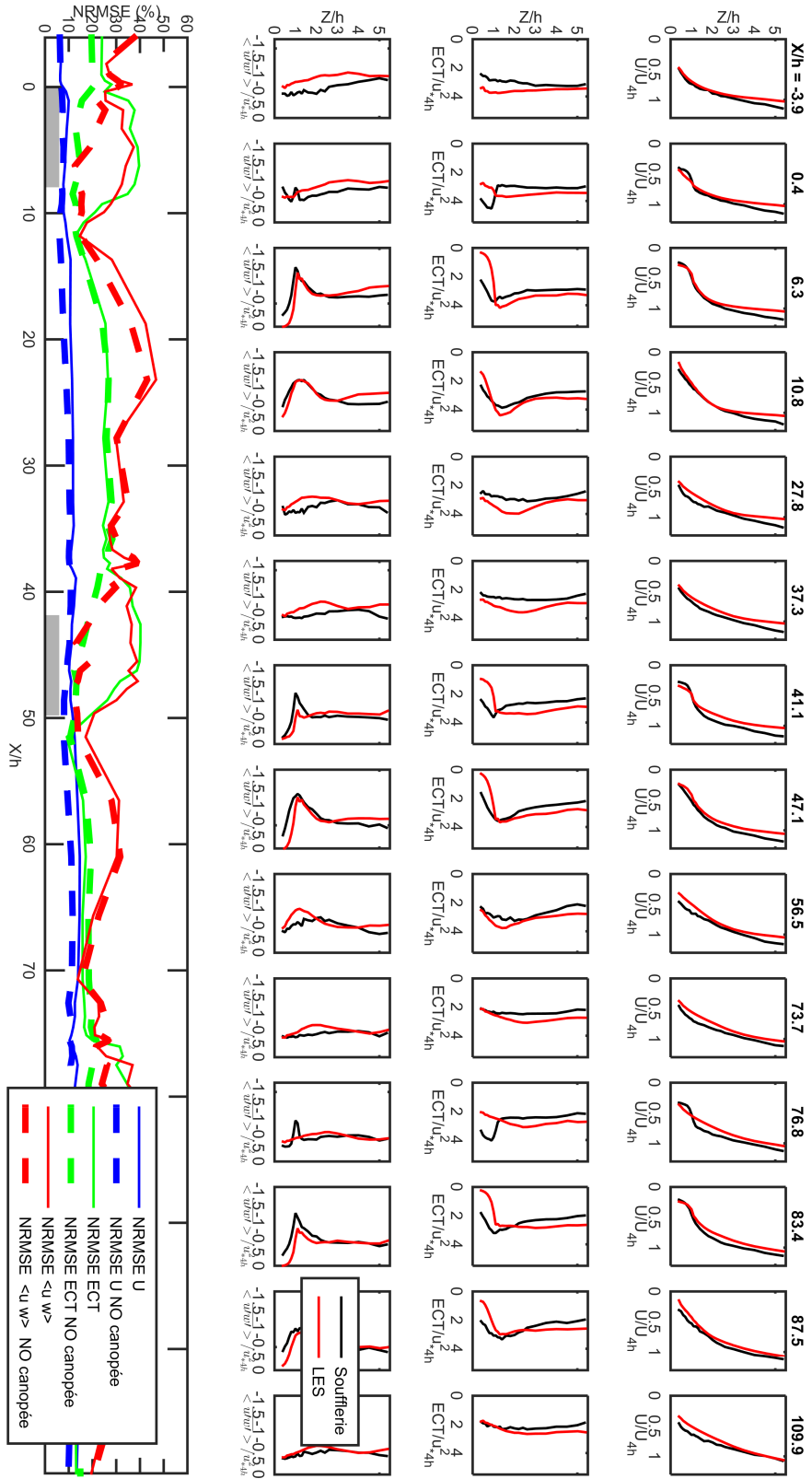


FIGURE 3.15: Profils de grandeurs caractéristiques ( $U$ ,  $ECT$  et  $\langle u'w' \rangle$ ) pour le cas  $\sim 7/2$  pour les simulations LES en rouge et les simulations en soufflerie en noir à différentes positions relatives au premier bloc forestier. Le dernier graphique en bas représente le  $NRMSE$  pour les profils de  $U$ ,  $ECT$  et  $\langle u'w' \rangle$ . La ligne continue représente l'erreur totale sur les profils c'est-à-dire lorsqu'on considère l'ensemble du profil, à l'intérieur et au-dessus de la canopée. La ligne pointillée représente l'erreur en considérant uniquement les mesures au-dessus de la canopée. Les différences observées sont exprimées en pourcentage.  $U$  est normalisée par la vitesse moyenne horizontale à  $Z/h = 4$  ( $U_{4h}$ ),  $\langle u'w' \rangle$  et  $ECT$  sont normalisées par la vitesse de frottement  $u_*$  à  $Z/h = 4$  ( $u_{*4h}$ ).

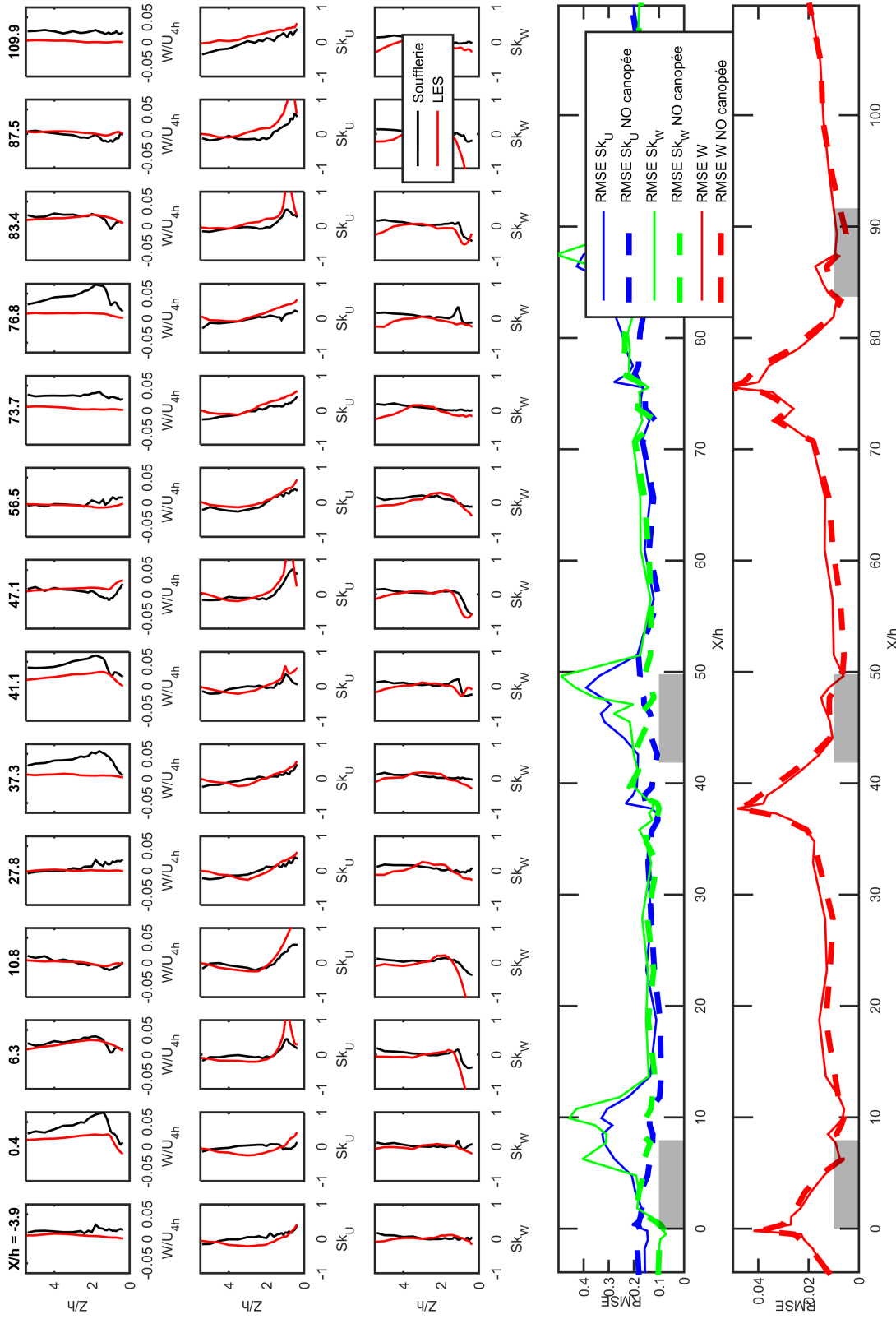


FIGURE 3.16: Profils de grandeurs caractéristiques ( $W$ ,  $Sk_U$  et  $Sk_W$ ) pour le cas  $\sim 7/2$  pour les simulations LES en rouge et les simulations en soufflerie en noir à différentes positions relatives au premier bloc forestier. Le dernier graphique en bas représente le  $RMSE$  pour les profils de  $W$ ,  $Sk_U$  et  $Sk_W$ . La ligne pointillée représente l'erreur type totale sur les profils c'est-à-dire lorsqu'on considère l'ensemble du profil, à l'intérieur et au-dessus de la canopée. La ligne pointillée représente l'erreur en considérant uniquement les mesures au-dessus de la canopée. Les différences observées ne sont donc pas exprimées en pourcentage mais représentent l'écart de magnitude entre les profils.  $W$  est normalisée par la vitesse moyenne horizontale à  $Z/h = 4$  ( $U_{4h}$ ) et  $Sk_U$  et  $Sk_W$  ne sont pas normalisés.



### 3.3.3 Champs 2D de l'écoulement

Les champs 2D normalisés des différentes variables statistiques de l'écoulement sont représentés sur les Fig. 3.17 à Fig. 3.22 pour les simulations LES (à gauche) et les simulations en soufflerie (à droite). Ces variables sont également représentées sur la Fig. 3.23 à hauteur de canopée le long du domaine.

Les champs 2D des caractéristiques de l'écoulement montrent que l'impact global de la fragmentation du paysage est relativement semblable entre les simulations LES et en soufflerie. A savoir, pour de grands espacements, l'influence d'une parcelle se fait peu ressentir sur la suivante, et lorsqu'ils sont faibles, l'écoulement ressent peu les clairières et se comporte comme sur un couvert continu. En effet, les cas  $SE$  et  $\sim 7/2$  présentent à nouveau des comportements extrêmes à hauteur de canopée avec  $U$  minimum et  $\langle \overline{u'w'} \rangle$  maximum en moyenne pour  $SE$  et, à l'inverse,  $U$  maximum et  $\langle \overline{u'w'} \rangle$  minimum en moyenne pour  $\sim 7/2$  comme illustré sur la Fig. 3.23 pour une hauteur  $Z/h = 1$ . Il faut néanmoins noter que, contrairement aux données de soufflerie, les caractéristiques de l'écoulement ne reviennent pas complètement aux conditions d'entrée pour  $\sim 7/2$  au niveau des clairières, suggérant que l'écoulement n'est pas parfaitement ajusté. Cet effet est également visible sur la Fig. 3.18 où on peut voir pour le cas  $\sim 7/2$  de la soufflerie que chaque bloc forestier se comporte comme une parcelle isolée en déviant l'écoulement de manière similaire alors que pour les données LES, la déviation est plus importante pour le premier bloc. On peut supposer que la distance nécessaire à l'écoulement pour s'ajuster à la nouvelle surface est légèrement plus grande pour les simulations LES.

Pour des espacements intermédiaires, lorsque la longueur des clairières augmente, on observe sur la Fig. 3.23 que  $U$  augmente tandis que la contrainte de cisaillement diminue progressivement au niveau des clairières. Dès que l'écoulement rencontre à nouveau un bloc forestier,  $U$  diminue rapidement et la production de cisaillement recommence jusqu'à atteindre les valeurs de  $SE$  sans jamais les dépasser. En revanche, sur cette même figure et sur la Fig. 3.20, on peut observer que l'intensité turbulente est sensiblement la même avec des valeurs de l' $ECT$  pour les configurations fragmentées fluctuant autour des valeurs de  $SE$  contrairement aux simulations en soufflerie où il a été vu que l' $ECT$  diminue progressivement avec l'augmentation de l'espacement. L'amplitude de ces fluctuations est la même quel que soit le degré de fragmentation, suggérant que la production turbulente ne dépend pas de la configuration mais de la nature du couvert. De plus, on peut également observer sur la Fig. 3.20 que la production de turbulence pour le premier bloc forestier est très semblable d'une configuration à l'autre pour les simulations LES. Les différences d'intensité sont essentiellement dues à la dissipation de la turbulence au sein de la clairière en raison de l'absence de forêt mais dès lors que l'écoulement rencontre à nouveau un bloc forestier, on retrouve rapidement des valeurs de l' $ECT$  du même ordre de grandeur pour chaque configuration. De ce fait aucune augmentation globale de la turbulence n'est identifiable à un niveau de fragmentation intermédiaire pour les cas simulés. On peut néanmoins noter la présence de maximums locaux de l' $ECT$  en sortie de chaque bloc forestier dus au changement de rugosité alors que l' $ECT$  est constante pour le cas  $SE$ . Sur la Fig. 3.18, on observe que la déviation verticale de l'écoulement pour chaque bloc forestier est sous-estimée par la LES mais le comportement global est similaire avec une déviation verticale (positive ou négative) qui devient de plus en plus importante pour de grands espacements. Les coefficients d'asymétrie  $Sk_U$  et  $Sk_W$  représentés sur les Fig. 3.21 et Fig. 3.22 sont globalement bien simulés, particulièrement au-dessus de la canopée, mais on voit qu'ils sont sur-estimés dans le couvert par rapport aux données de soufflerie comme il a été vu dans le paragraphe précédent.

D'un point de vue général, les résultats sont en bon accord avec les mesures expérimentales et les différences observées s'expliquent principalement par la différente nature des modèles forestiers utilisés entre les simulations LES et en soufflerie.



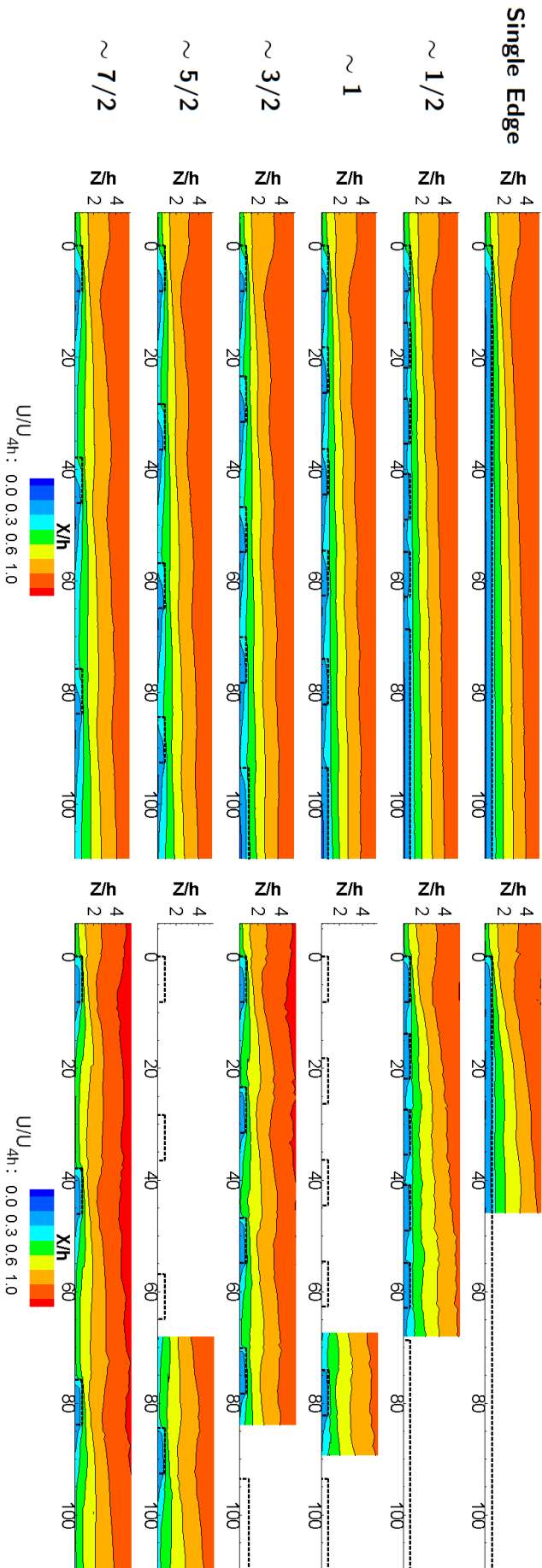


FIGURE 3.17: Vitesse moyenne horizontale  $U$  dans le plan  $(X, Z)$  du cas homogène ( $SE$ ) (Référence) et des différentes configurations fragmentées (le rapport Clairière/Forêt est donné sur la gauche respectivement pour chaque configuration). Les simulations LES sont représentées sur la gauche et les simulations en soufflerie à droite. Les données sont normalisées par  $U_{4h}$ .

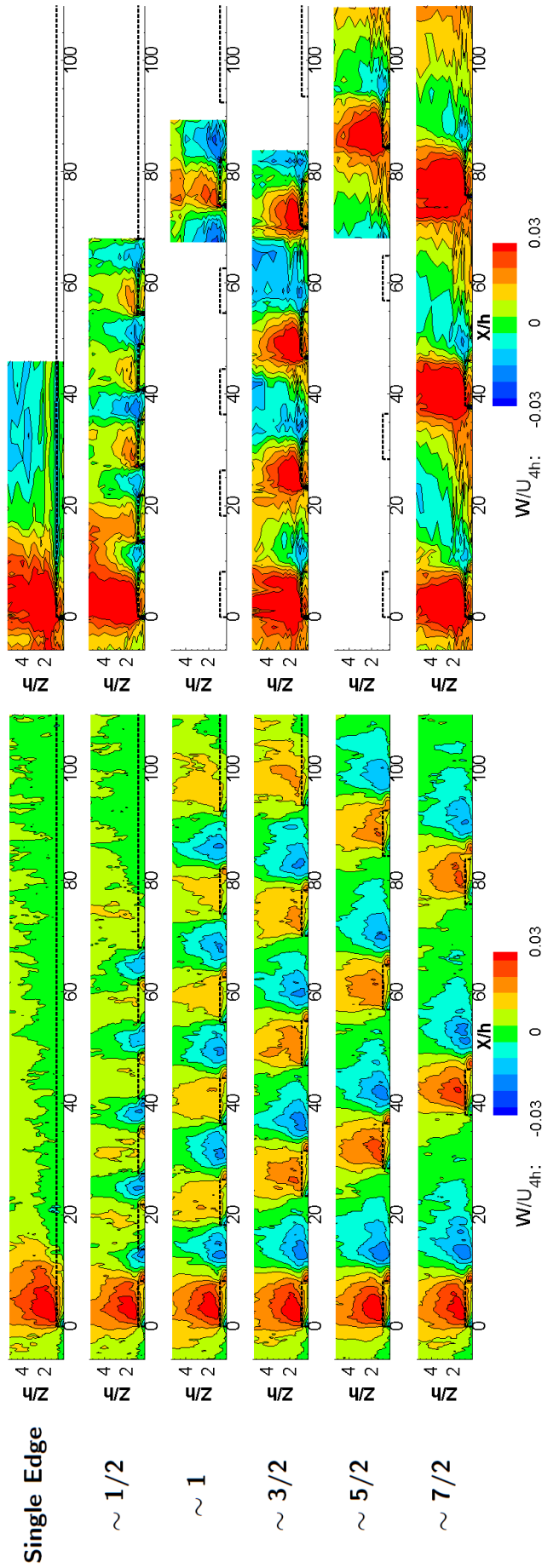


FIGURE 3.18: Vitesse moyenne verticale  $W$  dans le plan  $(X, Z)$  du cas homogène ( $SE$ ) (Référence) et des différentes configurations fragmentées (le rapport Clairière/Forêt est donné sur la gauche respectivement pour chaque configuration). Les simulations LES sont représentées sur la gauche et les simulations en soufflerie à droite. Les données sont normalisées par  $U_{4h}$ .

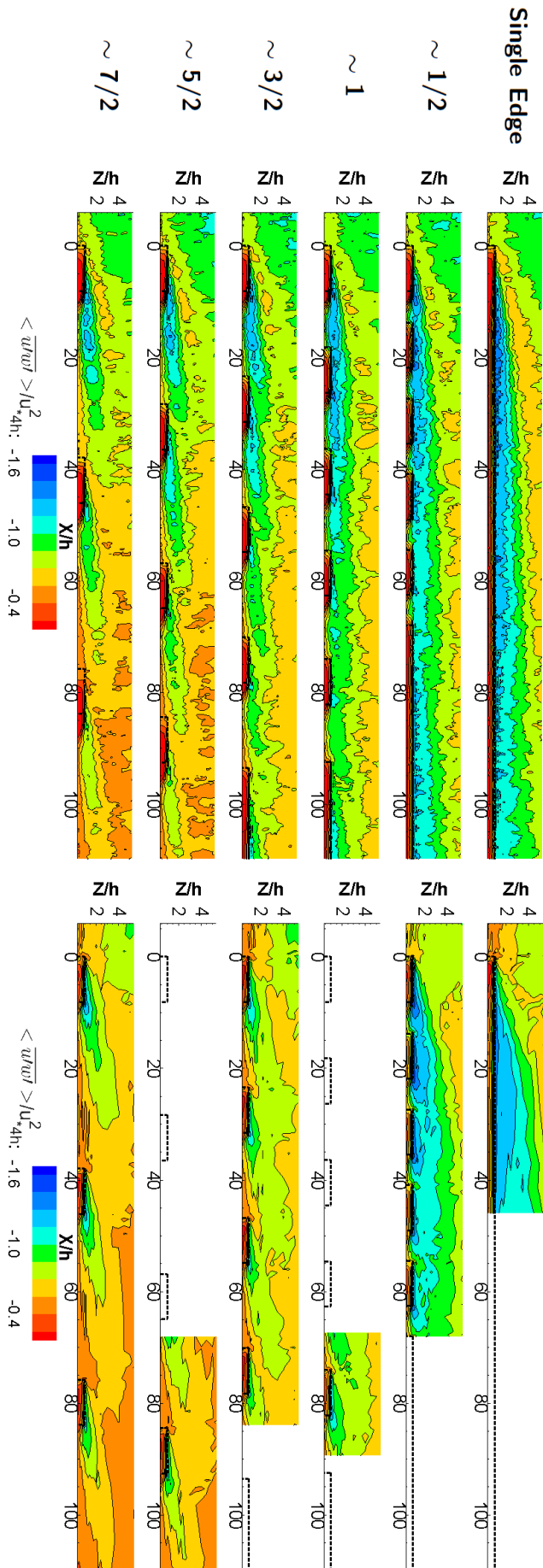


FIGURE 3.19: Contrainte de cisaillement  $\langle \overline{u'w'} \rangle$  dans le plan  $(X, Z)$  du cas homogène (SE) (Référence) et des différentes configurations fragmentées (le rapport Clairière/Forêt est donné sur la gauche de la figure respectivement pour chaque configuration). Les simulations LES sont représentées sur la gauche et les simulations en soufflerie à droite. Les données sont normalisées par  $u_*4h$ .

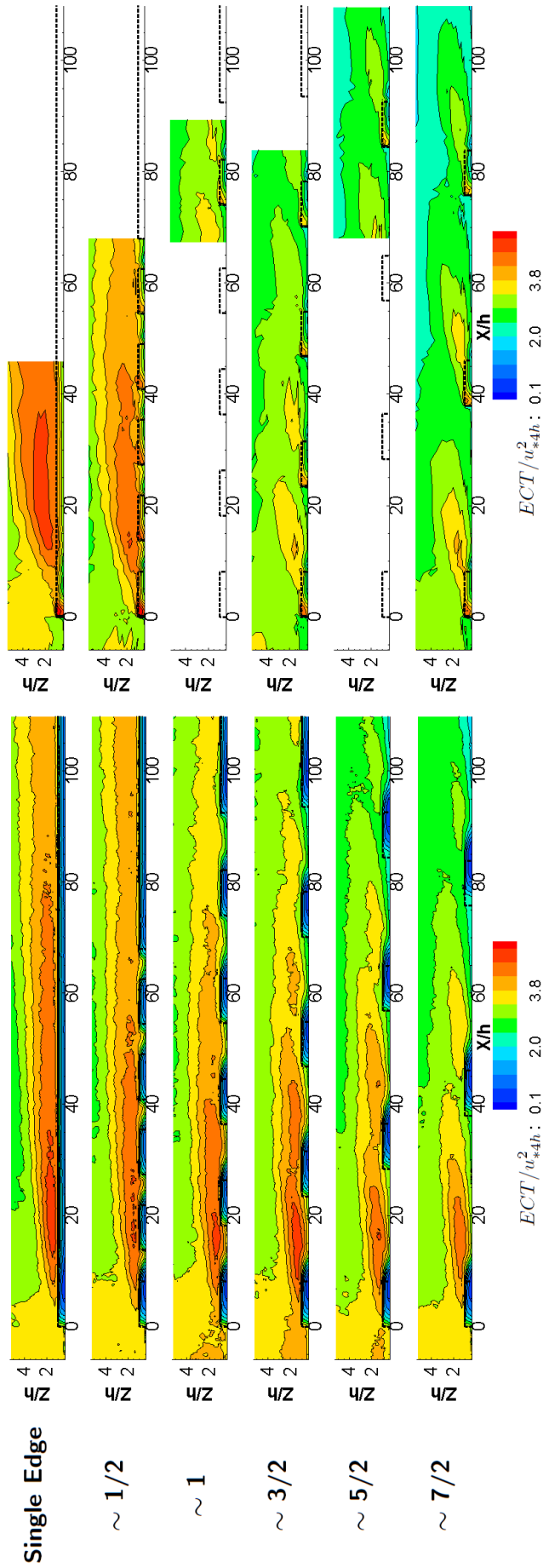


FIGURE 3.20: Energie cinétique turbulente  $ECT$  dans le plan  $(X, Z)$  du cas homogène ( $SE$ ) (Référence) et des différentes configurations fragmentées (le rapport Clairière/Forêt est donné sur la gauche de la figure respectivement pour chaque configuration). Les simulations LES sont représentées sur la gauche et les simulations en soufflerie à droite. Les données sont normalisées par  $u_{*4h}$ .

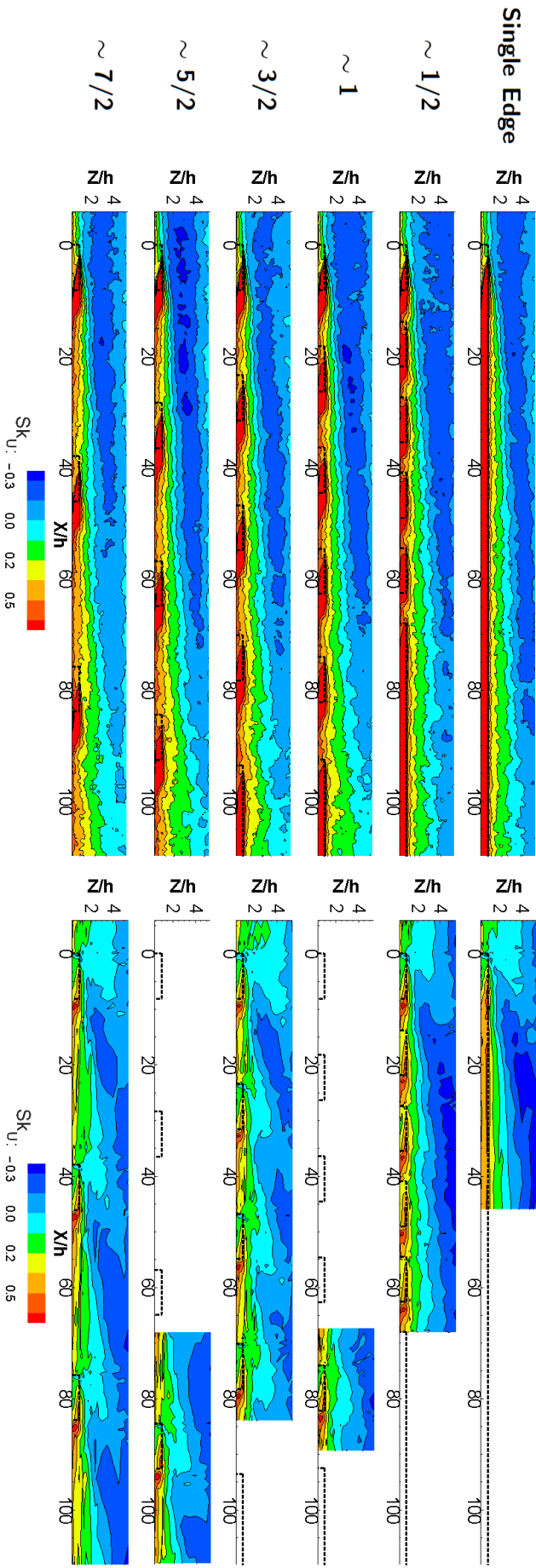


FIGURE 3.21: Coefficient d'asymétrie horizontale  $Sk_U$  dans le plan  $(X, Z)$  du cas homogène ( $SE$ ) (Référence) et des différentes configurations fragmentées (le rapport Clairière/Forêt est donné sur la gauche de la figure respectivement pour chaque configuration). Les simulations LFS sont représentées sur la gauche et les simulations en soufflerie à droite.

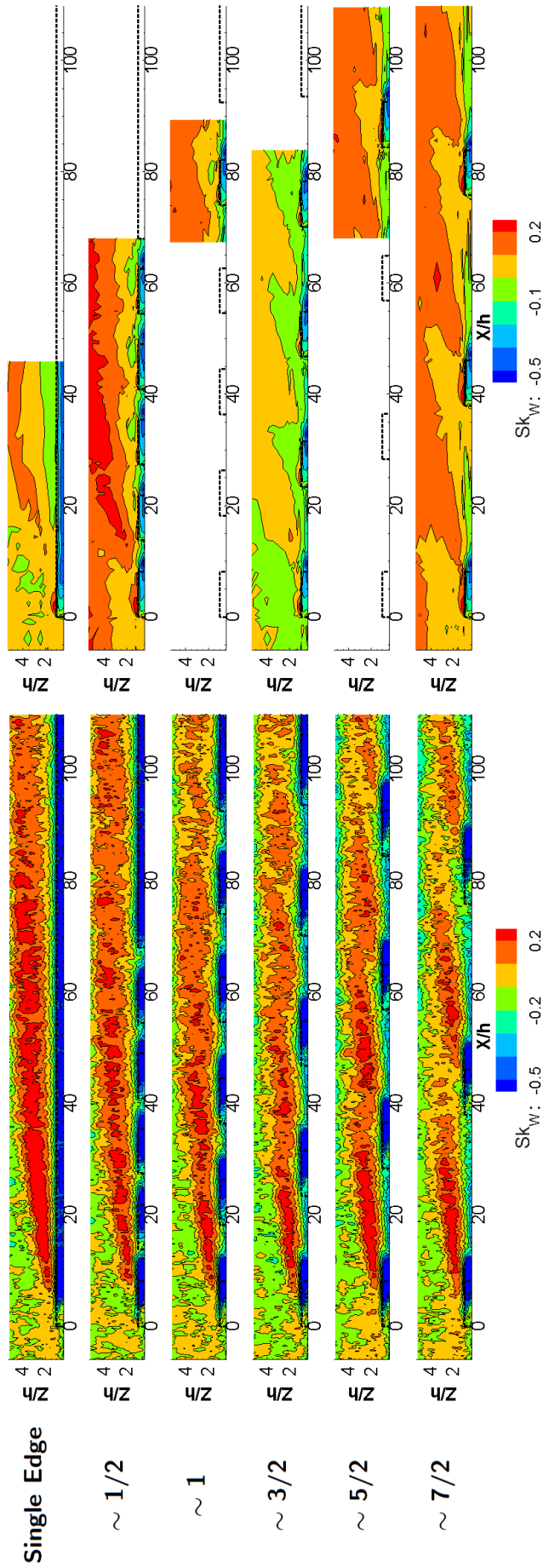


FIGURE 3.22: Coefficient d'asymétrie vertical  $Sk_w$  dans le plan  $(X, Z)$  du cas homogène ( $SE$ ) (Référence) et des différentes configurations fragmentées (le rapport Clairière/Forêt est donné sur la gauche de la figure respectivement pour chaque configuration). Les simulations LES sont représentées sur la gauche et les simulations en soufflerie à droite.

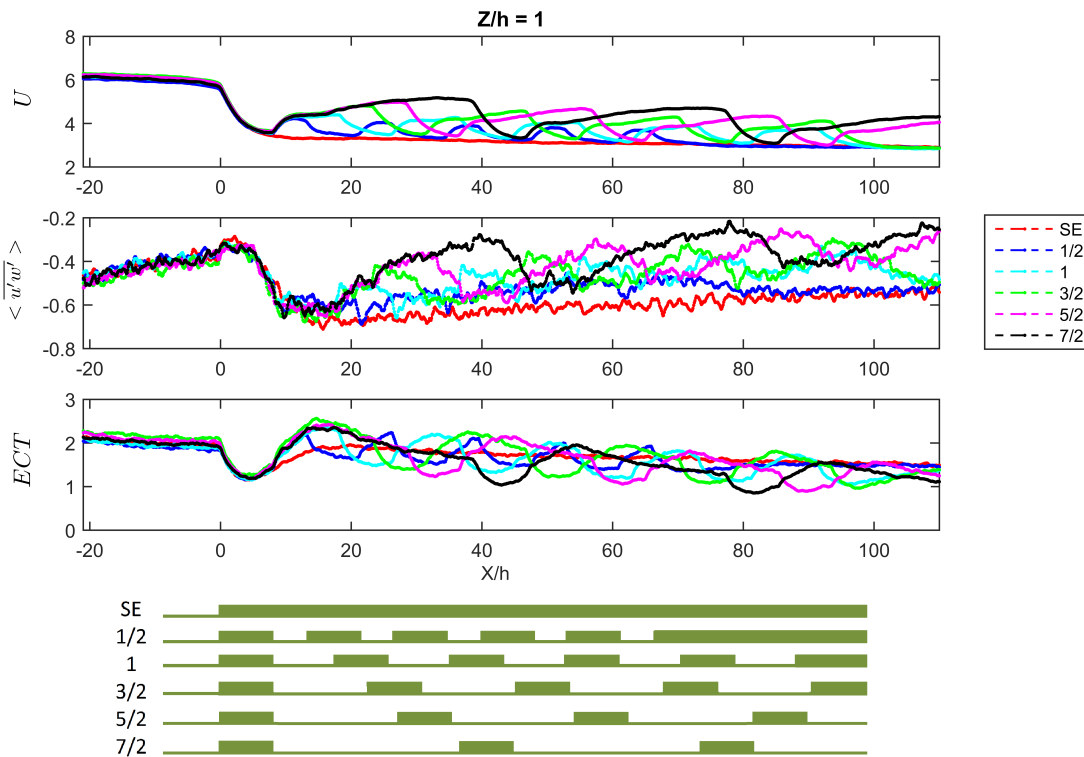


FIGURE 3.23: Profils horizontaux des grandeurs caractéristiques  $U$ ,  $ECT$  et  $\langle \overline{u'w'} \rangle$  à hauteur de canopée pour chaque configuration. La position des blocs forestiers relatifs à chaque expérience est illustrée par le schéma en bas.

### 3.4 Paramètres aérodynamiques moyens

Pour rappel, on appelle ici "surface représentative" chaque zone où la géométrie du paysage est répétée plusieurs fois comme défini dans le chapitre 2. Elle consiste en une moitié de clairière en amont du bloc forestier, le bloc forestier lui-même et une autre moitié de clairière en aval du bloc forestier. Cela comprend les régions de rapide ajustement en amont et en aval du bloc forestier. Les profils utilisés pour déterminer les paramètres aérodynamiques moyens correspondent à la moyenne de l'ensemble des profils verticaux de cette surface représentative dans le plan  $(X, Y)$ .

#### 3.4.1 Vitesse de frottement effective $U_{*eff}$

Pour rappel, la vitesse de frottement effective  $U_{*eff}$ , représentée sur la Fig. 3.24, est une généralisation de la vitesse de frottement locale  $u_*$  que nous calculons à partir de la contrainte de Reynolds  $\langle \overline{-u'w'} \rangle$  et du flux dispersif  $\langle \overline{-u''w''} \rangle$  à  $Z = h$  au-dessus d'une zone représentative, comme expliqué dans le chapitre 2 ( $\langle \overline{-u'w'} \rangle_{X,Y,Z=h}$  et  $\langle \overline{-u''w''} \rangle_{X,Y,Z=h}$ , respectivement).  $U_{*eff}$  peut être considérée comme une mesure de la quantité de mouvement absorbée par le couvert et la clairière. Comparé aux mesures en soufflerie, le comportement global de  $U_{*eff}$  est bien capturé par le modèle LES comme on peut le voir sur la Fig. 3.25 qui représente le rapport  $U_{*eff}/U_{*eff,SE}$  en fonction de l'inverse du ratio  $L_{Forest}/(L_{Forest} + L_{clearing})$  défini dans le chapitre 2. Ce ratio est utilisé pour prendre en compte la fragmentation du paysage dans le calcul de  $\lambda$  et la valeur de  $U_{*eff}$  utilisée pour chaque configuration correspond à la



dernière zone représentative. On observe une diminution monotone avec l'augmentation de l'espacement et cette diminution est remarquablement similaire entre les simulations LES (courbe rouge) et en soufflerie (courbe noire).

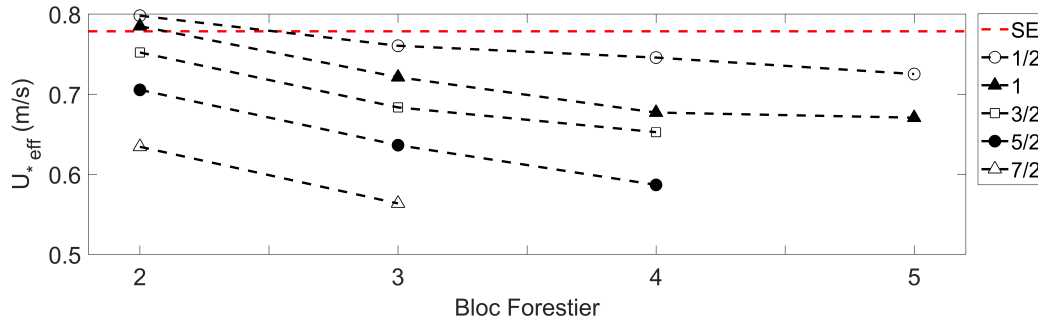


FIGURE 3.24: Vitesse de frottement effective  $U_{*eff}$  pour chaque configuration calculée à partir de l'approche présentée dans le chapitre 2

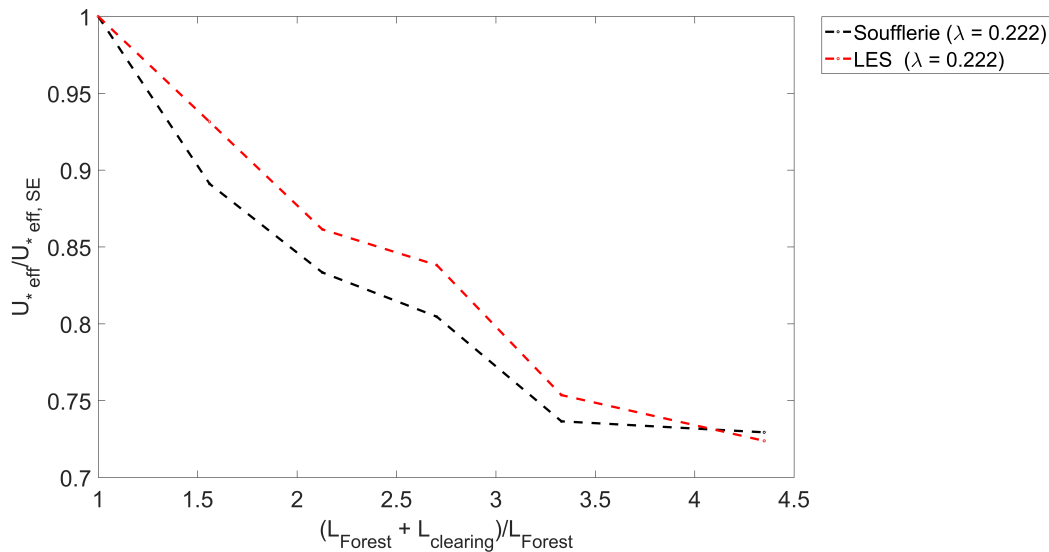


FIGURE 3.25: Rapport  $U_{*eff}/U_{*eff,SE}$  en fonction de l'inverse du ratio  $L_{Forest}/(L_{Forest} + L_{clearing})$  défini dans le chapitre 2 pour la dernière zone représentative de chaque configuration pour les simulations LES (courbe rouge) et en soufflerie (courbe noire).

### 3.4.2 Longueur de rugosité effective $z_{0,eff}$

Nous avons vu dans la Sect. 3.3.2 que le modèle se comporte globalement mieux au-dessus du couvert, avec une grande consistance tout au long du domaine quelle que soit la configuration. Ce résultat est intéressant dans la mesure où le calcul de la longueur de rugosité se fait dans la couche limite interne. L'évolution de  $z_{0,eff}$ , calculée à partir de l'approche décrite dans le chapitre 2, est représentée sur la Fig. 3.26 pour chaque simulation sur les différents blocs successifs. On peut y voir que  $z_{0,eff}$  est relativement constant le long du domaine et qu'elle diminue de façon monotone avec l'augmentation de l'espacement. Cette diminution de  $z_{0,eff}/z_{0,eff,SE}$ , représentée sur la Fig. 3.27, est sensiblement la même que



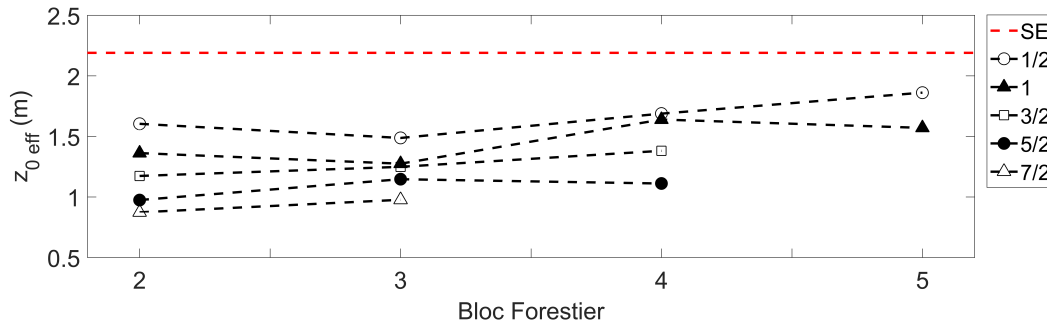


FIGURE 3.26: Longueur de rugosité effective  $z_{0,eff}$  pour chaque configuration calculée à partir de l'approche présentée dans le chapitre 2

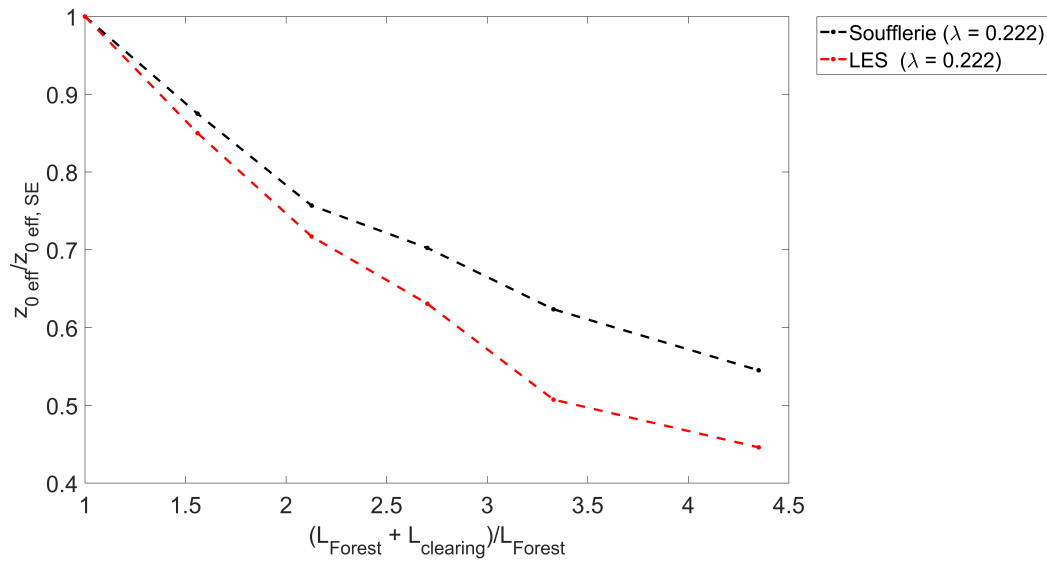


FIGURE 3.27: Rapport  $z_{0,eff}/z_{0,eff,SE}$  en fonction de l'inverse du ratio  $L_{Forest}/(L_{Forest} + L_{clearing})$  défini dans le chapitre 2 pour la dernière zone représentative de chaque configuration pour les simulations LES (courbe rouge) et en soufflerie (courbe noire).

dans la soufflerie mais il semblerait que les différences observées sur la Fig. 3.27 tendent à augmenter pour de grands espacements. On en déduit que la décroissance observée de  $z_{0,eff}$  en fonction du degré de fragmentation est légèrement plus rapide dans la soufflerie mais reste néanmoins du même ordre de grandeur. Les valeurs de  $z_{0,eff}$  normalisées par  $h$  en fonction de la densité de rugosité  $\lambda$  sont confrontées aux valeurs obtenues dans la soufflerie et aux valeurs disponibles dans la littérature (Raupach et al., 2006) (Fig. 3.28). Les valeurs calculées à partir de la LES sont du même ordre de grandeur que celles de la soufflerie et respectent la tendance donnée par la littérature sur la plage de  $\lambda$  testée. On peut néanmoins observer que la pente est légèrement différente entre les simulations LES et en soufflerie, justifiant l'écart observé sur la Fig. 3.27 pour les grands espacements. Raupach et al. (2006) ont montré que la présence d'hétérogénéités au sein de la canopée introduit de la dispersion dans le calcul de  $z_{0,eff}$  mais que la tendance globale reste néanmoins respectée. Les différences observées peuvent potentiellement être dues à cette dispersion mais pour répondre convenablement à cette question, il est nécessaire d'effectuer un plus grand nombre de simulations et de quantifier cette dispersion. Nous ne l'avons pas estimée ici par manque de temps.

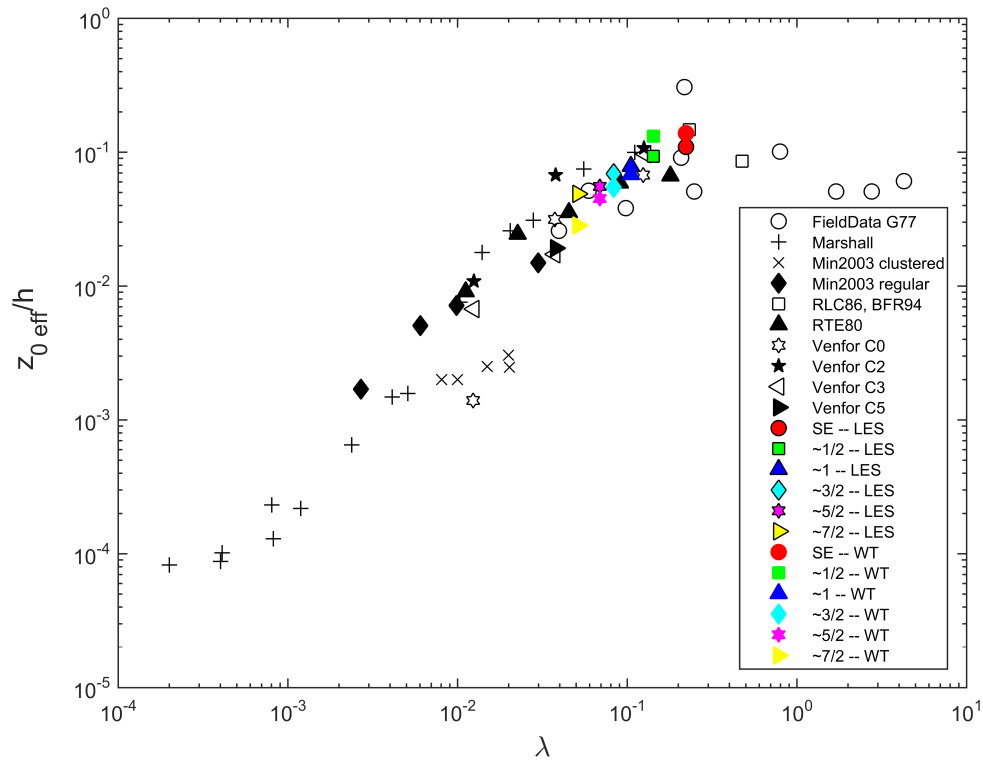


FIGURE 3.28: Longueur de rugosité effective  $z_{0,eff}$  (normalisée par  $h$ ) en fonction de la densité de rugosité  $\lambda$  pour chaque configuration (symboles en couleur). Ces résultats sont confrontés à de précédentes études en soufflerie : Minvielle et al. (2003) (Min2003), Marshall (1971) (Marshall), Raupach et al. (1980) (RTE80), Raupach et al. (1986) (RCL86), Raupach et al. (2006) (Venfor C0, Venfor C2, Venfor C3, Venfor C5), et Brunet et al. (1994) (BFR94); et aux mesures in situ de Garratt (1977) (G77).

## 3.5 Conclusion

Le modèle atmosphérique ARPS a été évalué à partir d'une base de données détaillée de l'écoulement qui couvre à la fois la micro-échelle et l'échelle du paysage pour des configurations présentant divers degrés de fragmentation. Il a été vu que le modèle est capable de reproduire les grandes caractéristiques de l'écoulement atmosphérique pour les configurations testées. Globalement, le modèle se comporte mieux au-dessus du couvert avec une grande consistance tout au long du domaine quelle que soit la configuration suggérant que la principale source d'erreur est ici la manière de modéliser la canopée végétale.

Comme pour les simulations en soufflerie, aucune augmentation de la turbulence ou de la rugosité aérodynamique n'a été observée à un niveau particulier de fragmentation. Néanmoins, les valeurs de  $\lambda$  choisies pour les simulations des chapitres 2 et 3 se situent à gauche du pic de rugosité. Il se pourrait donc qu'on assiste à une diminution de  $z_{0,eff}$  pour des valeurs plus élevées de  $\lambda$  et que la densité du couvert soit le facteur déterminant quant à l'identification d'une configuration générant des niveaux de turbulence plus élevés. Le modèle peut à présent être utilisé pour explorer une plus large gamme de fragmentation.

# Bibliographie

- 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
- Dupont S, Brunet Y (2008a) Influence of foliar density profile on canopy flow : a large-eddy simulation study. *Agric For Meteorol* 148:976–990
- Dupont S, Brunet Y (2008b) Edge flow and canopy structure : a large-eddy simulation study. *Boundary Layer Meteorol* 126:51–71
- Dupont S, Brunet Y (2008c) Impact of forest edge shape on tree stability : a large-eddy simulation study. *Forestry* 81:299–315
- Finnigan JJ (2000) Turbulence in plant canopies. *Ann Rev Fluid Mech* 32:519–71
- Garratt JR (1977) *Aerodynamic Roughness and Mean Monthly Surface Stress over Australia*. CSIRO Division of Atmospheric Physics Technical Paper 29, CSIRO, Melbourne
- Harman IN, Finnigan JJ (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
- Irvine M, Gardiner B, Hill M (1997) The evolution of turbulence across a forest edge. *Boundary Layer Meteorol* 84:467–496
- Marshall JK (1971) Drag measurements in roughness arrays of varying density and distribution. *Agric Meteorol* 8:269–292
- Minvielle F, Marticorena B, Gillette DA, Lawson RE, Thompson R and Bergametti G (2003) Relationship between the aerodynamic roughness length and the roughness density in cases of low roughness density. *Environ Fluid Mech* 3:249–267
- Raupach MR, Thom AS, Edwards I (1980) A wind-tunnel study of turbulent flow close to regularly arrayed rough surfaces. *Boundary Layer Meteorol* 18:373–397
- Raupach MR, Coppin PA, Legg BJ (1986) Experiments on scalar dispersion within a model plant canopy. Part I : The turbulent structure. *Boundary Layer Meteorol* 35:21–52
- Raupach MR, Bradley EF, Ghadiri H (1987) A wind tunnel investigation into aerodynamic effect of forest clearings on the nesting of Abbott's Booby on Christmas Island. Tech Report, CSIRO Centre for Environmental Mechanics, Canberra, 21 pp

- Raupach MR, Hughes DE, Cleugh HA (2006) Momentum absorption in rough-wall boundary layers with sparse roughness elements in random and clustered distributions. *Boundary Layer Meteorol* 120:201–218
- Shaw RH, Schumann U (1992) Large-eddy simulation of turbulent flow above and within a forest. *Boundary Layer Meteorol* 61:47–64
- Silva Lopes A, Palma JMLM, Piomelli U (2015) On the determination of effective aerodynamic roughness of surfaces with vegetation patches. *Boundary Layer Meteorol* 156:113–130
- Watanabe T (2004) Large-eddy simulation of coherent turbulence structures associated with scalar ramps over plant canopies. *Boundary-Layer Meteorol* 112:307–341.

# Chapitre 4

## Simulations numériques : sensibilité de l'écoulement à la longueur et densité de la forêt

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Influence de la longueur de la forêt . . . . .</b>	<b>128</b>
4.1.1	Description de la simulation . . . . .	128
4.1.2	Champs 2D de l'écoulement et profils horizontaux . . . . .	129
4.1.3	Paramètres aérodynamiques moyens . . . . .	130
<b>4.2</b>	<b>Influence de la densité de la forêt . . . . .</b>	<b>135</b>
4.2.1	Description de la simulation . . . . .	136
4.2.2	Longueur de rugosité effective $z_{0,eff}$ . . . . .	137
4.2.3	Champs 2D de l'écoulement et profils horizontaux . . . . .	141
4.2.4	Vitesse de frottement effective $U_{*eff}$ . . . . .	153
<b>4.3</b>	<b>Conclusions . . . . .</b>	<b>153</b>

---

A présent que ARPS a été évalué pour notre cadre d'étude, nous sommes en droit de supposer que le modèle représente suffisamment bien l'écoulement atmosphérique à l'échelle du paysage pour explorer une plus large gamme de fragmentation. Dupont et Brunet (2008a) ont également utilisé ARPS pour réaliser une étude de sensibilité de l'écoulement turbulent à la morphologie du couvert avec notamment l'étude des effets de la densité pour une transition clairière-forêt. On pourra donc également faire varier la densité du bloc forestier qui joue un rôle déterminant dans l'évolution de  $z_{0,eff}$ .

Pour rappel, l'hypothèse initiale suggère qu'il existe une configuration qui serait susceptible de générer plus de turbulence pour des espacements intermédiaires. Nous n'avons pas observé d'augmentation pour les cas simulés dans le chapitre précédent, mais cela pourrait être vrai pour des configurations différentes. Les phénomènes mis en jeu sont complexes et dépendent de plusieurs facteurs (Sect. 1.1 du chapitre 1) qui peuvent ainsi être combinés et potentiellement mener à des niveaux plus élevés de la turbulence. Dans ce chapitre, nous proposons d'utiliser ce modèle pour répondre à une nouvelle question scientifique : qu'elle est l'influence des caractéristiques du couvert sur l'écoulement en paysage fragmenté ? Ici nous nous intéressons en particulier à la longueur et à la densité de la forêt, deux facteurs pouvant influencer de manière significative l'écoulement atmosphérique à l'échelle du paysage. Les résultats sont présentés sous forme d'études où uniquement un facteur est modifié à la fois par rapport aux simulations évaluées dans le chapitre 3.

L'ensemble des simulations présentées ici est normalisé de la même façon que dans le chapitre précédent pour permettre la comparaison, c'est-à-dire que les vitesses moyennes de vent sont normalisées par  $U_{4h}$  et l'énergie cinétique turbulente et les contraintes de cisaillement par  $u_{*4h}$  à  $X/h = -21$ .

## 4.1 Influence de la longueur de la forêt

Bien que l'étude de Sanz et al. (2007) ait montré que l'intensité de la turbulence est indépendante de la longueur de la forêt pour les trois cas simulés ( $L/h$  égal à 2, 5 et 10 avec  $L$  la longueur de la forêt et  $h$  la hauteur de la forêt qui reste la même pour chaque configuration), il semble judicieux de recréer les simulations déjà disponibles de Danthez (2005) et Streby (2007) mais en utilisant l'approche présentée précédemment. Dans ce travail préliminaire, des conditions périodiques sont utilisées et l'écoulement en amont n'est pas représenté ; par conséquent, la comparaison entre les simulations est délicate. On ne peut en effet pas affirmer avec certitude qu'une configuration génère plus de turbulence qu'une autre car la valeur de référence a été calculée dans des situations très hétérogènes.

Nous simulons ici des écoulements sur des paysages comportant des forêts de longueur  $3h$  ( $h$  est toujours fixée à 20 m) et des espacements de  $2.5h$ ,  $5h$  et  $8.5h$ .

### 4.1.1 Description de la simulation

Les parcelles forestières étant plus petites, nous avons diminué la taille du domaine pour gagner en temps de calcul. Ici, les simulations 3D s'étendent sur  $2400 \times 600 \times 240$  m. Mis à part les dimensions du domaine, nous avons conservé les mêmes propriétés que précédemment, c'est-à-dire que des conditions périodiques ont été appliquées au niveau des parois latérales ; des lois de parois ont été utilisées au sol et une couche d'absorption de Rayleigh au tiers supérieur du domaine dans les deux blocs est utilisée pour entraîner l'écoulement. Concernant les propriétés de la canopée végétale, mis à part la longueur de la forêt, nous conservons des

caractéristiques identiques aux cas précédent c'est-à-dire que  $\lambda$  vaut 0.222 contrairement à Streby (2007) où il était le double. Pour des espacements de  $2.5h$ , la simulation comporte dix blocs forestiers ; sept blocs forestiers pour  $5h$  et cinq blocs forestiers pour  $8.5h$ . Les dimensions du domaine d'étude restent invariantes pour l'ensemble des simulations LES présentées dans cette section et la fin du domaine est complétée par un bloc forestier homogène comme pour les simulations précédentes.

### 4.1.2 Champs 2D de l'écoulement et profils horizontaux

Les champs 2D normalisés de  $\langle \overline{u'w'} \rangle$ ,  $ECT$  et des coefficients d'asymétrie  $Sk_U$  et  $Sk_W$  sont représentés respectivement sur les Fig. 4.1 à 4.4. Il est difficile de visualiser l'évolution de  $U$  sur sa représentation 2D pour de si petites parcelles, c'est pourquoi elle est en annexe. Pour des soucis de visualisation, les blocs forestiers sont à présent représentés par des pointillés blancs et les échelles sont identiques aux simulations du chapitre 3 pour permettre la comparaison.

Vis-à-vis de la fragmentation du paysage, ces simulations n'apportent pas d'informations supplémentaires et des conclusions similaires au chapitre 3 peuvent être énoncées sur les principales grandeurs statistiques. A savoir, aucune augmentation de la turbulence n'est visible à un niveau de fragmentation intermédiaire. Le cas continu reste la configuration la plus turbulente avec une diminution constante de  $\langle \overline{u'w'} \rangle$  et de l' $ECT$  avec l'augmentation de l'espacement. On peut néanmoins remarquer sur les Fig. 4.1 et 4.2 que les niveaux de turbulence pour le premier bloc forestier de chaque configuration est différent alors qu'il était sensiblement le même pour des forêt de longueur  $8h$  (voir représentation 2D du chapitre 3). Si l'on regarde plus en détail les profils horizontaux de  $U$ ,  $\langle \overline{u'w'} \rangle$  et  $ECT$  à hauteur de canopée (Fig. 4.5), on peut observer que l'ajustement de l'écoulement n'est pas atteint car aucune des statistiques pour les configurations fragmentées égale les valeurs ajustées du cas continu  $SE$  tout au long du domaine. Cela est particulièrement visible sur le premier bloc où on peut voir que  $U$ ,  $\langle \overline{u'w'} \rangle$  et  $ECT$  s'éloignent de la tendance dictée par le cas  $SE$  pour  $X/h > 3$  relatif à la lisière. Cette décroissance est plus ample que les incertitudes observées en entrée et dépasse les 3.5 % discutés dans le chapitre 3 section 1.3.1. Néanmoins, pour un espacement de  $2.5h$ , l' $ECT$  est probablement sur-estimée sur tout le domaine au vu des différences observées à  $X/h = -21$  sur la Fig. 4.5. Pour un temps de calcul supérieur, c'est-à-dire avec une meilleure correspondance des profils en entrée, la courbe rouge serait globalement comprise entre la courbe bleue (espacement de  $5h$ ) et la courbe noire (cas continu).

Concernant les coefficients d'asymétrie, on observe sur la Fig. 4.3 que  $Sk_U$  est sous-estimé sur l'ensemble du domaine pour un espacement de  $5h$  même en amont du modèle forestier suggérant que cette différence n'est pas physique mais numérique. Malgré de nombreux tests, nous ne sommes pas en mesure d'expliquer cette différence. Elle est néanmoins consistante sur le domaine donc le comportement de  $Sk_U$  est tout de même identifiable. Si l'on fait abstraction de cette différence, on peut voir qu'il n'y a pas de différence notable entre ces simulations et les simulations du chapitre précédent, indiquant que la longueur de la forêt n'a pas de réelle incidence sur  $Sk_U$  et  $Sk_W$  pour les longueurs considérées. Ce résultat était attendu dans la mesure où nous avons vu dans le chapitre précédent que ces statistiques s'ajustent sur de courtes distances.

Cette diminution des niveaux de turbulence pour de courtes parcelles a déjà été observé par Dupont and Brunet (2009) et Morse et al. (2002) qui ont montré, à partir d'une étude de bilan, que la production de turbulence présente un retard dans son développement associé à la distorsion de l'écoulement à la lisière. La forêt de  $3h$  est trop courte pour que la turbulence se



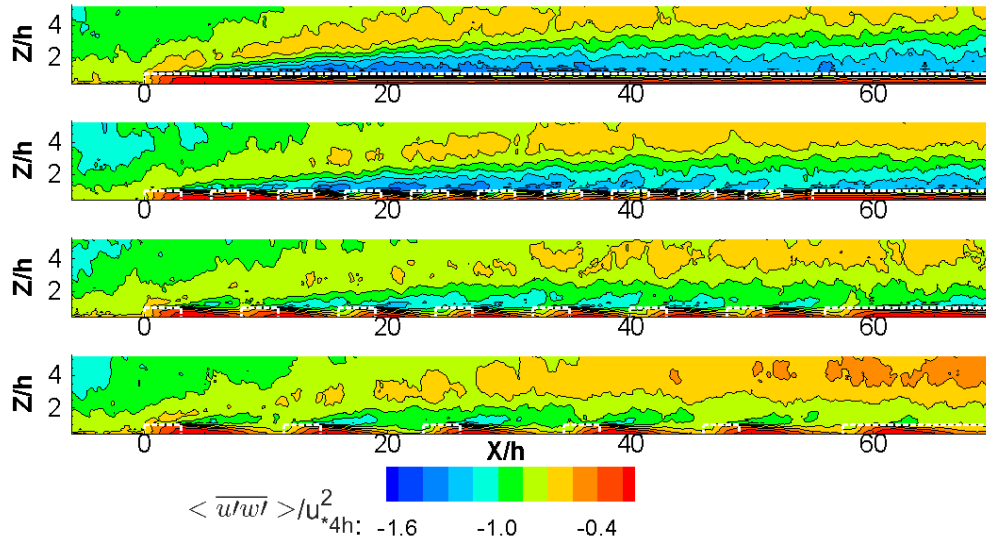


FIGURE 4.1: Champs 2D de la contrainte de cisaillement  $\langle \overline{u'w'} \rangle$  dans le plan  $(X, Z)$  du cas homogène (*SE*) (Référence) et des différentes configurations composées de forêts de longueur  $3h$  et d'espacements de  $2.5h$ ,  $5h$  et  $8.5h$ . Les pointillés blancs représentent la limite de la canopée.

développe complètement alors que pour des forêts de  $8h$ , les variables turbulentes atteignent les valeurs ajustées du cas *SE* systématiquement pour l'ensemble des blocs forestiers. Il semble même que  $8h$  soit quasiment la longueur minimale requise au vu des résultats du chapitre 3. On en déduit que l'intensité turbulente est effectivement indépendante de la longueur de la forêt comme il a été démontré par Sanz et al. (2007) mais seulement à partir d'une longueur seuil de la forêt permettant à la turbulence de se développer complètement.

### 4.1.3 Paramètres aérodynamiques moyens

Pour rappel, on appelle ici "surface représentative" chaque zone où la géométrie du paysage est répétée plusieurs fois comme défini dans le chapitre 2. Elle consiste en une moitié de clairière en amont du bloc forestier, le bloc forestier lui-même et une autre moitié de clairière en aval du bloc forestier. Cela comprend les régions de rapide ajustement en amont et en aval du bloc forestier. Les profils utilisés pour déterminer les paramètres aérodynamiques moyens correspondent à la moyenne de l'ensemble des profils verticaux de cette surface représentative dans le plan  $(X, Y)$ .

#### Vitesse de frottement effective $U_{*eff}$

La vitesse de frottement effective  $U_{*eff}$ , pour les nouvelles surfaces fragmentées testées ici, est représentée sur la Fig. 4.6 pour chaque zone représentative ainsi que le cas continu du chapitre précédent. Pour les premiers blocs forestiers,  $U_{*eff}$  augmente jusqu'au quatrième bloc et diminue ensuite progressivement sur les derniers blocs forestiers pour chaque configuration alors que, pour une longueur  $8h$ , ce comportement était visible dès le deuxième bloc. On observe également une diminution de  $U_{*eff}$  avec l'augmentation de l'espacement comme il a été vu dans les chapitres précédents dès lors que l'écoulement commence à se stabiliser.

Nous avons vu précédemment que l'écoulement présente des comportements identiques qui se répètent sur les différents blocs successifs. Or on peut voir sur la Fig. 4.5 que le

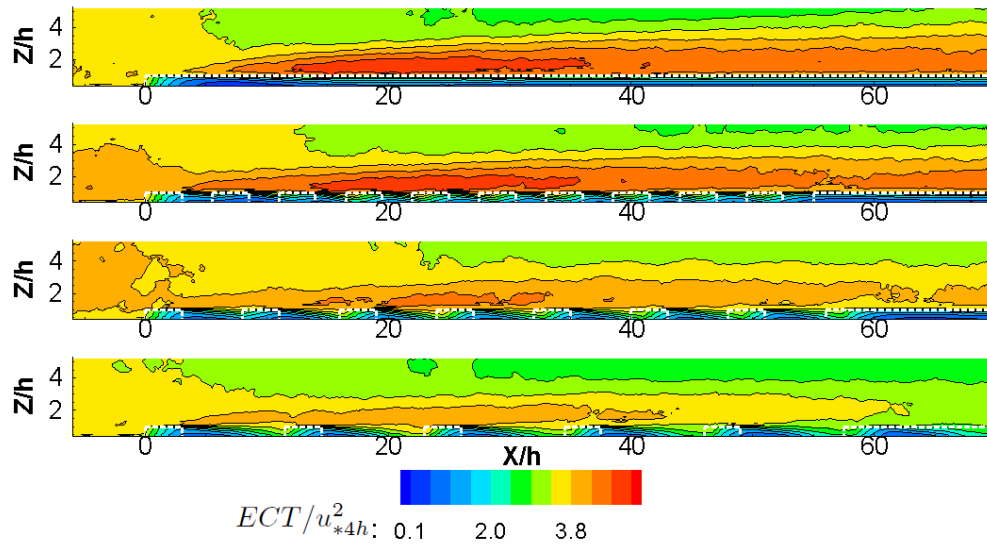


FIGURE 4.2: Similaire à la Fig. 4.1 mais pour l'énergie cinétique turbulente  $ECT$ .

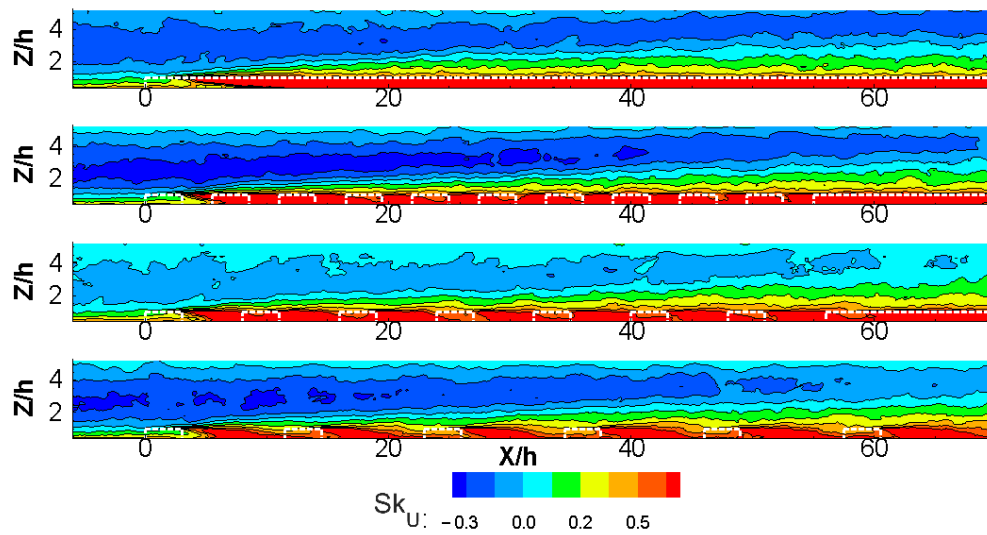


FIGURE 4.3: Similaire à la Fig. 4.1 mais pour le coefficient d'asymétrie horizontal  $Sk_U$ .

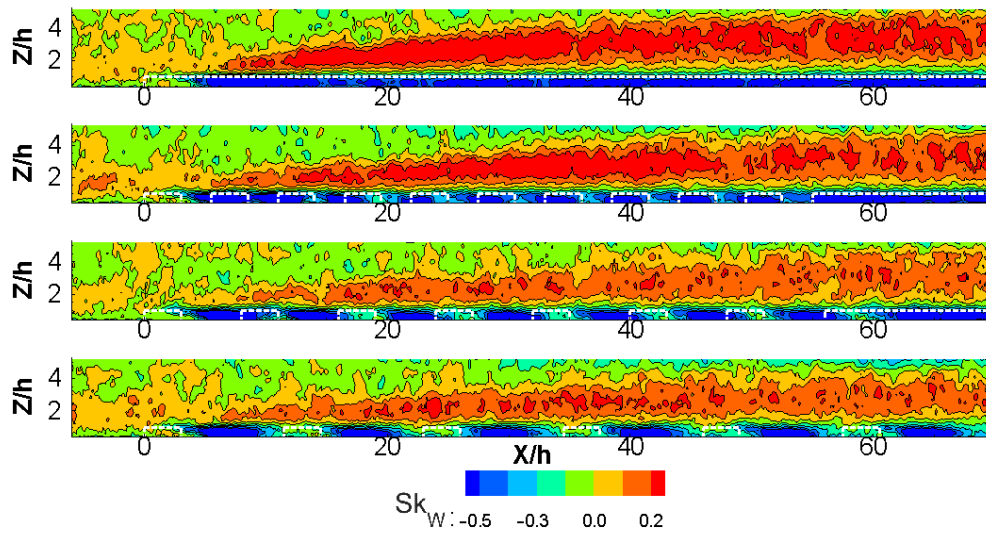


FIGURE 4.4: Similaire à la Fig. 4.1 mais pour le coefficient d'asymétrie vertical  $Sk_W$ .

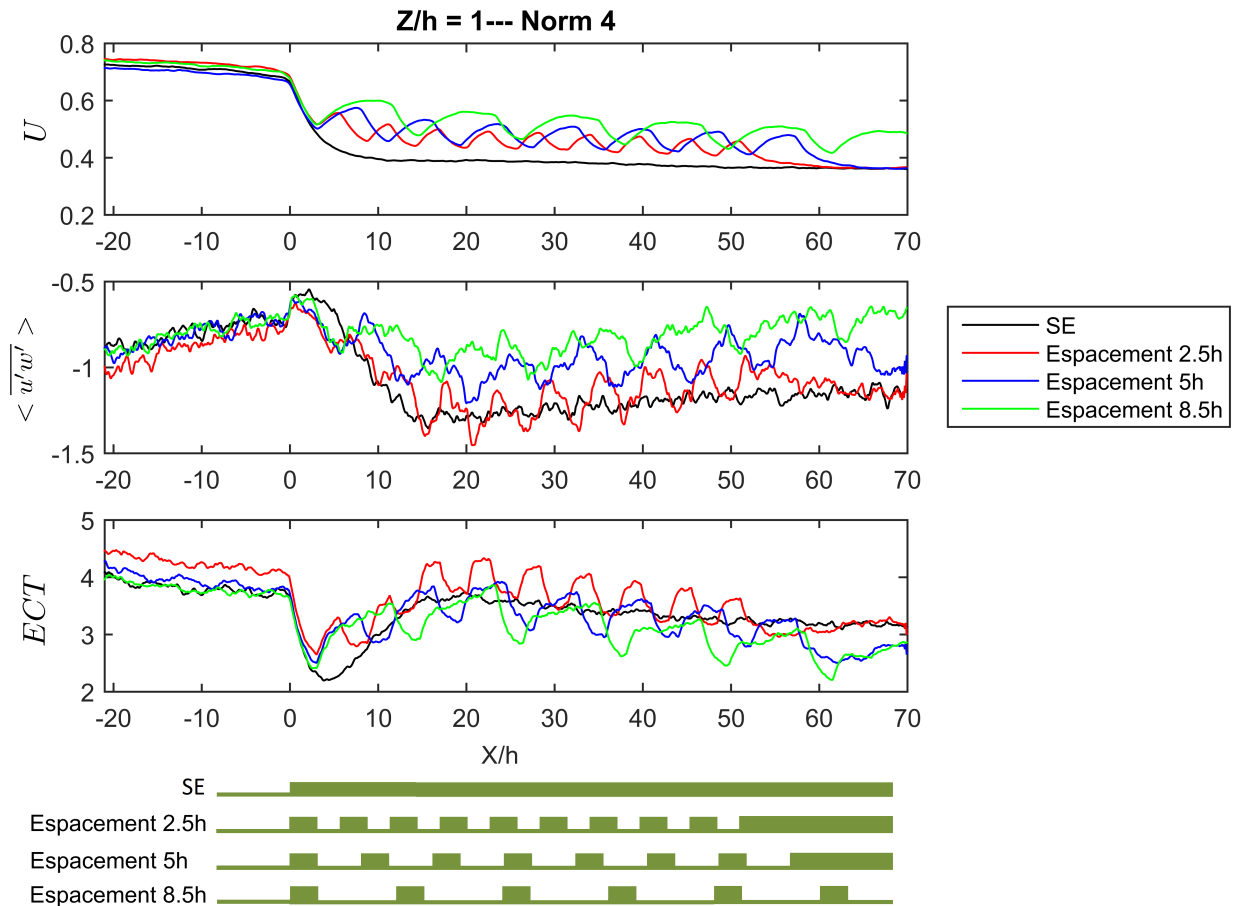


FIGURE 4.5: Profils horizontaux des grandeurs caractéristiques  $U$ ,  $ECT$  et  $\langle \overline{u'w'} \rangle$  à hauteur de canopée pour chaque configuration. La position des blocs forestiers relatifs à chaque expérience est illustrée par le schéma en bas.

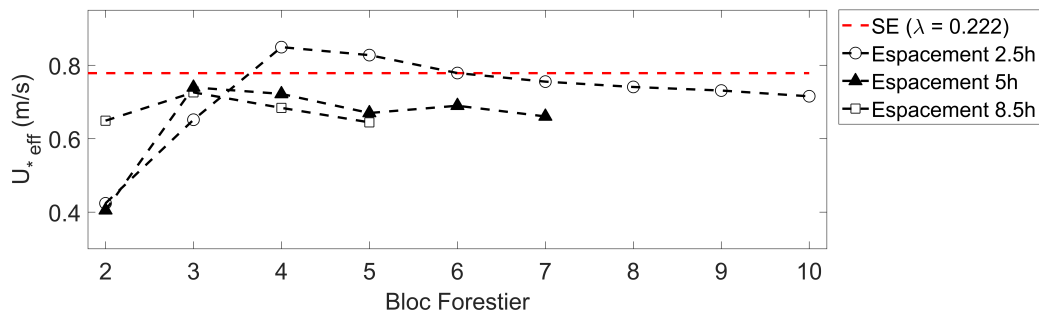


FIGURE 4.6: Vitesse de frottement effective  $U_{*eff}$  pour chaque configuration composées de forêts de longueur  $3h$  sur chaque zone représentative le long du domaine.

pattern des variables turbulentes est ici différent entre les premiers et les derniers blocs. Le comportement de  $U$  quant à lui n'évolue plus dès la première zone représentative. Cela explique que  $U_{*eff}$  soit maximale pour le quatrième bloc pour un espacement de  $2.5h$ . Ce bloc correspond également à la distance pour laquelle les variables turbulentes du cas continu commencent à être ajustées, soit le troisième bloc pour les plus grands espacements. A partir de cette distance, le comportement de l'écoulement se répète de manière quasi identique pour chaque zone représentative avec une légère diminution le long du domaine. On peut en déduire que l'écoulement même en paysage fragmenté s'ajuste sur les mêmes distances que le cas continu tout en présentant des variations dues à la présence d'hétérogénéités (ici les clairières). En effet, une certaine distance est nécessaire même en paysage fragmenté pour que l'écoulement s'établisse et pour de si petites parcelles, le vent arbores plusieurs zones représentatives avant d'arriver à ce stade. Bien sûr ce raisonnement est valable uniquement pour des paysages présentant des zones représentatives répétitives.

Pour quantifier la diminution  $U_{*eff}$  due à la fragmentation, on utilise le rapport  $U_{*eff}/U_{*eff,SE}$  représenté sur la Fig. 4.7 en fonction de l'inverse du ratio  $L_{Forest}/(L_{Forest} + L_{clearing})$  comme pour le chapitre 3. La valeur de  $U_{*eff}$  utilisée pour chaque configuration correspond à la dernière zone représentative, là où l'écoulement est le plus stable. Ces valeurs sont ici comparées aux mesures en soufflerie et aux simulations LES du chapitre 3 composées de blocs forestiers de longueur  $8h$ . Ce rapport est légèrement plus élevé pour de petits espacements suggérant que les petites parcelles a tendance à absorber plus de quantité de mouvement que des forêts plus grandes par rapport au cas continu. La pente de  $U_{*eff}/U_{*eff,SE}$  pour des forêts de longueur  $3h$  est néanmoins sensiblement la même que pour les simulations précédentes suggérant que l'évolution de  $U_{*eff}$  vis-à-vis de la fragmentation est indépendante de la longueur de la forêt. Cette augmentation reste néanmoins faible et des tests supplémentaires sont nécessaires pour explicitement faire le lien entre la taille de la parcelle, donc en d'autres mots l'ajustement de l'écoulement, et l'absorption de la quantité de mouvement. En effet, il est difficile d'énoncer avec exactitude l'influence de la longueur de la forêt sur  $U_{*eff}$  étant donné que seulement deux longueurs de bloc forestier sont testées ici.

### Longueur de rugosité effective $z_{0,eff}$

De même que pour  $U_{*eff}$ , l'évolution de  $z_{0,eff}$  pour de plus petites parcelles est représentée sur la Fig. 4.8 pour chaque zone représentative. On peut voir que  $z_{0,eff}$  est relativement constant le long du domaine et qu'elle diminue de façon monotone avec l'augmentation de l'espacement tout comme les observations du chapitre 3 alors que  $U_{*eff}$  nécessite une certaine

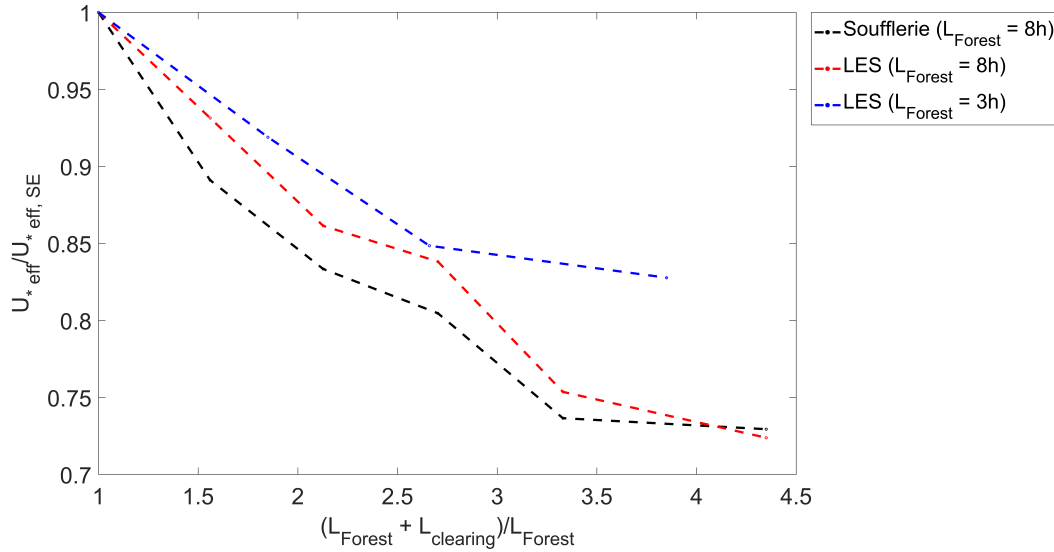


FIGURE 4.7: Rapport  $U_{*eff}/U_{*eff,SE}$  en fonction de l'inverse du ratio  $L_{Forest}/(L_{Forest} + L_{clearing})$  défini dans le chapitre 2 pour les simulations LES du chapitre 3 (courbe rouge), en soufflerie (courbe noire) et pour de petites parcelles (en bleue). La valeur de  $U_{*eff}$  correspond à la dernière zone représentative de chaque configuration.

distance pour se stabiliser. Cela est dû au fait que  $z_{0,eff}$  est calculée à partir des profils de  $U$  qui, comme nous l'avons vu sur les profils horizontaux, s'ajustent rapidement contrairement à  $\langle \overline{u'w'} \rangle$ . Le rapport  $z_{0,eff}/z_{0,eff,SE}$  en fonction de l'inverse du ratio  $L_{Forest}/(L_{Forest} + L_{clearing})$  est représenté sur la Fig. 4.9. La valeur de  $z_{0,eff}$  utilisée pour chaque configuration correspond à la dernière zone représentative. Ces valeurs sont ici comparées aux mesures en soufflerie et aux simulations LES du chapitre 3 composées de blocs forestiers de longueur  $8h$ . La pente et l'amplitude du rapport  $z_{0,eff}/z_{0,eff,SE}$  est sensiblement la même pour l'ensemble des cas fragmentés présentés ici. On remarque tout de même que pour de faibles espacements, le rapport est légèrement plus faible pour de petites parcelles. Cette légère diminution est en réalité due aux petites variations observées sur la Fig. 4.8 lors du calcul de  $z_{0,eff}$  qui n'est pas parfaitement constant le long du domaine. Si l'on avait pris la valeur de  $z_{0,eff}$  pour l'avant-dernière surface représentative, nous n'observerions pas cet écart. On en déduit donc que la rugosité effective n'est pas influencée par la longueur de la forêt mais par le degré de fragmentation (ratio  $L_{Forest}/(L_{Forest} + L_{clearing})$ ). Il faut bien sûr tester une plus large gamme de longueur de la forêt pour en avoir la certitude.

Les valeurs de  $z_{0,eff}$  normalisées par  $h$  sont reportées sur le graphique récapitulatif du chapitre 3 ainsi que les valeurs obtenues pour des forêts de longueur  $8h$  (Fig. 4.10) et on constate effectivement qu'elles concordent parfaitement avec les valeurs obtenues précédemment et avec les valeurs de la littérature pour la plage de  $\lambda$  testée. Bien que l'écoulement n'ait pas le temps de s'ajuster complètement pour de si petites parcelles et que les niveaux turbulents sont moins importants que pour des blocs forestiers de longueur  $8h$ , la rugosité aérodynamique varie peu. On en déduit que la diminution de la longueur de la forêt n'a pas d'incidence sur le calcul de  $z_{0,eff}$  mais c'est bien le ratio  $L_{Forest}/(L_{Forest} + L_{clearing})$  qui détermine la rugosité de la surface. Des tests supplémentaires sont bien évidemment nécessaires pour estimer plus exactement l'influence de la longueur de la forêt mais, au vu des travaux déjà disponibles dans la littérature et des présents résultats, on imagine que si on diminue ou augmente la longueur de la forêt, les valeurs de  $z_{0,eff}$  resteront sensiblement les mêmes

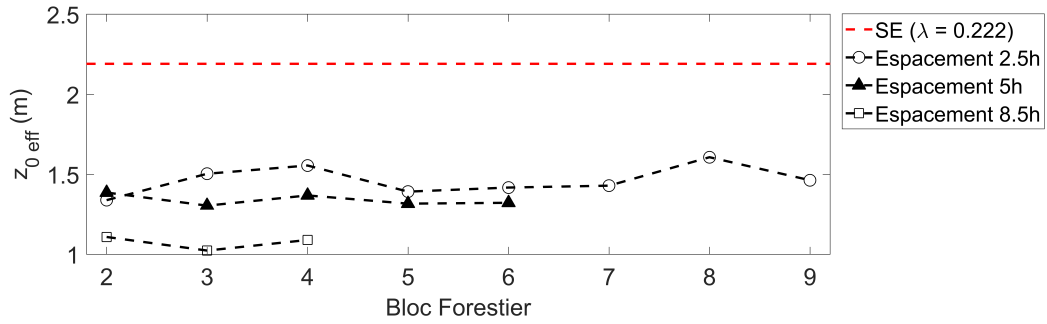


FIGURE 4.8: Longueur de rugosité effective  $z_{0,eff}$  pour chaque configuration composées de forêts de longueur  $3h$  sur chaque zone représentative le long du domaine.

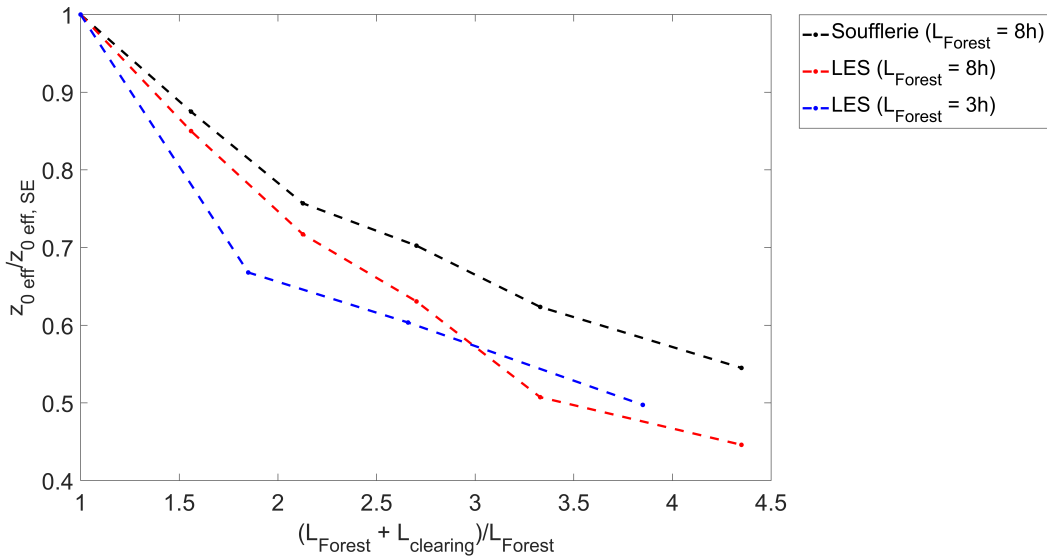


FIGURE 4.9: Rapport  $z_{0,eff}/z_{0,eff,SE}$  en fonction de l'inverse du ratio  $L_{Forest}/(L_{Forest} + L_{clearing})$  défini dans le chapitre 2 pour les simulations LES du chapitre 3 (courbe rouge), en soufflerie (courbe noire) et pour de petites parcelles (en bleue). La valeur de  $z_{0,eff}$  correspond à la dernière zone représentative de chaque configuration.

pour un même ratio  $L_{Forest}/(L_{Forest} + L_{clearing})$ . Il ne semble donc pas judicieux de réaliser des simulations supplémentaires avec une plus large gamme de longueur de forêt.

## 4.2 Influence de la densité de la forêt

Les résultats précédent et les travaux de Raupach et al. (2006) démontrent l'importance de la densité de rugosité pour déterminer la nature de l'écoulement. La densité maximale testée jusqu'à présent est de  $\lambda = 0.222$  pour le cas continu  $SE$  ce qui correspond au pic de rugosité aérodynamique donné dans la littérature et l'ensemble des cas fragmentés se situent à gauche du pic pour des valeurs de  $\lambda$  calculées à partir de l'approche décrite dans le chapitre 2.

Physiquement, ce pic signifie qu'à partir d'une certaine valeur seuil de  $\lambda$ , il est plus facile à l'écoulement de dévier sa trajectoire et d'éviter l'obstacle plutôt de pénétrer dans celui-ci. Pour vérifier si le modèle est capable de capturer ce phénomène, nous souhaitons ici recréer

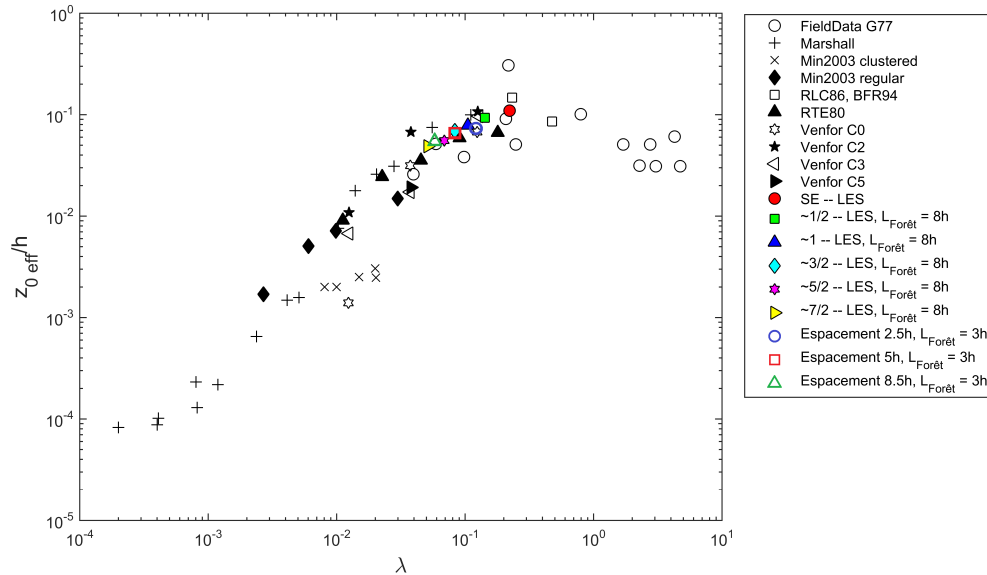


FIGURE 4.10: Longueur de rugosité effective  $z_{0,eff}$  (normalisée par  $h$ ) en fonction de la densité de rugosité  $\lambda$  pour les simulations LES présentées au chapitre 3 (symboles pleins en couleur) et pour les simulations composées de parcelles de longueur  $3h$  (symboles vides en couleur). Ces résultats sont confrontés à de précédentes études en soufflerie : Minvielle et al. (2003) (Min2003), Marshall (1971) (Marshall), Raupach et al. (1980) (RTE80), Raupach et al. (1986) (RCL86), Raupach et al. (2006) (Venfor C0, Venfor C2, Venfor C3, Venfor C5), et Brunet et al. (1994) (BFR94) ; et aux mesures in situ de Garratt (1977) (G77).

les simulations du chapitre précédent pour des densités de la forêt plus élevées avec une plage de  $\lambda$  en paysage fragmenté qui couvre ce pic. La densité pour les clairières restera inchangée. Nous choisissons ici deux valeurs de  $\lambda$  pour le cas continu, 1 et 5, c'est-à-dire 5 et 25 fois plus dense que le cas continu du chapitre précédent. Ces valeurs de  $\lambda$  ont été choisies de manière à ce que la densité du cas continu soit proche de la densité du cas  $\sim 7/2$  pour une valeur plus élevée de  $\lambda$ .

Pour différencier les différentes configurations, la valeur de  $\lambda$  est ajoutée en indice de la manière suivante :  $SE_{\lambda=0.222}$ ,  $SE_{\lambda=1}$ ,  $SE_{\lambda=5}$ . Il en est de même pour les cas fragmentés ( $\sim 3/2_{\lambda=0.222}$ ,  $\sim 3/2_{\lambda=1}$ ,  $\sim 3/2_{\lambda=5}$  ;  $\sim 7/2_{\lambda=0.222}$ ,  $\sim 7/2_{\lambda=1}$ ,  $\sim 7/2_{\lambda=5}$ ) bien que la valeur de  $\lambda$  soit modifiée lors de la prise en compte de la fragmentation (voir Eq. 2.3). Cet indice fait donc référence à la campagne de simulations pour laquelle le cas continu possède cette valeur de  $\lambda$  ; chaque campagne étant composée de paysages présentant le même degré de fragmentation.

### 4.2.1 Description de la simulation

Les simulations 3D ont été réalisées sur un domaine de calcul identique au chapitre 3 c'est-à-dire sur des domaines s'étendant sur  $3600 \times 600 \times 240$  m. Ici aussi les conditions limites et les propriétés du domaine restent inchangées, c'est-à-dire que des conditions périodiques ont été appliquées au niveau des parois latérales ; des lois de parois ont été utilisées au sol et une couche d'absorption de Rayleigh au tiers supérieur du domaine dans les deux blocs est utilisée pour entraîner l'écoulement. Concernant les propriétés de la canopée végétale, la longueur de la forêt est à nouveau de  $8h$ . Chaque bloc forestier est donc suffisamment long pour permettre à l'écoulement de s'ajuster comme nous l'avons vu dans la section précédente.



Nous avons utilisé le même nombre de blocs forestiers que les simulations du chapitre 3 et la fin du domaine est complétée par un bloc forestier homogène.

Les simulations sont ici comparées aux données déjà validées du chapitre 3 dans le but d'évaluer les effets de l'augmentation de la densité des blocs forestiers à l'échelle du paysage. Pour un  $\lambda$  égal à 1, les six configurations ont été recréées alors que pour un  $\lambda$  égale à 5, uniquement les cas  $SE$ ,  $\sim 3/2$  et  $\sim 7/2$  ont été simulés en raison de la lourdeur des calculs.

### 4.2.2 Longueur de rugosité effective $z_{0,eff}$

#### Première augmentation de la densité de rugosité : $\lambda = 1$

Ici nous nous intéressons directement à  $z_{0,eff}$  car c'est cette variable qui a motivé le choix d'évaluer l'influence de la densité de la forêt. Son évolution est représentée sur la Fig. 4.11 sur les différentes zones représentatives de chaque configuration pour un  $\lambda$  égale à 1. On constate qu'elle est à nouveau relativement constante le long du domaine et diminue de façon monotone avec l'augmentation de l'espacement. Le cas continu étant la surface la plus rugueuse. Le rapport  $z_{0,eff}/z_{0,eff,SE}$  pour une valeur de  $\lambda$  égale à 1, représentée sur la Fig. 4.12 avec les résultats du chapitre précédent, indique que cette diminution par rapport au cas continu est identique à la diminution observée pour un  $\lambda$  égal à 0.222.

Les valeurs obtenues de la dernière zone représentative de chaque configuration sont reportées sur la Fig. 4.11 ainsi que les valeurs obtenues pour la soufflerie et la LES pour un  $\lambda$  égal à 0.222. On constate que les valeurs de  $z_{0,eff}$  obtenues pour  $\lambda$  égal à 1 sont globalement supérieures aux valeurs du chapitre précédent indiquant que le pic de rugosité effective n'est pas atteint pour cette densité. On remarque également une bonne continuité entre les résultats pour les deux densités représentées avec des valeurs de  $z_{0,eff}$  et  $\lambda$  pour le cas  $\sim 7/2_{\lambda=1}$  proches de celles obtenues pour le cas  $SE_{\lambda=0.222}$ .  $z_{0,eff}$  augmente ensuite progressivement avec la diminution de l'espacement comme mentionné précédemment. Bien que le pic de rugosité ne soit pas atteint, ce résultat est intéressant dans la mesure où il corrobore l'hypothèse permettant de prendre en compte les effets de la fragmentation pour le calcul la rugosité effective et de la vitesse de frottement effective décrite au chapitre 2.

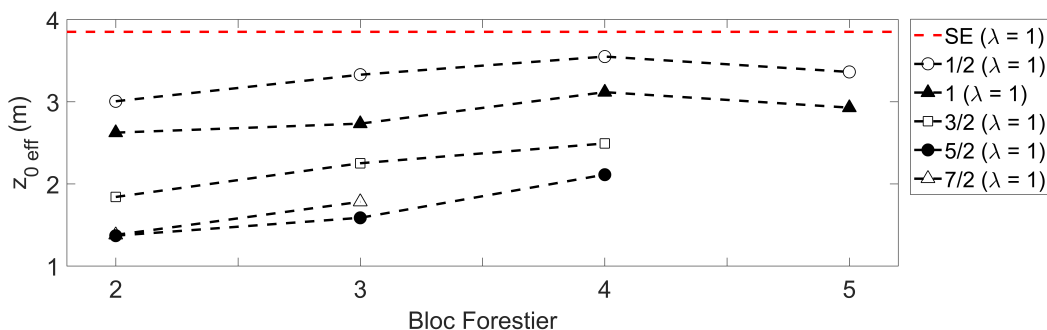


FIGURE 4.11: Longueur de rugosité effective  $z_{0,eff}$  pour chaque configuration composées de forêts de longueur  $8h$  et d'une densité de rugosité égal à 1 sur chaque zone représentative le long du domaine.

#### Deuxième augmentation de la densité de rugosité : $\lambda = 5$

L'évolution de  $z_{0,eff}$  pour un  $\lambda$  égale à 5 est représentée sur la Fig. 4.14 sur les différentes zones représentatives de chaque configuration. On constate qu'elle est toujours relativement



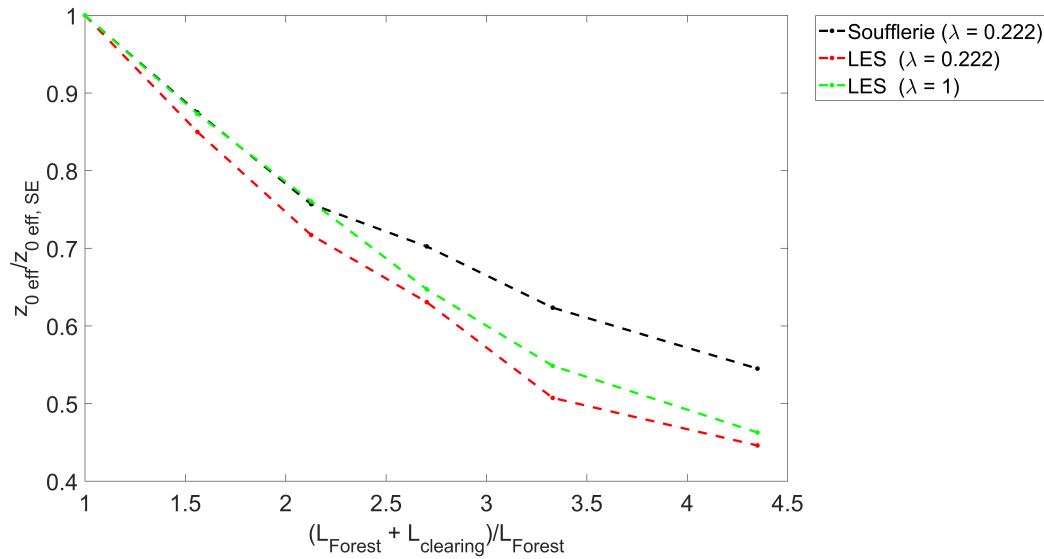


FIGURE 4.12: Rapport  $z_{0,eff}/z_{0,eff,SE}$  en fonction de l'inverse du ratio  $L_{Forest}/(L_{Forest} + L_{clearing})$  défini dans le chapitre 2 pour les simulations LES du chapitre 3 (courbe rouge), en soufflerie (courbe noire) et pour chaque configuration composées de forêts de longueur  $8h$  et d'une densité de rugosité égale à 1 (en vert). La valeur de  $z_{0,eff}$  correspond à la dernière zone représentative de chaque configuration.

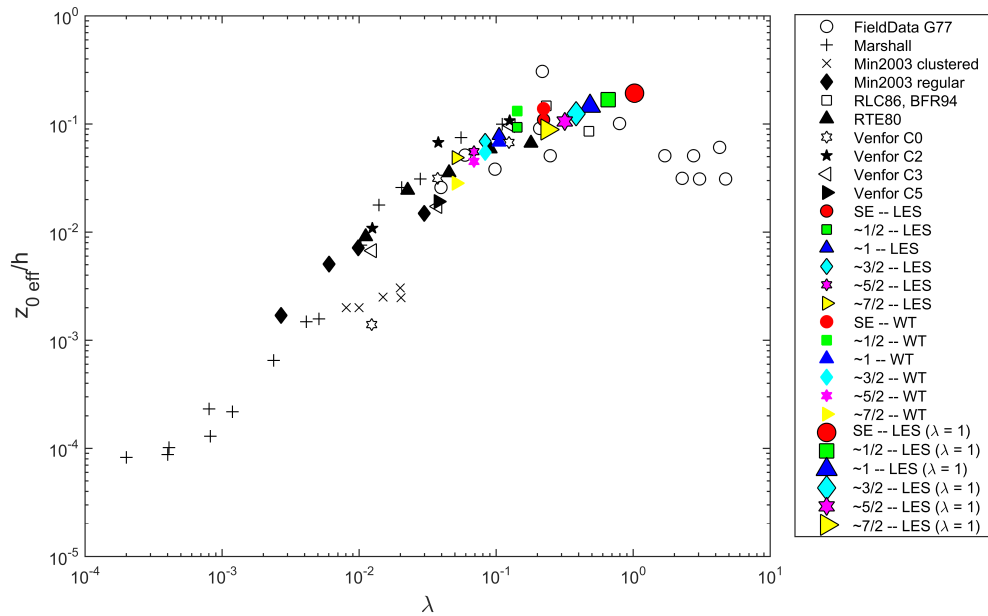


FIGURE 4.13: Longueur de rugosité effective  $z_{0,eff}$  (normalisée par  $h$ ) en fonction de la densité de rugosité  $\lambda$  pour chaque configuration (symboles en couleur). Ces résultats sont confrontés à de précédentes études en soufflerie : Minvielle et al. (2003) (Min2003), Marshall (1971) (Marshall), Raupach et al. (1980) (RTE80), Raupach et al. (1986) (RCL86), Raupach et al. (2006) (Venfor C0, Venfor C2, Venfor C3, Venfor C5), et Brunet et al. (1994) (BFR94); et aux mesures in situ de Garratt (1977) (G77).

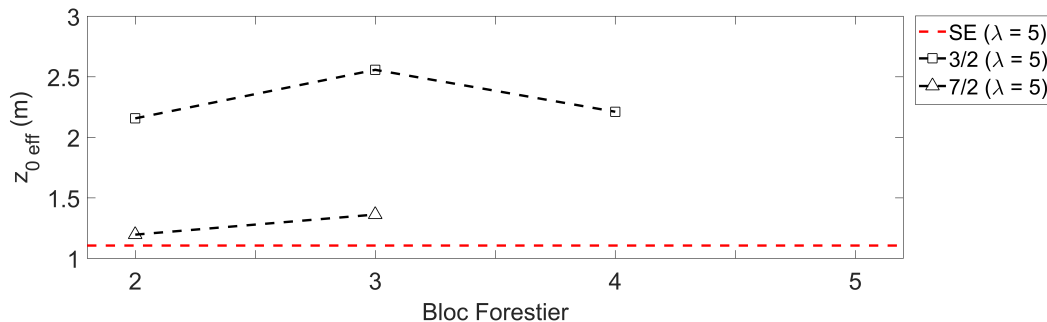


FIGURE 4.14: Longueur de rugosité effective  $z_{0,eff}$  pour chaque configuration composées de forêts de longueur  $8h$  et d'une densité de rugosité égale à 5 sur chaque zone représentative le long du domaine.

constante le long du domaine; néanmoins ici, on observe une augmentation de  $z_{0,eff}$  par rapport au cas continu  $SE_{\lambda=5}$  pour les deux cas fragmentés. Le rapport  $z_{0,eff}/z_{0,eff,SE}$  pour une valeur de  $\lambda$  égale à 5 est représenté sur la Fig. 4.15 avec les rapports obtenus pour  $\lambda$  égal à 0.222 et 1 (soufflerie et LES). On constate une forte augmentation pour le cas  $\sim 3/2_{\lambda=5}$  puis une soudaine diminution pour  $\sim 7/2_{\lambda=5}$  avec une valeur de  $z_{0,eff}/z_{0,eff,SE}$  qui reste néanmoins supérieure à 1 indiquant que la valeur de  $z_{0,eff}$  pour le  $\sim 7/2_{\lambda=5}$  est supérieure au cas  $SE_{\lambda=5}$ .

Les valeurs obtenues de la dernière zone représentative de chaque configuration sont reportées sur le graphique récapitulatif du chapitre 3 ainsi que les valeurs obtenues pour la soufflerie et la LES pour un  $\lambda$  égale à 0.222 et 1 (Fig. 4.16). Les valeurs de  $z_{0,eff}$  pour les cas  $SE_{\lambda=5}$  et  $\sim 3/2_{\lambda=5}$  sont plus faibles que les cas simulés précédemment et sont situées dans le nuage de point de la littérature. Au vu des présents résultats, on en déduit qu'il existe bien un pic de rugosité effective mais des tests supplémentaires sont nécessaires pour une plus large gamme de densité pour identifier précisément le pic de rugosité pour le modèle LES.

Bien que les valeurs de  $z_{0,eff}$  pour le cas continu et le cas fragmenté  $\sim 3/2_{\lambda=5}$  concordent avec la littérature, on s'éloigne fortement de la tendance pour le cas  $\sim 7/2_{\lambda=5}$  et contrairement aux simulations situées à gauche du pic, il n'y a pas continuité des résultats entre le cas  $SE_{\lambda=1}$  et  $\sim 7/2_{\lambda=5}$  bien que leurs valeurs respectives de  $\lambda$  soient proches. Raupach et al. (2006) a montré que la présence d'hétérogénéités au sein de la canopée introduit de la dispersion dans le calcul de  $z_{0,eff}$  mais que la tendance globale reste néanmoins respectée. Pour introduire ces hétérogénéités dans ses expériences, Raupach et al. (2006) a plus ou moins regroupé ou dispersé les éléments rugueux qui composaient sa canopée sur la surface disponible. On peut ici voir la fragmentation du paysage comme une version extrême de ce regroupement sur des zones bien définies. Pour des versions trop extrêmes comme cela peut être le cas pour les cas  $\sim 7/2_{\lambda=5}$ , on peut imaginer que l'on s'éloigne de la tendance. Etant donné que les plus faibles espacements coïncident avec la littérature, on peut supposer que les différences observées peuvent potentiellement être dues à cette dispersion et que l'approche décrite dans le chapitre 2 atteint ici ses limites pour des cas extrêmes présentant une densité et un espacement trop importants. On s'attend également à avoir plus d'instabilités numériques pour des valeurs extrêmes de la densité ce qui pourrait entraîner des erreurs dans le calcul de  $z_{0,eff}$ . Pour répondre convenablement à cette question, il est nécessaire d'effectuer un plus grand nombre de simulations dans le but de quantifier cette dispersion en fonction du degré de fragmentation par rapport au cas continu.

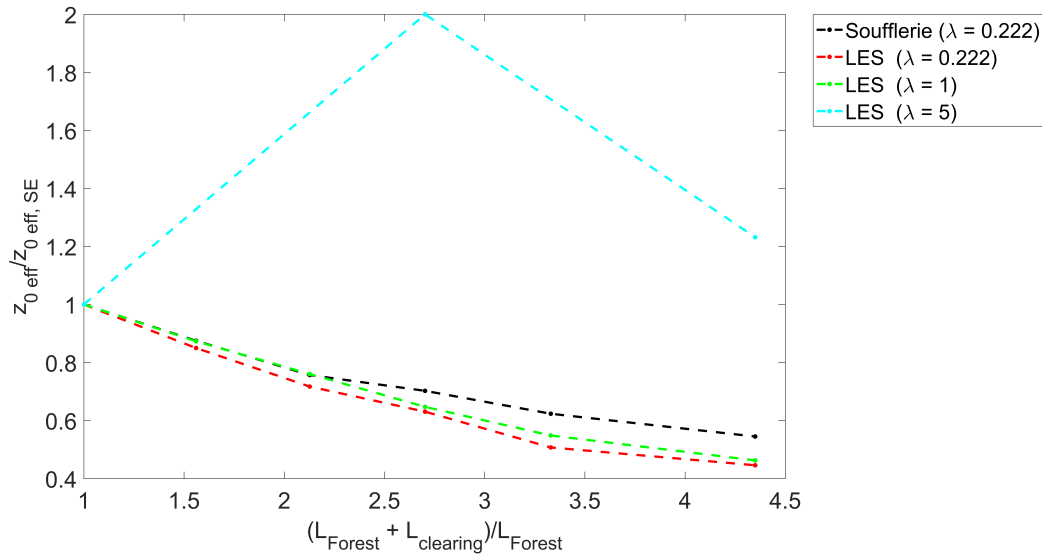


FIGURE 4.15: Rapport  $z_{0,eff}/z_{0,eff,SE}$  en fonction de l'inverse du ratio  $L_{Forest}/(L_{Forest} + L_{clearing})$  défini dans le chapitre 2 pour les simulations LES du chapitre 3 (courbe rouge), en soufflerie (courbe noire) et pour chaque configuration composées de forêts de longueur  $8h$  et d'une densité de rugosité égale à 1 (en cyan). La valeur de  $z_{0,eff}$  correspond à la dernière zone représentative de chaque configuration.

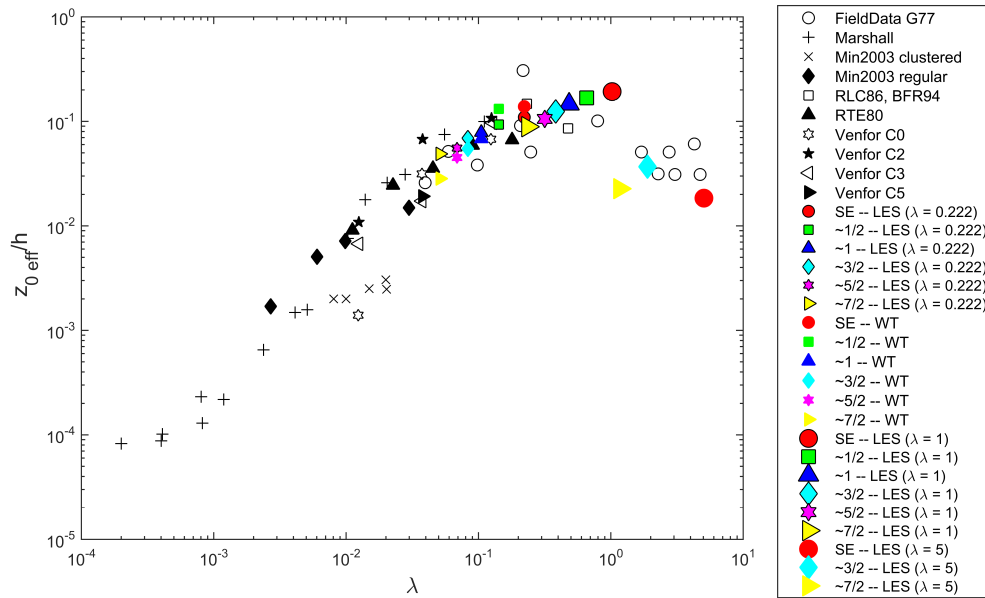


FIGURE 4.16: Longueur de rugosité effective  $z_{0,eff}$  (normalisée par  $h$ ) en fonction de la densité de rugosité  $\lambda$  pour chaque configuration (symboles en couleur). Ces résultats sont confrontés à de précédentes études en soufflerie : Minvielle et al. (2003) (Min2003), Marshall (1971) (Marshall), Raupach et al. (1980) (RTE80), Raupach et al. (1986) (RCL86), Raupach et al. (2006) (Venfor C0, Venfor C2, Venfor C3, Venfor C5), et Brunet et al. (1994) (BFR94); et aux mesures in situ de Garratt (1977) (G77).

### 4.2.3 Champs 2D de l'écoulement et profils horizontaux

Contrairement aux figures précédentes, nous utilisons ici les champs 2D normalisés pour évaluer les effets de la densité sur une même configuration et non pas les effets dus au degré de fragmentation. C'est pourquoi les variables  $U$ ,  $\langle \overline{u'w'} \rangle$ ,  $ECT$ ,  $Sk_U$  et  $Sk_W$  sont représentées pour trois densités différentes ( $\lambda = 0.222$ , 1 et 5) sur les Fig. 4.17, Fig. 4.18, Fig. 4.19, Fig. 4.20 et Fig. 4.21 pour le couvert continu. Les deux cas fragmentés sont représentés respectivement sur les Fig. 4.23, Fig. 4.24, Fig. 4.25, Fig. 4.26 et Fig. 4.27 pour le cas  $\sim 3/2$  et sur les Fig. 4.29, Fig. 4.30, Fig. 4.31, Fig. 4.32 et Fig. 4.33 pour le cas  $\sim 7/2$ . Des profils horizontaux de ces variables sont également représentées à trois hauteurs différentes ( $Z/h = 0.5$ , 1 et 1.5) car il est attendu que l'écoulement soit plus ou moins distordu pour différentes valeurs de la densité (Fig. 4.22 pour le cas continu ; Fig. 4.28 pour le cas  $\sim 3/2$  ; Fig. 4.34 pour le cas  $\sim 7/2$ ).

#### Cas continu $SE$

Nous nous intéressons uniquement dans un premier temps au cas continu pour évaluer l'influence des trois densités testées. On peut voir sur les représentations 2D de  $U$ ,  $\langle \overline{u'w'} \rangle$  et  $ECT$  que les grandeurs caractéristiques de l'écoulement de couvert deviennent plus prononcées avec l'augmentation de la densité comme il a été observé par Dupont et Brunet (2008a). A savoir, l'écoulement est freiné et distordu plus fortement dans la région de lisière pour des forêts denses c'est-à-dire qu'il présente un plus fort ralentissement à l'intérieur du couvert et une plus forte accélération au-dessus comme illustré sur la Fig. 4.17. Si l'on regarde plus en détail sur la Fig. 4.22, on peut voir que l'écoulement est effectivement plus lent à l'intérieur du couvert à  $Z/h = 0.5$  et  $Z/h = 1$  pour des densités plus importantes. Au-dessus du couvert, pour  $Z/h = 1.5$ , l'accélération mentionnée précédemment est représentée par le pic observable à  $Z/h = 1.5$  et  $X/h = 0$  dans une zone très restreinte directement à la lisière. Ce pic est immédiatement suivi d'un ralentissement de l'écoulement plus prononcé pour les fortes densités avant de s'ajuster. Pour  $\lambda = 0.222$ , le ralentissement est progressif à partir de la lisière jusqu'à ajustement de l'écoulement alors que pour des densités plus importantes, on observe la présence d'un minimum qui se rapproche de la lisière et qui est plus intense pour les fortes densités. Après ajustement de l'écoulement pour  $\lambda = 0.222$  et  $\lambda = 5$ , les vitesses de vent sont du même ordre de grandeur alors pour une densité de 1,  $U$  est plus faible le long du domaine. Nous avons vu lors du calcul de  $z_{0,eff}$  que cette surface est la plus rugueuse aérodynamiquement ; or une rugosité forte freine considérablement la vitesse du vent, ce qui explique cette diminution de  $U$ . Ces résultats sont en accord avec les observations du paragraphe précédent concernant le calcul de la longueur de rugosité effective pour les différentes densités testées. Le ralentissement entre les autres configurations n'est pas visible car la différence entre les valeurs de  $z_{0,eff}$  est moins importante.

Sur les Fig. 4.18, 4.19 et 4.22, on peut voir que plus la densité de la forêt est importante et plus les variables turbulentes sont intenses et proches de la lisière au-dessus du couvert. Après cette zone de renforcement, les variables turbulentes sont du même ordre de grandeur et semble s'ajuster de manière similaire sur le reste du domaine. On observe néanmoins une légère augmentation de l' $ECT$  sur la Fig. 4.19 au-dessus du couvert entre  $X/h = 20$  et  $X/h = 40$  pour une densité égale à 1, la surface la plus rugueuse. Cette augmentation, étant faible, pourrait être due aux incertitudes dues à la normalisation énoncées au chapitre 3. A l'intérieur du couvert, l' $ECT$  et  $\langle \overline{u'w'} \rangle$  diminuent plus rapidement pour les fortes densités avec la présence d'un minimum local visible sur la Fig. 4.22 pour  $Z/h = 0.5$  et 1 qui est plus prononcé et plus proche de la lisière pour des fortes densités. Passé ce minimum, les variables

turbulentes augmentent jusqu'à ajustement et restent constantes le long du domaine. Le cisaillement génère des structures turbulentes juste sous la strate foliaire mais pour  $\lambda = 5$ , l'*ECT* et  $\langle \overline{u'w'} \rangle$  sont quasiment nulles à  $Z/h = 1$ . On en déduit que pour des densités très élevées, la couche de cisaillement devient donc de plus en plus fine jusqu'à disparaître complètement et les structures turbulentes ont de plus en plus de difficultés à pénétrer dans le couvert, preuve que l'écoulement dévie sa trajectoire. Pour  $\lambda = 1$ , les valeurs de l'*ECT* et  $\langle \overline{u'w'} \rangle$  sont non nulles indiquant que la couche cisailée existe encore pour cette densité à hauteur de canopée.

Les Fig. 4.20 et 4.21 montrent que  $Sk_U$  et  $Sk_W$  varient très peu au-dessus du couvert ; en revanche, on observe une différence notable au sein de la canopée sur les champs 2D. Les profils horizontaux de  $Sk_U$  et  $Sk_W$  de la Fig. 4.22 pour  $Z/h = 1$  exhibent une zone de renforcement à la lisière, tout comme les statistiques précédentes, qui s'intensifie avec l'augmentation de la densité et où  $Sk_U > 0$  et  $Sk_W < 0$ , indiquant que la turbulence à l'intérieur du couvert est dominée par d'intenses rafales descendantes, reflet du passage de structures turbulentes. Passé la zone de renforcement à la lisière,  $Sk_U$  et  $Sk_W$  diminuent jusqu'à devenir constants tout en conservent le même signe, à part pour  $\lambda$  égale à 5 où  $Sk_U$  et  $Sk_W$  deviennent quasiment nuls, preuve à nouveau que les structures cohérentes ne pénètrent plus dans le couvert pour de fortes densités.

### Cas fragmentés

Tout comme pour le cas continu, les grandeurs caractéristiques  $U$ ,  $\langle \overline{u'w'} \rangle$ , *ECT*,  $Sk_U$  et  $Sk_W$  de l'écoulement en paysage fragmenté deviennent plus prononcées avec l'augmentation de la densité en lisière entrante mais également en lisière sortante et ce pour chaque bloc forestier. On peut voir sur les Fig. 4.23 et 4.29 que l'écoulement présente un plus fort ralentissement à l'intérieur du couvert et une plus forte accélération au-dessus à chaque lisière pour les deux cas fragmentés, entraînant des oscillations de plus en plus importantes dans le développement de la couche limite interne.

Sur les Fig. 4.28 et 4.34, l'écoulement est toujours plus lent pour des densités supérieures à 0.222 même au niveau des clairières où la rugosité de la surface est identique pour toutes les simulations. Le ralentissement induit par l'augmentation de la densité est suffisamment important pour que la distance entre deux blocs forestiers ne permette pas à l'écoulement de s'ajuster même pour le cas  $\sim 7/2_{\lambda=5}$ . Bien que le phénomène soit moins marqué que pour le cas continu, les Fig. 4.28 et 4.34 montrent qu'il y a bien un ralentissement de l'écoulement pour les surfaces les plus rugueuses à une hauteur  $Z/h = 1.5$ . Cela est particulièrement visible pour le cas  $\sim 7/2_{\lambda=1}$  au niveau des clairières où l'écoulement est plus lent. Le ralentissement entre les autres configurations n'est pas visible car la différence entre les valeurs de  $z_{0,eff}$  est moins importante.

Des niveaux de turbulence importants sont observables directement en sortie des parcelles forestières sur les Fig. 4.28 et 4.34, et ce pour les trois hauteurs représentées. L'énergie turbulente générée par le couvert se redistribue sur la verticale dans les premières couches de l'atmosphère, induisant un maximum de l'*ECT* et  $\langle \overline{u'w'} \rangle$  plus prononcé pour les fortes densités. Immédiatement en sortie de forêt, on peut distinguer sur les champs 2D une zone "abritée" où la contrainte de cisaillement et la turbulence sont encore faibles comme il a été mentionné au chapitre 1. Cette zone plus calme est particulièrement visible pour  $\lambda = 0.222$  et semble être la même pour chaque bloc forestier. Dès lors qu'on augmente la densité du couvert, cette zone tend à disparaître. Cela est également visible sur les Fig. 4.28 et 4.34 où le pic observable en sortie de parcelle tend à se rapprocher de la lisière sortante. Les variables

turbulentes diminuent et s'ajustent ensuite à la nouvelle surface de manière très similaire, la rugosité des clairières étant identique, jusqu'à impacter un nouveau bloc forestier.

Les champs 2D et les profils horizontaux de  $Sk_U$  et  $Sk_W$  exhibent une zone de renforcement à chaque lisière à hauteur de canopée tout comme le cas continu qui s'intensifie avec l'augmentation de la densité. Au niveau des clairières,  $Sk_U$  et  $Sk_W$  sont quasiment nuls quelle que soit la densité, indiquant une répartition symétrique des vitesses de vent.

### Comparaison entre les différents cas fragmentés pour les différentes densités

La Fig. 4.35 est un récapitulatif des différentes simulations de cette section. Elle représente l'influence de la fragmentation pour des blocs forestiers plus ou moins denses alors que précédemment on évaluait uniquement l'influence de la densité pour un degré de fragmentation donné. On peut voir que la densité du couvert n'induit pas d'augmentation de la turbulence à des degrés intermédiaires de fragmentation et que l'impact global de la fragmentation du paysage est relativement semblable entre les simulations pour une densité donnée. A savoir, l'influence d'une parcelle se fait peu ressentir sur la suivante pour de grands espacements, et lorsqu'ils sont faibles, l'écoulement ressent peu les clairières et se comporte comme sur un couvert continu.

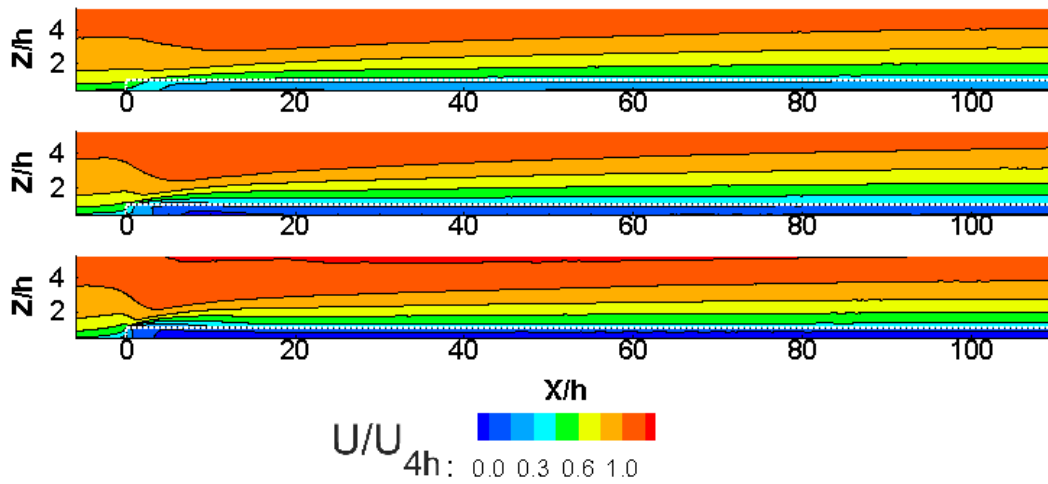


FIGURE 4.17: Champs 2D de la vitesse moyenne horizontale  $U$  dans le plan  $(X, Z)$  du cas homogène ( $SE$ ) (Référence) pour différentes densités de rugosité ( $\lambda = 0.222, 1$  et  $5$ ). Les pointillés blancs représentent la limite de la canopée.

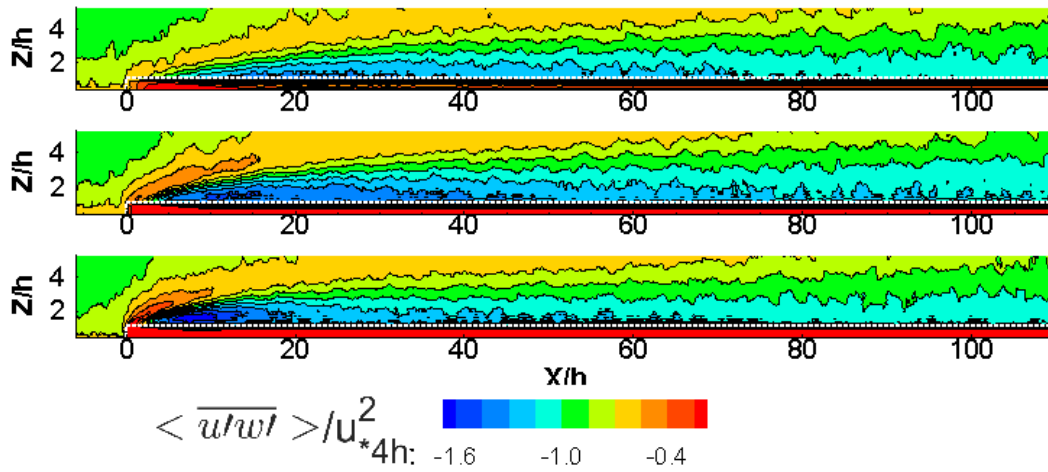


FIGURE 4.18: Similaire à la Fig. 4.17 mais pour la contrainte de cisaillement  $\langle \overline{u'w'} \rangle$ .

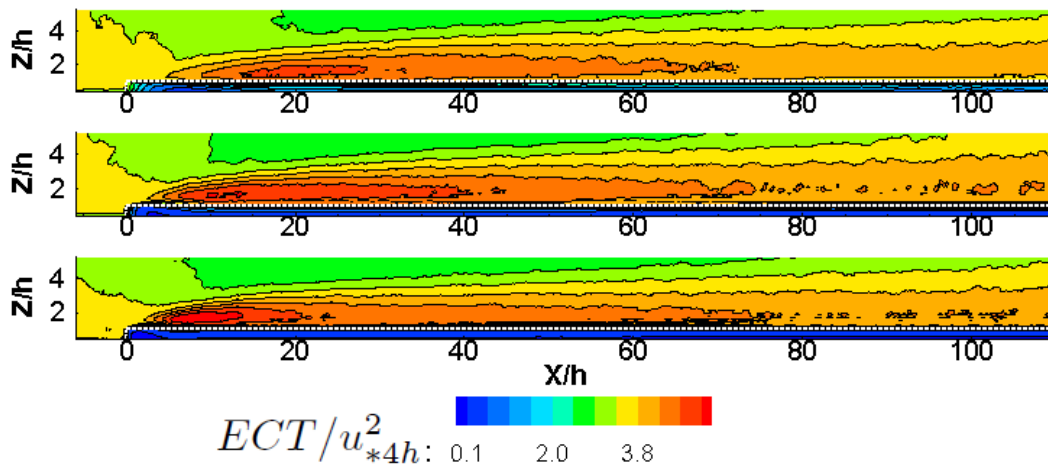


FIGURE 4.19: Similaire à la Fig. 4.17 mais pour l'énergie cinétique turbulente  $ECT$ .

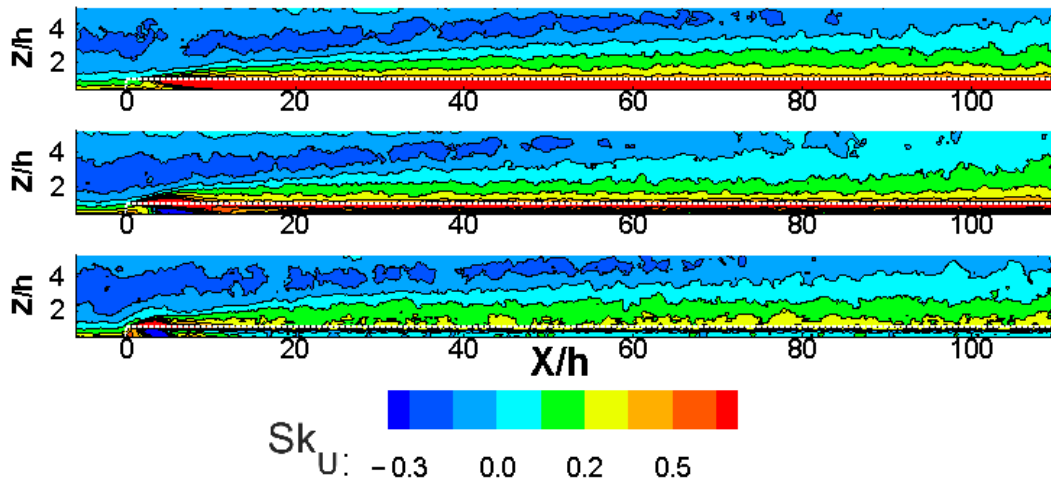


FIGURE 4.20: Similaire à la Fig. 4.17 mais pour le coefficient d'asymétrie horizontale  $Sk_U$ .

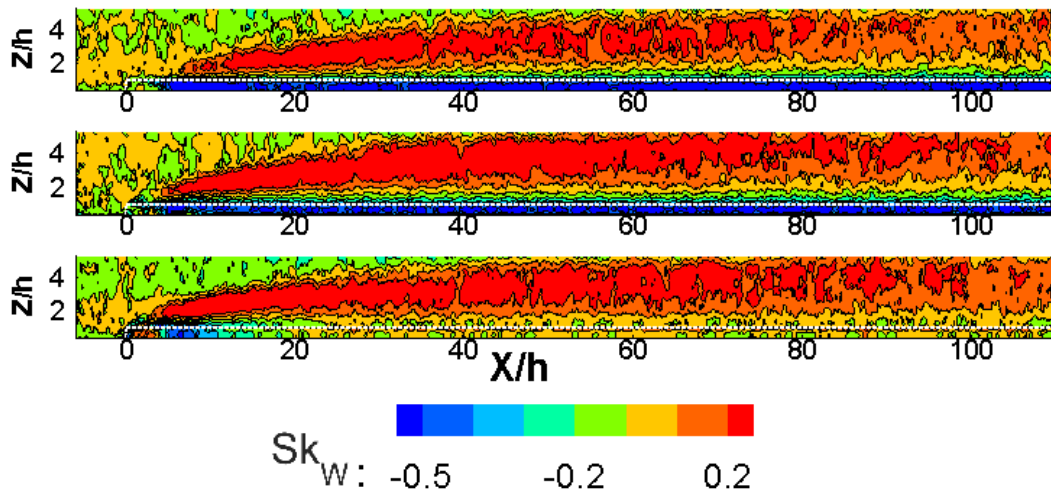


FIGURE 4.21: Similaire à la Fig. 4.17 mais pour le coefficient d'asymétrie vertical  $Sk_W$ .



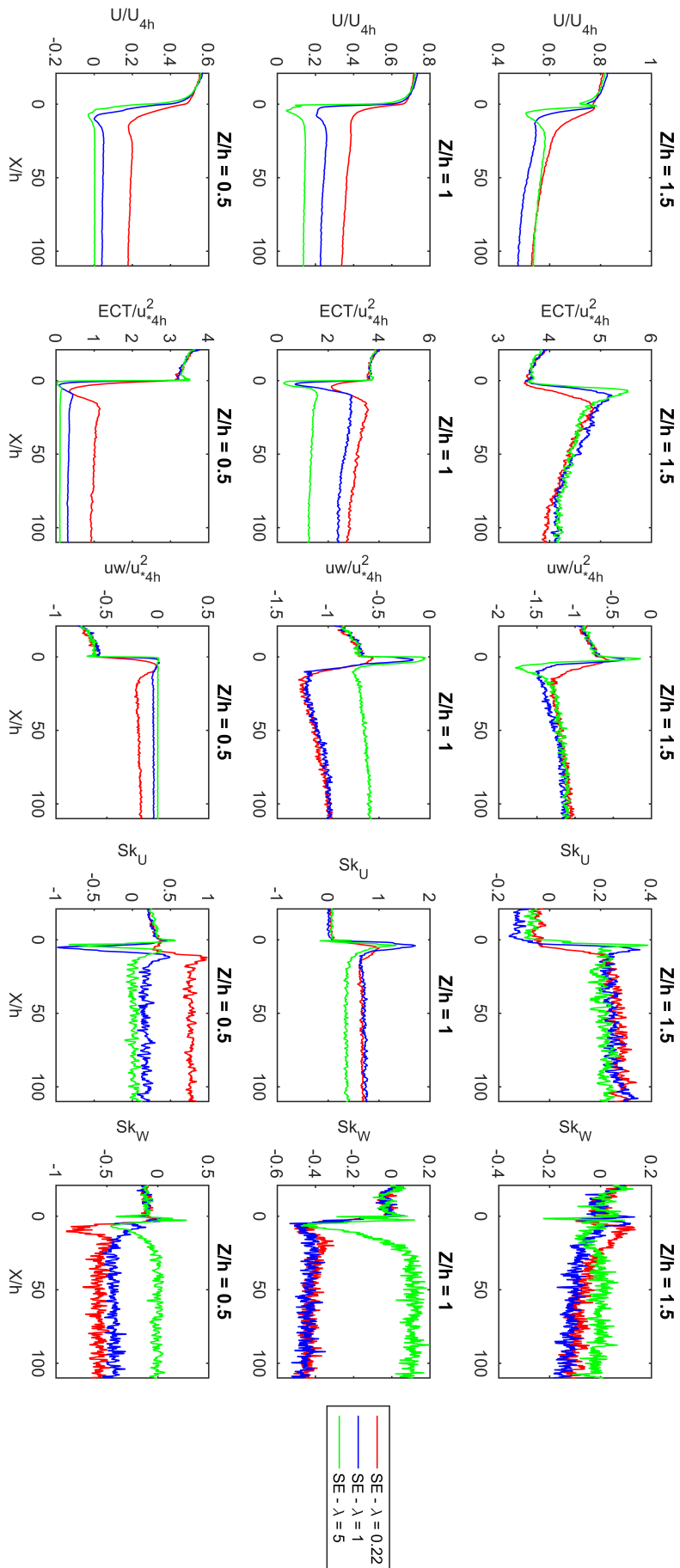


FIGURE 4.22: Profils horizontaux des grandeurs caractéristiques  $U$ ,  $ECT$ ,  $\langle \overline{u'w'} \rangle$ ,  $Sk_U$  et  $Sk_W$  pour le cas continu  $SE$  (Référence) à trois hauteurs ( $Z/h = 0.5, 1$  et  $1.5$ ) et pour trois densité différentes ( $\lambda = 0.222, 1$  et  $5$ ).

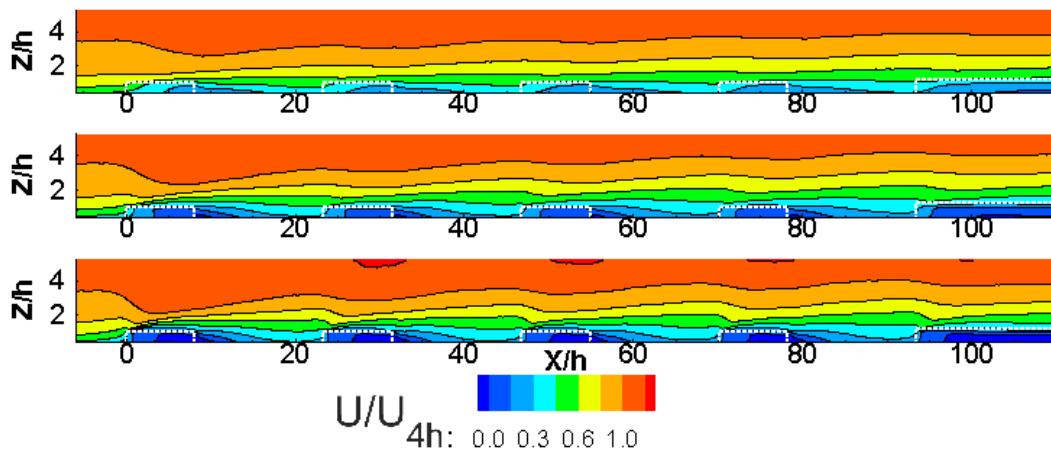


FIGURE 4.23: Champs 2D de la vitesse moyenne horizontale  $U$  dans le plan  $(X, Z)$  du cas  $\sim 3/2$  pour différentes densités de rugosité ( $\lambda = 0.222, 1$  et  $5$ ). Les pointillés blancs représentent la limite de la canopée.

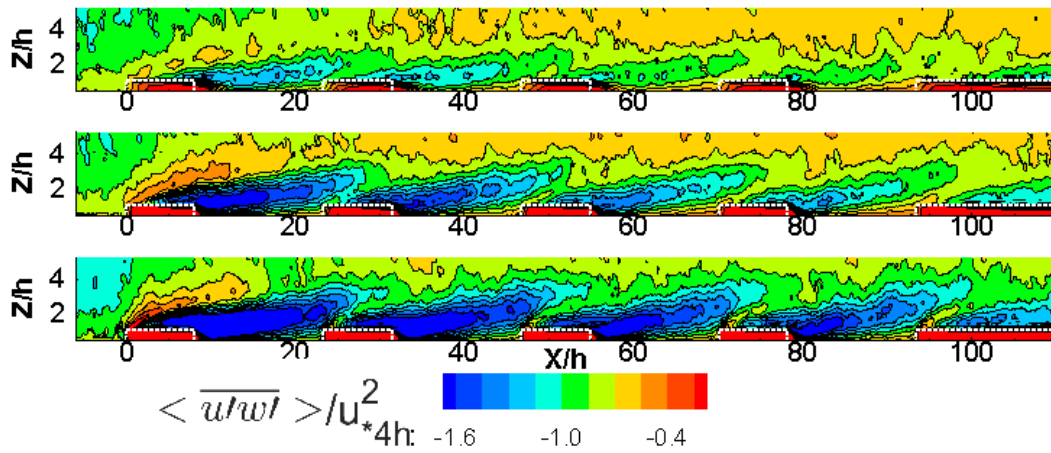


FIGURE 4.24: Similaire à la Fig. 4.23 mais pour la contrainte de cisaillement  $\langle \overline{u'w'} \rangle$ .

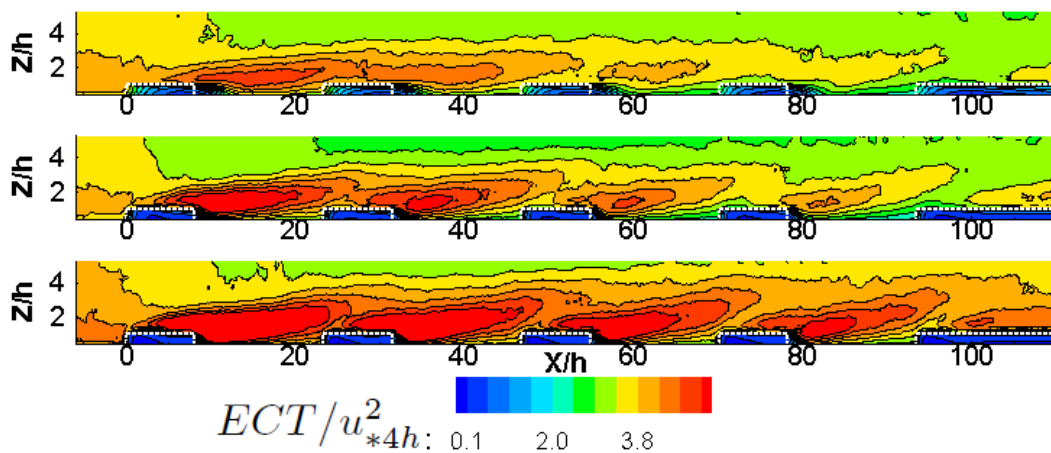


FIGURE 4.25: Similaire à la Fig. 4.23 mais pour l'énergie cinétique turbulente  $ECT$ .

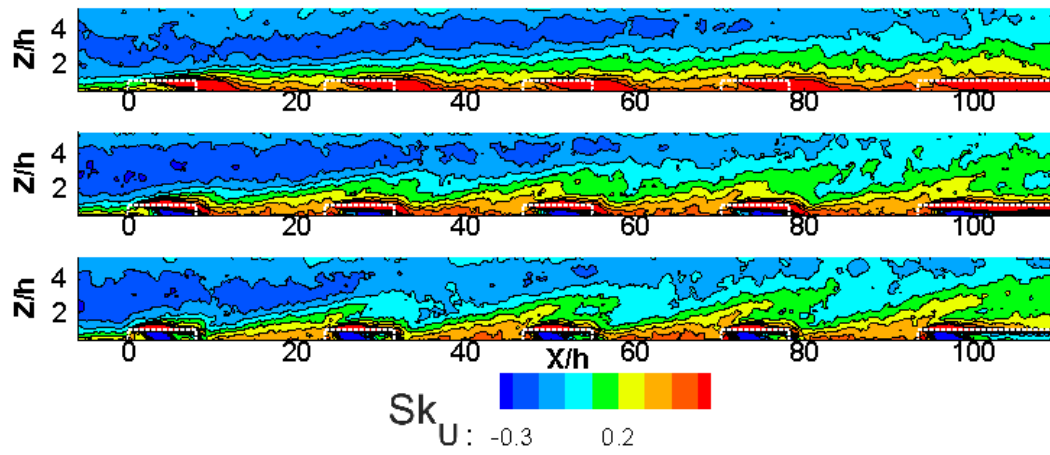


FIGURE 4.26: Similaire à la Fig. 4.23 mais pour le coefficient d'asymétrie horizontal  $Sk_U$ .

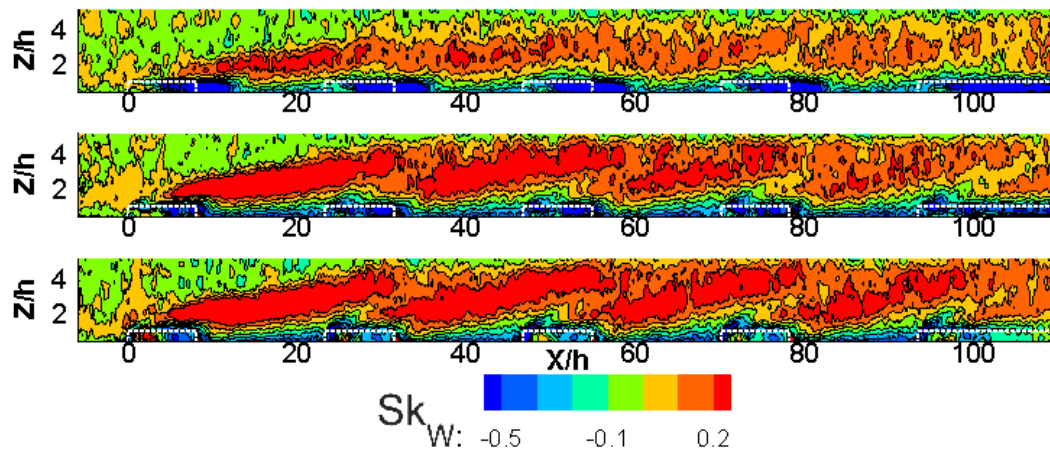


FIGURE 4.27: Similaire à la Fig. 4.23 mais pour le coefficient d'asymétrie vertical  $Sk_W$ .

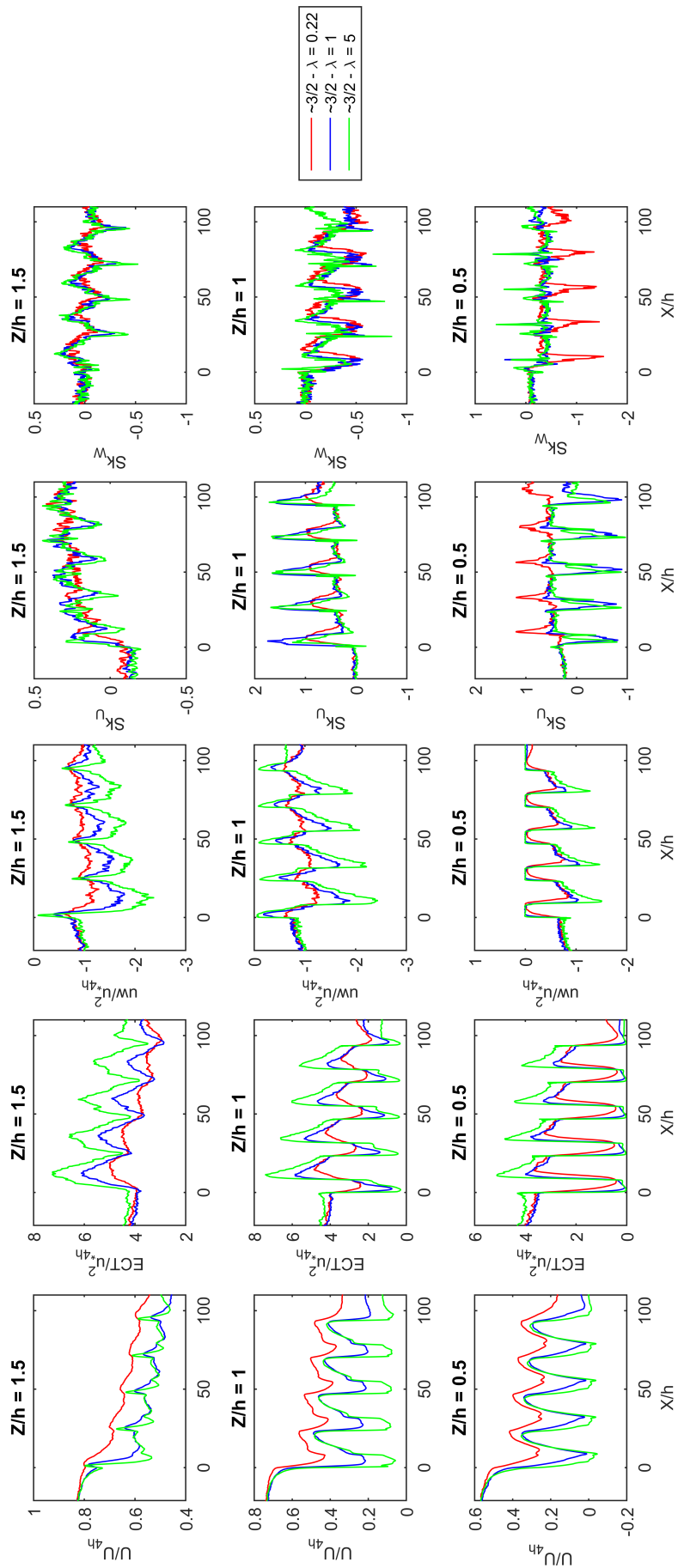


FIGURE 4.28: Profils horizontaux des grandeurs caractéristiques  $U$ ,  $ECT$ ,  $\langle u'w' \rangle$ ,  $Sk_U$  et  $Sk_W$  pour le cas  $\sim 3/2$  à trois hauteurs ( $Z/h = 0.5, 1$  et  $1.5$ ) et pour trois densités différentes ( $\lambda = 0.222, 1$  et  $5$ ).

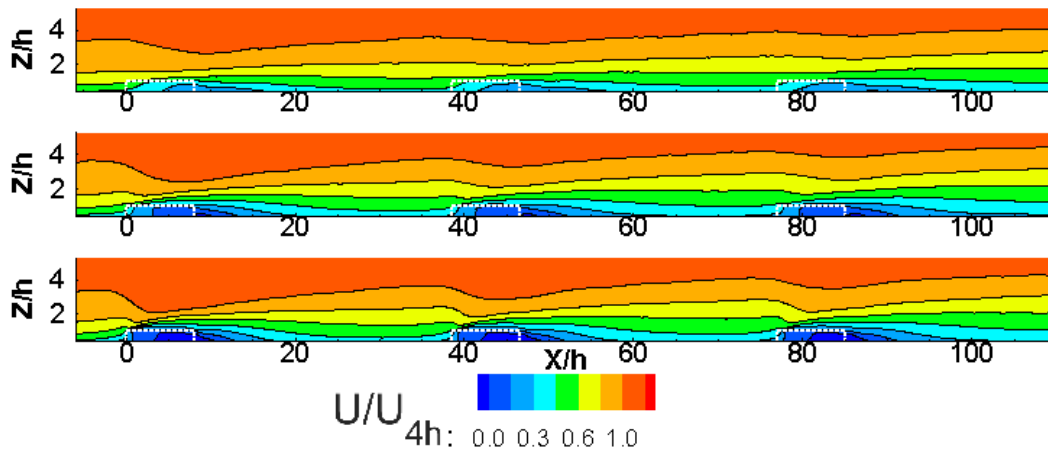


FIGURE 4.29: Champs 2D de la vitesse moyenne horizontale  $U$  dans le plan  $(X, Z)$  du cas  $\sim 7/2$  pour différentes densités de rugosité ( $\lambda = 0.222, 1$  et  $5$ ). Les pointillés blancs représentent la limite de la canopée.

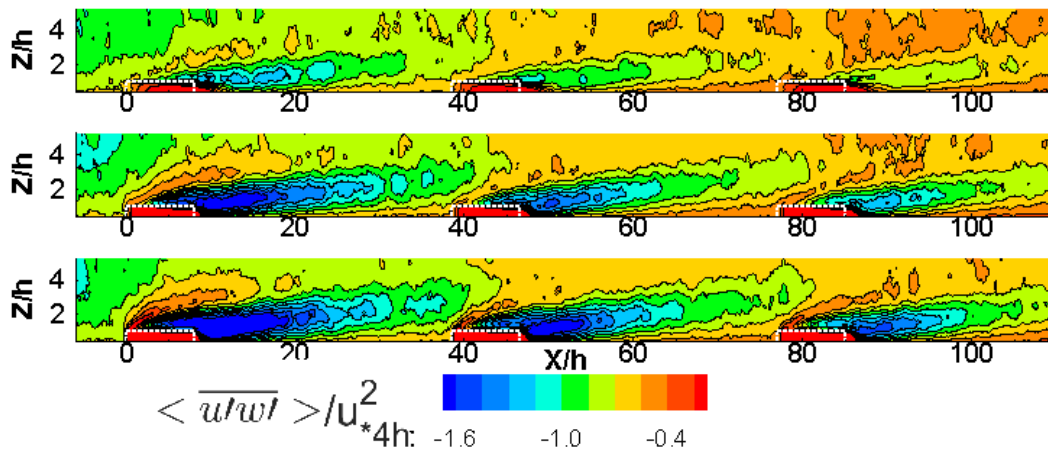


FIGURE 4.30: Similaire à la Fig. 4.29 mais pour la contrainte de cisaillement  $\langle \overline{u'w'} \rangle$ .

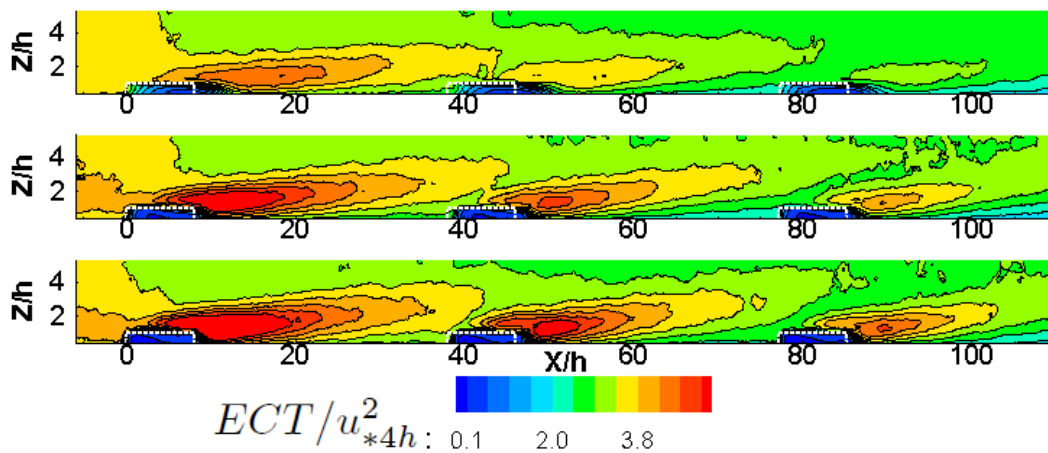


FIGURE 4.31: Similaire à la Fig. 4.23 mais pour l'énergie cinétique turbulente  $ECT$ .

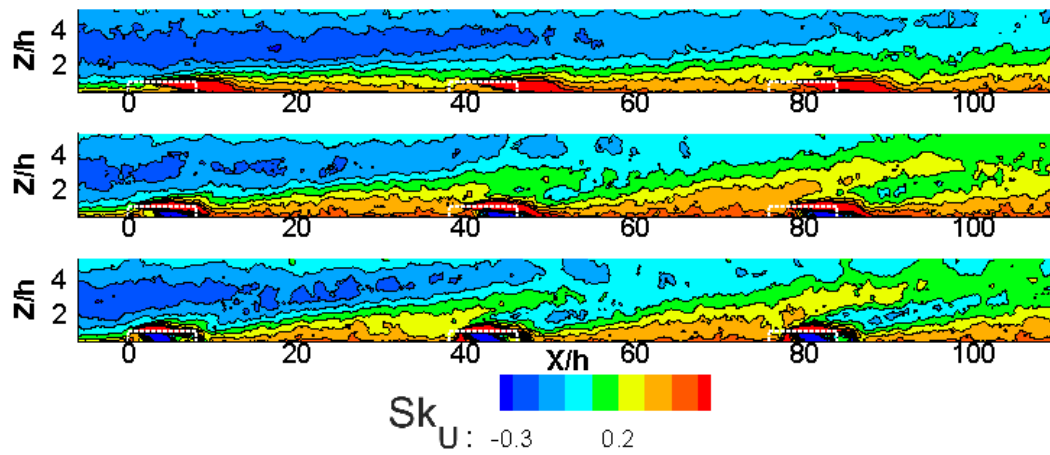


FIGURE 4.32: Similaire à la Fig. 4.23 mais pour le coefficient d'asymétrie horizontal  $Sk_U$ .

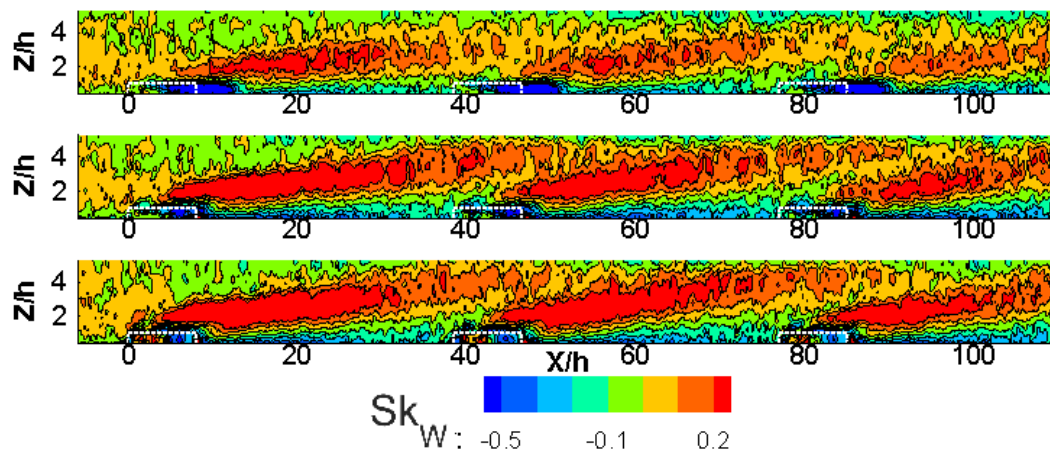


FIGURE 4.33: Similaire à la Fig. 4.23 mais pour le coefficient d'asymétrie vertical  $Sk_W$ .

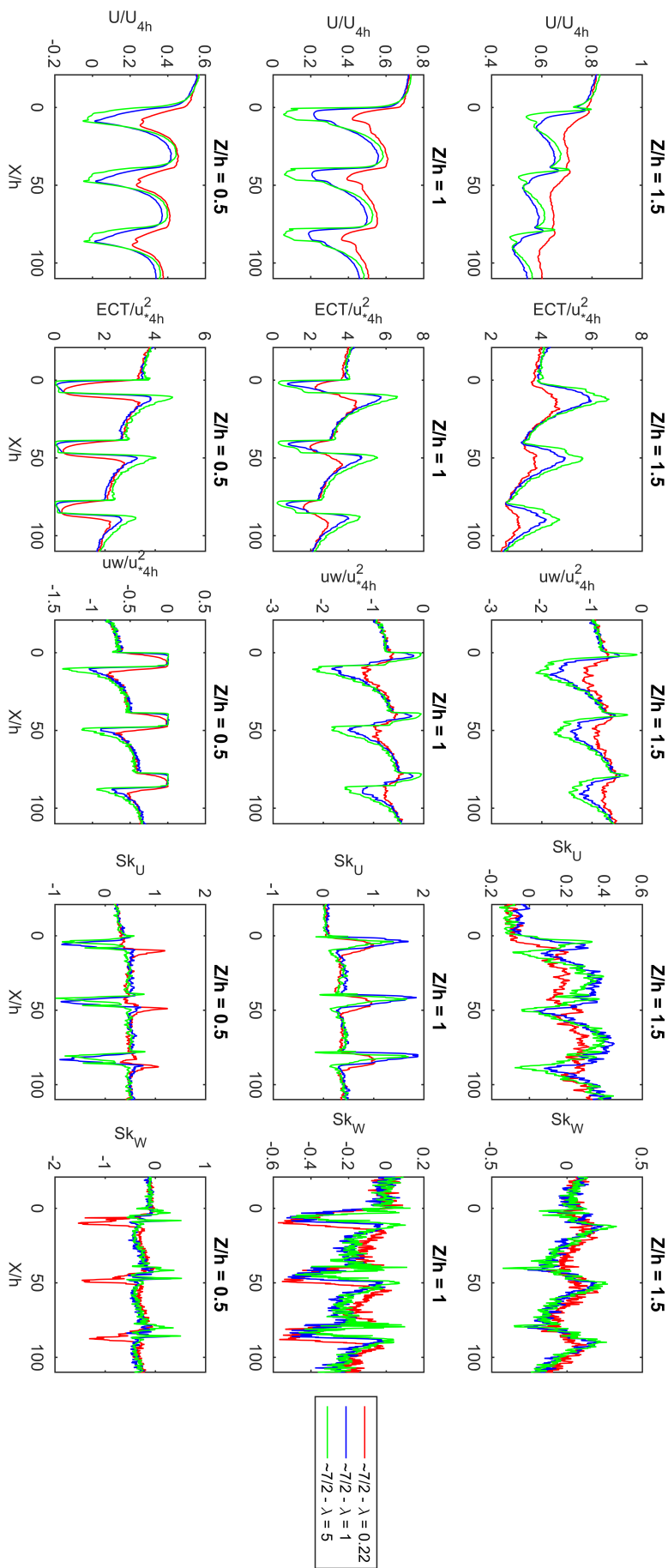


FIGURE 4.34: Profils horizontaux des grandeurs caractéristiques  $U$ ,  $ECT$ ,  $\langle \overline{u'w'} \rangle$ ,  $Sk_U$  et  $Sk_W$  pour le cas  $\sim 7/2$  à trois hauteurs ( $Z/h = 0.5$ , 1 et 1.5) et pour trois densité différentes ( $\lambda = 0.222$ , 1 et 5).

#### 4.2.4 Vitesse de frottement effective $U_{*eff}$

La vitesse de frottement effective  $U_{*eff}$  pour des densités égale à 1, représentée la Fig. 4.36 pour chaque zone représentative, diminue progressivement le long du domaine dès le deuxième bloc forestier et diminue également avec l'augmentation de l'espacement comme pour les blocs forestiers de densité 0.222. En revanche pour une densité égale à 5, on observe sur la Fig. 4.37 une augmentation de  $U_{*eff}$  par rapport au cas continu  $SE_{\lambda=5}$  pour les deux cas fragmentés.

Pour quantifier la diminution observée vis-à-vis de la fragmentation, on utilise le rapport  $U_{*eff}/U_{*eff,SE}$  représenté sur la Fig. 4.38 en fonction de l'inverse du ratio  $L_{Forest}/(L_{Forest} + L_{clearing})$  pour l'ensemble des simulations comportant des forêts de longueur  $8h$  (soufflerie et LES). On peut observer que la pente et les valeurs de  $U_{*eff}/U_{*eff,SE}$  pour des forêts de densité 1 sont quasiment identiques aux cas précédents, suggérant que l'évolution de  $U_{*eff}$  vis-à-vis de la fragmentation est la même par rapport au cas continu pour une densité inférieure à 1. Pour une densité de 5, on constate une forte augmentation pour le cas  $\sim 3/2_{\lambda=5}$  puis une soudaine diminution pour  $\sim 7/2_{\lambda=5}$ , comme observé lors du calcul de la  $z_{0eff}$ , suggérant que l'évolution de  $U_{*eff}$  pour des densités élevées n'est plus linéaire par rapport au cas continu.

La Fig. 4.39 représente l'évolution de  $U_{*eff}$  pour le cas continu et les cas fragmentés  $\sim 3/2$  et  $\sim 7/2$  pour les trois densités testées. Pour le cas continu, on peut observer que l'augmentation de la densité entraîne dans un premier temps une augmentation de  $U_{*eff}$  pour une densité inférieure à 1, puis une diminution importante pour une densité de 5 comme il a été observé lors du calcul de  $z_{0eff}$ . On en déduit que ce comportement est également dû à l'absence de couche cisailée à hauteur de canopée, entraînant une diminution de la quantité de mouvement absorbée par le couvert. Pour les cas fragmentés en revanche, on observe une constante augmentation de  $U_{*eff}$  car la couche cisailée a la possibilité de se développer au-dessus des clairières à  $Z/h = 1$  pour chaque zone représentative en raison de l'absence de traînée, et son intensité augmente immédiatement en lisière sortante avec l'augmentation de la densité.

### 4.3 Conclusions

Le modèle atmosphérique ARPS a été utilisé pour explorer les effets de la longueur et de la densité de la forêt sur des paysages présentant différents degré de fragmentation. Il a été vu qu'une diminution de la longueur de la forêt, sous une valeur seuil ( $\sim 8h$ ), tend à faire diminuer les niveaux de turbulence car la forêt est trop courte pour permettre à la turbulence de se développer complètement. En revanche, elle n'a pas d'incidence ou très peu sur le calcul de la longueur de rugosité effective  $z_{0eff}$  et de la vitesse de frottement effective  $U_{*eff}$ , suggérant que ces variables sont indépendantes de la longueur de chaque bloc forestier.

Nous avons ensuite estimé les effets de trois densités du couvert ( $\lambda = 0.222, 1$  et  $5$ ) sur l'écoulement pour un cas continu  $SE$  et pour deux cas fragmentés ( $\sim 3/2$  et  $\sim 7/2$ ). Nous n'observons pas d'augmentation globale des niveaux de turbulence à l'échelle du paysage. Néanmoins, il existe des maximums locaux des variables turbulentes à hauteur de canopée identique à chaque région de lisière entrante et sortante. La valeur de ces maximums ainsi que leur position relative à la lisière dépendent uniquement de la densité du couvert et les grandeurs caractéristiques de l'écoulement deviennent plus prononcées localement avec l'augmentation de celle-ci. A l'intérieur du couvert, les valeurs des variables turbulentes diminuent rapidement avec l'augmentation de  $\lambda$  puisque les structures cohérentes ont plus de difficulté à pénétrer dans le couvert jusqu'à une valeur seuil de la densité ( $\sim 1$ ) pour laquelle la couche cisailée et la turbulence disparaissent totalement au sein du couvert. Passé cette valeur seuil,



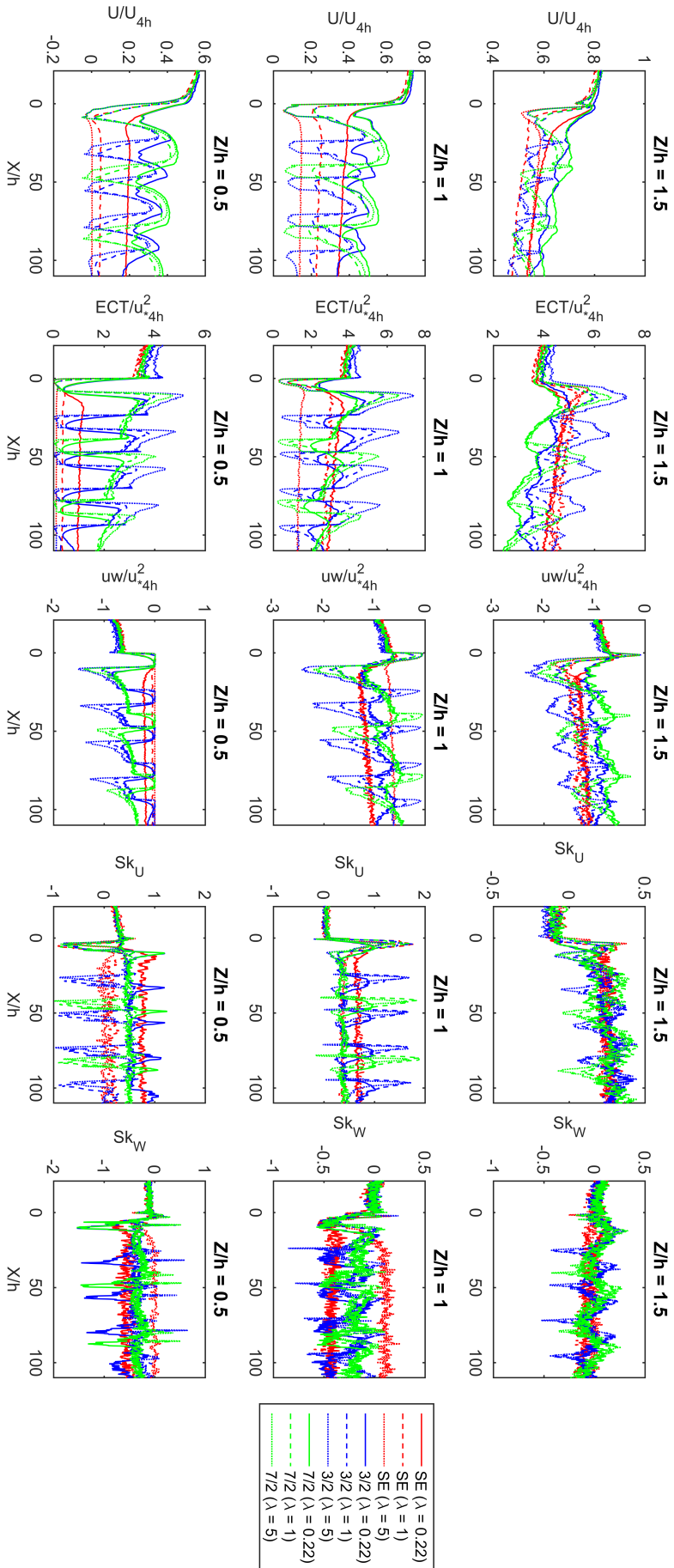


FIGURE 4.35: Profils horizontaux des grandeurs caractéristiques  $U$ ,  $ECT$ ,  $\langle u'w' \rangle$ ,  $Sk_U$  et  $Sk_W$  pour les cas continu  $SE$ ,  $\sim 3/2$  et  $\sim 7/2$  à trois hauteurs ( $Z/h = 0.5, 1$  et  $1.5$ ) et pour trois densité différentes ( $\lambda = 0.222, 1$  et  $5$ ).

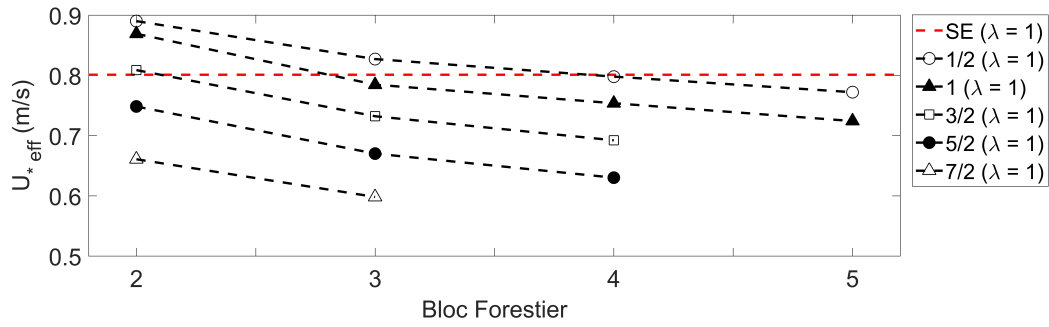


FIGURE 4.36: Vitesse de frottement effective  $U_{*eff}$  pour les six cas simulés avec  $\lambda = 1$  sur chaque zone représentative le long du domaine.

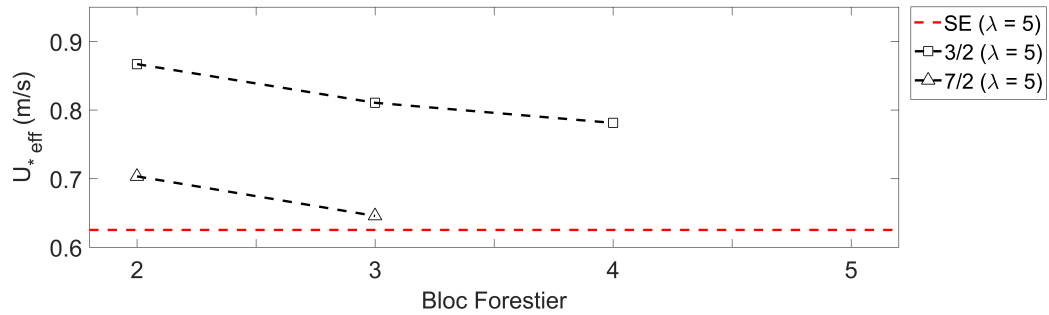


FIGURE 4.37: Vitesse de frottement effective  $U_{*eff}$  pour le cas continu  $SE$ ,  $\sim 3/2$  et  $\sim 7/2$  avec  $\lambda = 5$ ) sur chaque zone représentative le long du domaine.

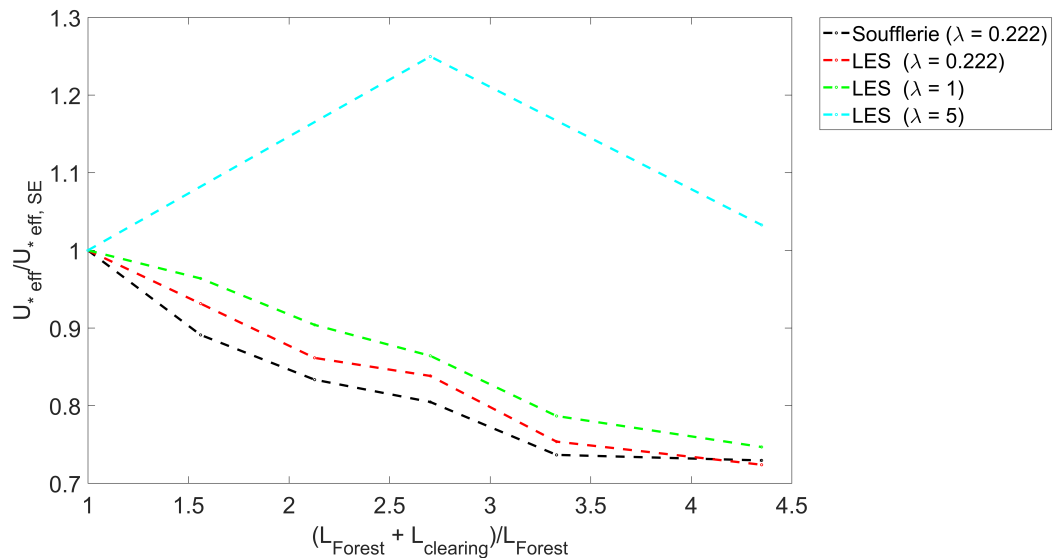


FIGURE 4.38: Rapport  $U_{*eff}/U_{*eff,SE}$  en fonction de l'inverse du ratio  $L_{Forest}/(L_{Forest} + L_{clearing})$  défini dans le chapitre 2 pour les simulations LES du chapitre 3 (courbe rouge), en soufflerie (courbe noire), pour une densité de 1 (en vert) et pour une densité de 5 (en cyan). La valeur de  $U_{*eff}$  correspond à la dernière zone représentative de chaque configuration.

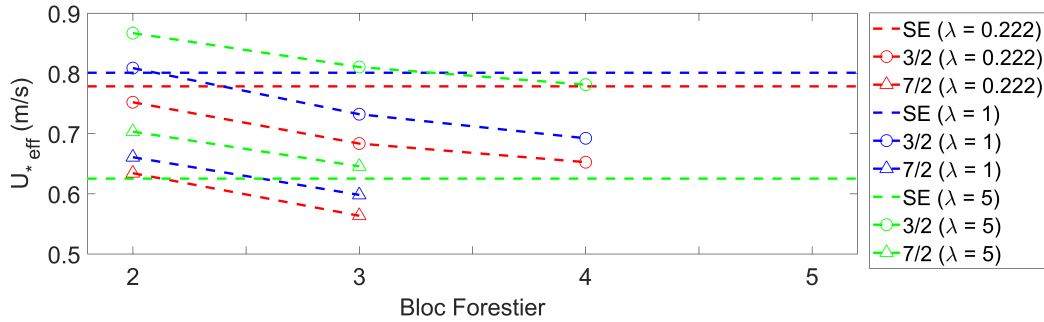


FIGURE 4.39: Vitesse de frottement effective  $U_{*eff}$  pour le cas continu  $SE$ ,  $\sim 3/2$  et  $\sim 7/2$  pour trois densités différentes ( $\lambda = 0.222$ , 1 et 5) sur chaque zone représentative le long du domaine.

l'écoulement a tendance à dévier sa trajectoire au lieu de pénétrer dans le couvert, ce qui se traduit à plus grande échelle par un pic de rugosité effective. Il a été vu que le modèle numérique est capable de capturer ce phénomène et que les résultats obtenus sont en adéquation avec la littérature.

Pour le cas continu, on observe également une diminution de la quantité de mouvement absorbée par le couvert passé ce seuil alors qu'elle augmente constamment pour les cas fragmentés en raison de la présence de structures turbulentes en lisière sortante à une hauteur  $Z/h = 1$ . Nous avons montré que le modèle ARPS est capable de capturer ces comportements bien que la valeur seuil de la densité correspondante à ce pic est différente de la littérature en raison de la différente nature du modèle forestier utilisé dans ARPS (milieu poreux).

# Bibliographie

- 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
- Dupont S, Brunet Y (2008a) Influence of foliar density profile on canopy flow : a large-eddy simulation study. *Agric For Meteorol* 148:976–990
- Dupont S, Brunet Y (2009) Coherent structures in canopy edge flow : a large-eddy simulation study. *J Fluid Mech* 630:93–128
- Garratt JR (1977) *Aerodynamic Roughness and Mean Monthly Surface Stress over Australia*. CSIRO Division of Atmospheric Physics Technical Paper 29, CSIRO, Melbourne
- Marshall JK (1971) Drag measurements in roughness arrays of varying density and distribution. *Agric Meteorol* 8:269–292
- Minvielle F, Marticorena B, Gillette DA, Lawson RE, Thompson R and Bergametti G (2003) Relationship between the aerodynamic roughness length and the roughness density in cases of low roughness density. *Environ Fluid Mech* 3:249–267
- Morse AP, Gardiner B, Marshall BJ (2002) Mechanisms controlling turbulence development across a forest edge. *Boundary Layer Meteorol* 103:227–251
- Raupach MR, Thom AS, Edwards I (1980) A wind-tunnel study of turbulent flow close to regularly arrayed rough surfaces. *Boundary Layer Meteorol* 18:373–397
- Raupach MR, Coppin PA, Legg BJ (1986) Experiments on scalar dispersion within a model plant canopy. Part I : The turbulent structure. *Boundary Layer Meteorol* 35:21–52
- Raupach MR, Hughes DE, Cleugh HA (2006) Momentum absorption in rough-wall boundary layers with sparse roughness elements in random and clustered distributions. *Boundary Layer Meteorol* 120:201–218
- Sanz Rodrigo J, van Beek J, Dezso-Weidinger (2007) Wind tunnel simulation of the wind conditions inside Bidimensional forest clear-cuts. Application to wind turbine siting, *J. Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 95:609–634



# Conclusions et perspectives

## Conclusions

Une meilleure compréhension des mécanismes d'interaction vent-forêt lors de tempêtes est nécessaire afin de minimiser les dommages causés aux arbres et ainsi optimiser les pratiques sylvicoles. Pour ce faire, c'est le paysage dans sa globalité qu'il faut considérer car il a été vu que le vent qui aborde une nouvelle parcelle est marqué par celle qu'il vient de traverser ; il peut être plus ou moins rapide, plus ou moins turbulent. A l'échelle de la mosaïque régionale, la multiplicité des lisières génère ainsi une rugosité paysagère qui peut affecter l'écoulement en le "chargeant" en turbulence. Ces paysages fragmentés ont reçu jusqu'à présent peu d'attention, en raison notamment des difficultés à effectuer des mesures à ces échelles. L'objectif général du présent projet vise à fournir une description détaillée des caractéristiques moyennes et turbulentes du vent sur des séries d'alternance forêts/clairières de différents espacements couvrant à la fois la micro-échelle et l'échelle du paysage. Notre choix s'est porté sur la modélisation en soufflerie et numérique car elles ont été prouvées efficaces dans la littérature et, pratiquement, il semble impossible de mener une campagne de mesures sur des paysages présentant divers degrés de fragmentation à l'échelle du paysage comme mentionné précédemment. Ces données en soufflerie ont été utilisées pour évaluer en détail à l'échelle du paysage la qualité du modèle numérique (*ARPS*) pour ensuite étudier une plus large gamme de fragmentation que celle simulée en soufflerie.

C'est la soufflerie de l'équipe de Marine and Atmospheric Research du CSIRO, à Canberra (Australie), que nous avons utilisée pour ce projet car elle possède les dimensions adaptées à ce genre d'étude (capable de simuler plusieurs centaines de mètres de l'atmosphère), et une maquette de végétation adéquate qui permettent de simuler aisément des alternances forêt/clairières de différentes tailles. La technique de mesure employée est le laser doppler qui a permis d'obtenir des champs tridimensionnels de vitesse instantanée avec un fort taux d'échantillonnage (champs que nous avons ensuite moyennés temporellement et spatialement sur la largeur) en un nombre de points suffisant pour caractériser l'écoulement à l'échelle des transitions et du paysage. Cette campagne en soufflerie a généré une base de données originale et de qualité sur le comportement des champs de vitesse et de la turbulence sur des paysages de différents degrés de fragmentation.

Il a été vu que pour de grands espacements, l'influence d'une parcelle se fait peu ressentir sur la suivante, et lorsqu'ils sont faibles, l'écoulement ressent peu les clairières et se comporte comme sur un couvert continu. Le couvert continu et la configuration ayant les plus grands espacements présentent des comportements extrêmes à hauteur de canopée avec  $U$  minimum et  $\langle \overline{u'w'} \rangle$  maximum en moyenne pour le cas continu et, à l'inverse,  $U$  maximum et  $\langle \overline{u'w'} \rangle$  minimum en moyenne pour le cas avec les plus grands espacements. Trois types de paysage se dégagent de ces observations : les paysages composés de petits espacements qui présentent un comportement similaire au cas continu ( $L_{Forest}/L_{clearing} \leq 1/2$ ) ; les paysages composés de

grands espacements pour lesquels la distance entre deux blocs successifs est suffisante pour permettre à l'écoulement de s'ajuster à la nouvelle surface. Dans ce cas, chaque parcelle se comporte comme un bloc forestier isolé ( $L_{Forest}/L_{clearing} \geq 3.5$ ); les paysages présentant des espacements intermédiaires où les effets de la parcelle précédente se font encore ressentir sur la suivante. L'évolution de la vitesse de frottement effective  $U_{*eff}$  et de la rugosité effective  $z_{0,eff}$  en réponse à la fragmentation du paysage semblent dépendre simplement de l'espace qu'occupe la forêt (tombstones) et la clairière (pegs) pour une même densité et une même longueur de forêt :  $U_{*eff}$  et  $z_{0,eff}$  diminuent avec l'augmentation de la longueur des clairières jusqu'à ce que l'espace occupé par la forêt devienne négligeable devant l'espace occupé par la clairière sur une zone représentative. Ces résultats sont en accord avec la littérature bien que nous ayons traité ici chaque bloc forestier comme un couvert continu de moindre densité. Nous n'observons donc pas de renforcement des variables turbulentes pour les configurations simulées ici.

Une série similaire de simulations LES a ensuite été réalisée pour évaluer le modèle atmosphérique ARPS pour des paysages hétérogènes. ARPS est à l'origine un système complet de prévision du temps qui a été validé extensivement pour un ensemble d'écoulements de méso-échelle pendant la dernière décennie. Il permet de simuler l'écoulement turbulent jusqu'au sol et de fournir une représentation instantanée des transferts turbulents entre l'intérieur de la canopée et l'atmosphère pour des cas réalistes à différentes échelles spatiales. Il a été vu que le modèle est capable de reproduire les grandes caractéristiques de l'écoulement atmosphérique pour les configurations testées. Globalement, le modèle se comporte mieux au-dessus du couvert qu'au sein du couvert avec une grande consistance tout au long du domaine quelle que soit la configuration, suggérant que la principale source d'erreur est ici la manière de modéliser la canopée végétale. Comme pour les simulations en soufflerie, aucune augmentation de la turbulence ou de la rugosité aérodynamique n'a été observée à un niveau particulier de fragmentation pour les cas de figures simulés.

Le modèle atmosphérique a ensuite été utilisé pour explorer les effets de la longueur et à la densité de la forêt. Il a été vu qu'une diminution de la longueur de la forêt, sous une valeur seuil ( $\sim 8 h$ ), tend à faire diminuer les niveaux de turbulence car la forêt est trop courte pour permettre à la turbulence de se développer complètement. En revanche, elle n'a pas d'incidence sur le calcul de la longueur de rugosité effective  $z_{0,eff}$  et de la vitesse de frottement effective  $U_{*eff}$ . Nous avons ensuite estimé les effets de trois densités du couvert ( $\lambda = 0.222, 1$  et  $5$ ) sur l'écoulement pour un cas continu  $SE$  et pour deux cas fragmentés ( $\sim 3/2$  et  $\sim 7/2$ ). Il s'est avéré que les structures cohérentes ont de plus en plus de difficulté à pénétrer dans le couvert avec l'augmentation de  $\lambda$  jusqu'à une valeur seuil ( $\lambda \sim 1$ ) pour laquelle l'écoulement dévie sa trajectoire au lieu de pénétrer dans le couvert, ce qui se traduit à plus grande échelle par un pic de rugosité effective  $z_{0,eff}$ . Nous n'observons donc pas de maximum de turbulence pour les cas de figures simulés mais les valeurs de  $z_{0,eff}$  obtenues à partir des simulations LES témoignent de l'existence du pic attendu dans la littérature. La longueur de rugosité effective  $z_{0,eff}$  diminue progressivement avec l'augmentation de la longueur des clairières lorsqu'on traite chaque bloc forestier comme un couvert continu de moindre densité. Cette diminution est visible uniquement pour des valeurs de  $\lambda$  qui se situent à gauche du pic de rugosité effective ce qui est le cas pour des forêts peu denses de type pine maritime. En revanche, pour des forêts très denses (épicéa, forêt tropicales etc.) dont la valeur de  $\lambda$  se situe à droite du pic, on observera une diminution de  $z_{0,eff}$  avec l'augmentation de  $\lambda$ . Il s'agit donc, pour en déduire le comportement de l'écoulement à petite échelle, de définir précisément quel est le degré de fragmentation et quel type de forêt compose le paysage.

## Perspectives

L'objet de ce travail a été, dans un premier temps, d'évaluer la qualité des simulations vis-à-vis des résultats expérimentaux, puis dans un deuxième temps de considérer des gammes de fragmentation plus larges que celles utilisées en soufflerie, afin de détecter des différences éventuelles de comportement. Le travail en cours s'attache à réaliser plus de simulations LES dans le but d'identifier précisément le pic de rugosité pour le modèle LES ; en particulier pour une gamme de  $\lambda$  compris entre 1 et 5 (LAI compris entre 2 et 10), c'est dans cette gamme que se situent la plupart des couverts réels.

On pourra également simuler des écoulements sur des paysages qui combinent plusieurs types d'hétérogénéités, c'est-à-dire des paysages présentant des hauteurs, des densités, des longueurs de forêt et de clairière variables comme on peut rencontrer dans la réalité. Les résultats obtenus pourront être confrontés avec plusieurs ensembles de données expérimentales in situ : base de données des dégâts au cours de la tempête de 1999 sur la forêt de pins de Nezer au sud de Bordeaux, mesures sur la dynamique de pins maritimes, mesures réalisées par la Forest Research, UK. La forêt de Nezer en particulier est caractérisée par une forte fragmentation et a déjà reçu une attention particulière dans la littérature (Kamimura et al. (2015)<sup>1</sup>). Le modèle ARPS permettrait alors de fournir un ensemble d'indicateurs de stabilité de l'arbre (liés à la répartition, l'intensité, la durée des contraintes mécaniques qui s'exercent sur et dans la structure) lorsqu'il est soumis, en un endroit quelconque d'un paysage, à un écoulement turbulent.

La nature générique de la modélisation envisagée ici rend notre étude généralisable à de nombreuses applications telles que la production d'énergie éolienne en paysages fragmentés qui peut être significativement altérée par la turbulence (Sanz et al., 2007) ; la dispersion de polluants ou la propagation du feu de forêt qui sont fortement influencées par la direction du vent.

A l'échelle du paysage, il n'y a pas de théorie à l'heure actuelle qui puisse décrire de façon satisfaisante la géométrie de la surface et les hétérogénéités environnantes à plus grande échelle. Pour étudier la CLA ou pour faire un traitement théorique adéquat on est amené à simplifier considérablement la surface. Généralement on se limite à considérer des surfaces planes et homogènes. Ensuite on essaie de caractériser la rugosité de la surface par un paramètre descriptif,  $z_{0eff}$  ce qui implique une distribution uniforme des éléments de rugosité et de leurs dimensions (gazon, forêt, plans d'eau). Il n'y a pas de méthode systématique de calcul d'un paramètre de rugosité étant donné la complexité des types de surface et de leur variété. Par conséquent, les nouvelles connaissances présentées dans cette thèse devraient constituer une bonne base pour alimenter de manière précise les modèles à méso-échelle à faible résolution spatiale. A long terme, ce travail devrait permettre d'alimenter la recherche d'une caractérisation simplifiée de l'écoulement en paysage fragmenté, reposant sur l'utilisation d'échelles de longueurs appropriées et qui permettraient d'opérer un changement d'échelle de la parcelle à la région. Le bénéfice d'une telle caractérisation serait de pouvoir introduire simplement dans des systèmes de gestion forestière des estimations de risques dus au vent (notamment le modèle Forest Gales de B. Gardiner) et d'aider à une meilleure prédiction de l'impact de la fragmentation des forêts sur les risques de dégâts

---

1. Kamimura K, Gardiner B, Dupont S, Guyon D, Meredieu C (2015) Mechanistic and statistical approaches to predicting wind damage to individual maritime pine (*Pinus pinaster*) trees in forests. Canadian Journal of Forest Research 46:88–100





# Annexe A

## Annexes

### Appendix A1 : Data analysis protocol

The data processing steps (1 to 9) are shown in Fig. A.1 and are applied in a consistent way to all configurations.

**Step 1 :** The first step consists in collecting the raw data using the LDV housed on two separate probes mounted at  $60^\circ$  to each other in a rigid metal housing attached to a traversing system with minimal vertical tilt, and also carefully levelled in the  $(X, Y)$  plane. The doppler signal returned from each pair of beams is composed of three vectors :  $LDA1$ ,  $LDA2$ ,  $LDA3$ .

**Step 2 :** Since air density and air pressure vary the first step is to define a standard reference condition in order to remove variations due to changes in atmospheric conditions. The raw data are brought to a standard pressure and density by dividing measurements by a *Standard Pressure and Density factor* ( $SPD_{ref}$ ). It is calculated using the formula presented in the diagram in Fig. A.1 step 2 using a reference throat pressure of  $50 Pa$  and a reference density of  $1.1 \text{ kg m}^{-3}$ .  $\rho$  and  $P_{throat}$  are sampled and averaged over time during the acquisition of  $LDA1$ ,  $LDA2$  and  $LDA3$ . An additional correction has to be applied because one of the probes was rotated after laser maintenance. This correction consisted in taking  $LDA1$  (measured by the 1D probe) as the ‘truth’ and correcting  $LDA2$  and  $LDA3$  (measured by the 2D probe) by using multiplication factors  $f_v$  and  $f_w$ , respectively, which were obtained by measuring the three pairs of probe beam angles very accurately.

**Step 3 :** Step 3 involves converting corrected  $LDA1$ ,  $LDA2$  and  $LDA3$  signals into a 3D vector in the orthogonal co-ordinate system of the wind tunnel. The exact method to determine the transformation matrix used in this experiment is described in the user guide written by Böhm and Hughes (2004).

**Step 4 :** The next step is to rotate the wind vector into the flow coordinates to remove any possible angle between the probe system and the wind tunnel itself. This consists in rotating the vector by an angle  $\phi$  into the streamwise wind direction at each  $X$  location where measurements were made. This is done by forcing the  $V$  component to zero well above the forest where no surface effect is noticeable.  $\phi$  is calculated at each  $X$  location using measurements between  $z = 3h$  and  $z = 4h$  for the *Lower* and the *Upper* profiles separately.

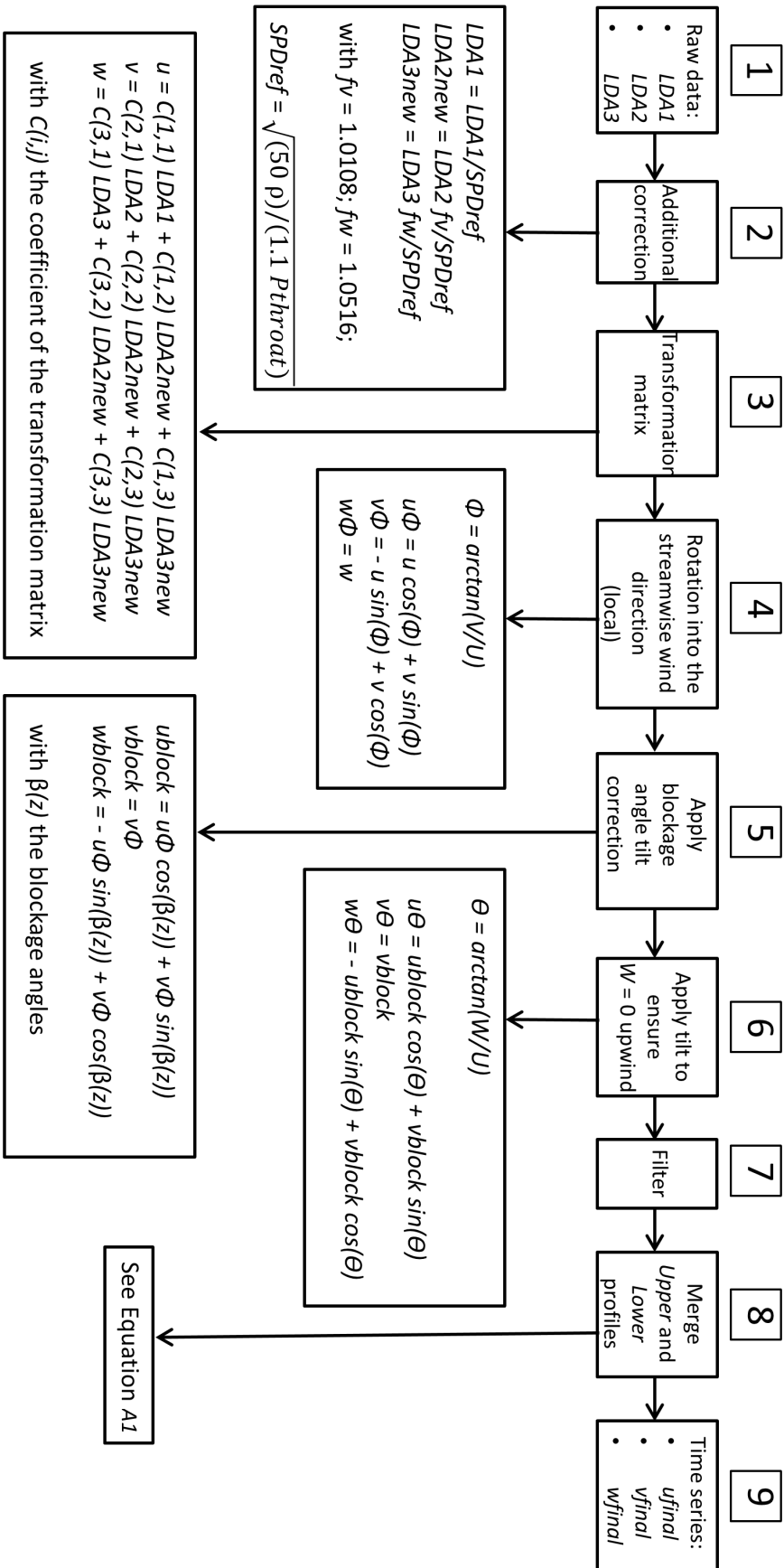


Fig. A.1 : Diagram showing the data processing steps.

$Z_{Lower}/h$	$Z_{Upper}/h$
	5.35
	5
	4.5
4	4
3.5	3.5
3	3
2.6	2.6
2.4	2.4
2.2	2.2
2	
1.8	
1.6	
1.4	
1.3	
1.2	
1.1	
1	
0.9	
0.8	
0.7	
0.6	
0.5	
0.4	
0.3	
0.2	

TABLE A.1: Vertical measurement positions

**Step 5 :** The next step is to correct for flow distortion due to the presence of the LDV. This is called the ‘blockage effect’. To assess and correct for this effect independent hot-wire anemometry observations were made at the LDV sampling location with and without the LDV apparatus present. As hot-wire anemometry provides good enough measurements of first-order statistics, we are confident about the blockage angles thus deduced. A small, but statistically significant, height dependent rotational deflection in the  $(X, Z)$  plane was diagnosed together with a small, statistically insignificant, speed-up of the mean flow. The rotational deflection was nearly constant above the canopy of approximate magnitude  $2^\circ$ , monotonically decreasing to zero at the ground. A correction is therefore applied to the LDV time series to remove the height-dependent rotational deflection.

**Step 6 :** After correcting for blockage, we calculate and apply a second tilt rotation in the  $(X, Z)$  plane by an angle  $\theta$ , for the same reason as in Step 4.  $\theta$  is calculated from the upstream flow (at  $X = -21h$ ). It is unique for a particular wind-tunnel configuration and is applied to all points in the wind tunnel. Its value ranges between  $0^\circ$  and  $2.8^\circ$ .  $\theta$  represents the angle between the wind-tunnel physical coordinate system represented by the traversing system and the flow coordinate system after correcting for blockage in step 5.

**Step 7 :** A spike filter developed by Højstrup (1993) and adapted by Vickers and Mahrt (1997) is then applied. Any point that is more than 3.5 standard deviations away from the mean is flagged as a possible spike and removed from the dataset. This process is repeated until no more spikes are detected. At each iteration, the factor of 3.5 is increased by 0.3 after the standard deviations are recalculated. This filter is applied in order to remove unphysical velocity component values.

**Step 8 :** A final step is necessary to combine the *Lower* and *Upper* profiles as described in Eq. A.1. Profiles have to be spatially and temporally averaged in the  $Y$  direction to extract  $U$  and  $W$ , and to determine the matching angle  $\beta_{Matching}$ . The  $\beta$  angles are calculated well above the canopy to avoid surface effects and are averaged from  $z = 2.2$  to  $4h$  at each  $X$  location. Only the *Upper* profiles are rotated in order to match the *Lower* profiles. This is essentially a final small rotation of the upper profile in the  $(X, Z)$  plane to get a match with the *Lower* profile. This rotation differs from one configuration to another but is in a range between  $0^\circ$  and  $-2.5^\circ$ . This step is necessary due to very minor differences in leveling the LDV with and without the extension.

$$\begin{cases} \beta_{Lower} = \arctan(\langle \overline{W}_{Lower} \rangle / \langle \overline{U}_{Lower} \rangle)_{averaged\ over\ z=2.2\ to\ 4h}, \\ \beta_{Upper} = \arctan(\langle \overline{W}_{Upper} \rangle / \langle \overline{U}_{Upper} \rangle)_{averaged\ over\ z=2.2\ to\ 4h}, \\ \beta_{Matching} = \beta_{Upper} - \beta_{Lower}, \end{cases} \quad (A.1)$$

$$\begin{cases} u_{Matching} = u_{Upper} * \cos(\beta_{Matching}) + v_{Upper} * \sin(\beta_{Matching}), \\ v_{Matching} = v_{Upper}, \\ w_{Matching} = -u_{Upper} * \sin(\beta_{Matching}) + w_{Upper} * \cos(\beta_{Matching}), \end{cases}$$

In summary, raw data are first brought to a standard pressure and density, multiplied by  $f_v$  and  $f_w$ , converted into a tunnel-oriented right-handed Cartesian co-ordinate system  $(X, Y, Z; U, V, W)$ , rotated using calculated tilt angles at each  $X$  location, corrected for blockage due to the LDV and traversing apparatus, and finally rotated with the yaw angle using a unique angle  $\theta$  calculated from the upstream flow. After being spatially and temporally averaged, the *Lower* and *Upper* profiles are matched through a small rotation in the  $(X, Z)$  plane of the *Upper* profiles. This whole process is applied in a consistent way to all configurations.

## Appendix A2 : annexes relatives au chapitre 4

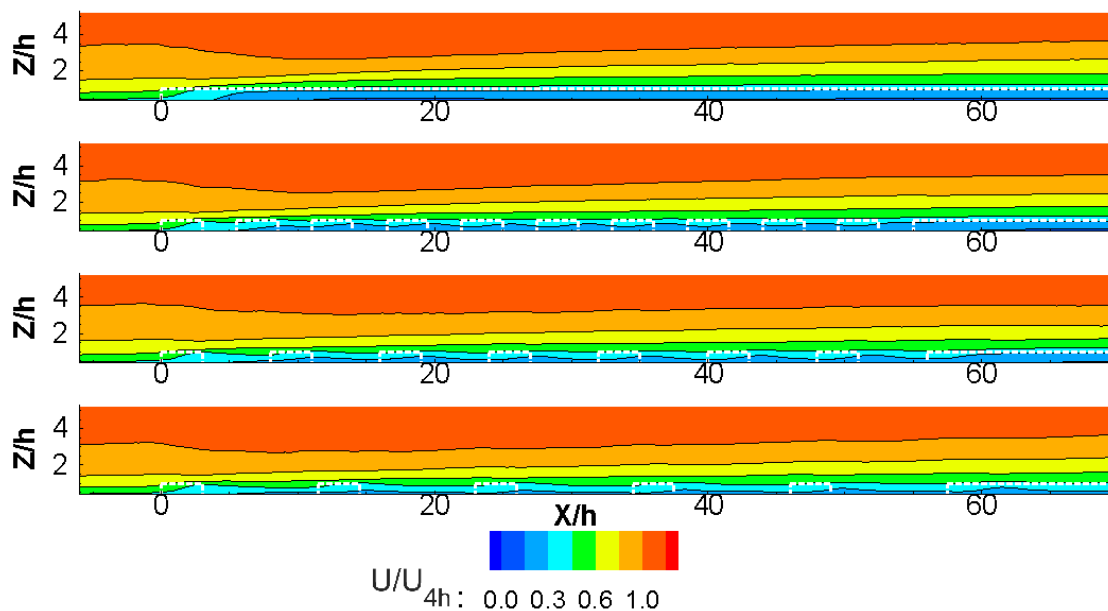


Fig. A.2 : champs 2D de la vitesse moyenne horizontale  $U$  dans le plan  $(X, Z)$  dans le plan  $(X, Z)$  du cas homogène ( $SE$ ) (Référence) et des différentes configurations composées de forêts de longueur  $3h$  et d'espacements de  $2.5h$ ,  $5h$  et  $8.5h$ . Les pointillés blancs représentent la limite de la canopée.

