Thèse de Doctorat

de l'École Polytechnique

Présentée par

Clément FESQUET

Laboratoire de Météorologie Dynamique

Sujet de la thèse

STRUCTURE DE LA TURBULENCE ATMOSPHÉRIQUE A PROXIMITÉ DE LA SURFACE

Soutenue le 20 octobre 2008, devant le jury composé de :

Chantal STAQUET	LEGI	Rapporteur
Pierre DURAND	LA	Rapporteur
Valéry MASSON	CNRM	Examinateur
Emmanuel DE LANGRE	LADHYX	Examinateur
Yves BRUNET	INRA/EPHYSE	Président
Luc MUSSON-GENON	CEREA	Examinateur
Philippe DROBINSKI	LMD/IPSL	Directeur de thèse
Thomas DUBOS	LMD/IPSL	Co-directeur de thèse

Remerciements

En premier lieu, je tiens à remercier Hervé Le Treut, le directeur du laboratoire, de m'avoir accueilli au sein du LMD.

Je remercie chaleureusement Philippe Drobinski et Thomas Dubos d'avoir encadré cette thèse et d'avoir été disponible et patient dans les moments les plus difficiles.

Un grand merci à Christian Barthlott et Sylvain Dupont pour leur collaboration significative à ce travail de thèse.

Tous mes remerciements vont aux rapporteurs, Chantal Staquet et Pierre Durand, pour le temps et les efforts consacrés à la lecture de ce manuscrit. Merci à Valéry Masson, Emmanuel De Langre et Luc Musson-Genon pour avoir animé les discussions. J'adresse mes remerciements les plus sincères à Yves Brunet qui a accepté de présider mon jury de thèse.

Merci aux membres de l'équipe SIRTA, Martial Haeffelin, le chef, Christophe Pietras, le cascadeur de l'équipe, Bernard Romand, Florian Lapouge et, Christophe Boitel, probablement le plus gentil des informaticiens...

Merci à Martine Roux et Eliane Rier pour leur efficacité et leur disponibilité. Merci également à Marie-Claire pour sa gentillesse et son ouverture d'esprit.

Un grand merci à Fabien Marnas, Yohann Morille, Nicolas Arnault, Gillian Boccara, Tamara Salameh, Edouard Martins et Cindy Lebaupin pour avoir fait de notre bureau une petite chaumière où l'on rit.

Je tiens également à remercier les gens qui m'ont entouré et sans qui je ne serais rien : mon frère Guilaume, Thomas, Flo, Cowboy, Cheval, Yann, Emilie...

Merci à mon père, ma mère et tous les membres de ma famille qui ont manifesté de l'intérêt pour ce travail et m'ont soutenu inconditionnellement.

Enfin, merci à tous ceux qui ont croisé ma route pendant ces 3 ans et que je n'ai pas cité...

Table des matières

1 Introduction générale **3**

2 Moyens expérimentaux et numériques **11**

2.1 Mesures expérimentales 12

2.1.1 Site d'observation : SIRTA 12

2.1.2 Mesure de l'épaisseur de la CLA par lidar rétrodiffusion 13

2.1.3 Mesure des variables météorologiques moyennes et turbulentes par anémomètres soniques 16

2.2 Modélisation numérique avec le modèle ARPS 21

2.3 Analyse en ondelettes 26

2.3.1 Méthode 27

2.3.2 Extraction des structures cohérentes dans nos séries temporelles . . 30

I Turbulence en terrain homogène **35**

3 Etude des spectres turbulents **37**

3.1 Calcul des spectres 37

3.2 Lois d'échelle 38

3.2.1 Domaine inertiel (limite régions 1-2) 41

3.2.2 Domaine de production d'énergie (limite régions 3-2) 44

3.2.3 Cas particulier de l'absence de stratification (neutralité) 47

3.3 Forme des spectres 48

3.4 Conclusion 53

4 Etude des structures cohérentes **55**

4.1 Caractéristiques structurelles 57

4.2 Caractéristiques énergétiques 64

4.2.1 Contribution au flux total et efficacité du transport 64

4.2.2 Impact des propriétés des structures cohérentes sur la contribution aux flux 67

4.3 Conclusion 69

II Turbulence en terrain hétérogène **75**

5 Etude expérimentale **77**

5.1 Variables statistiques de la turbulence 78

5.1.1 Longueur de rugosité 78

5.1.2 Energie cinétique turbulente, flux de quantité de mouvement et de chaleur près de la surface 82

5.2 Structures cohérentes 86

5.3 Conclusion 92

6 Etude numérique **95**

6.1 Structure de l'écoulement 96

6.2 Analyse des structures cohérentes 99

6.2.1 Occurrence, durée et temps de séparation, contribution aux flux . . 99

6.2.2 Taille et trajectoire des structures 104

6.3 Discussion 110

6.4 Conclusion 112

7 Conclusion et perspectives **115**

Bibliographie **119**

Chapitre 1

Introduction générale

Le langage commun a adopté le mot turbulence pour caractériser le comportement aléatoire de systèmes complexes tels que l'atmosphère, les cours de la bourse, la foule ou encore l'individu. Si on se focalise sur la physique, on trouve dans les synonymes de la turbulence : dispersion, mélange, dissipation, et dans les antonymes : unité, homogénéité. La turbulence disperse et mélange le milieu où elle se développe. Puis, elle s'efface et disparaît, une fois produites l'unité et l'homogénéité qu'elle a favorisées. En mécanique des fluides, la turbulence désigne l'état d'agitation et de désordre que l'on observe dans tout écoulement quand son inertie dépasse un certain seuil. Ce seuil est caractérisé par un nombre sans dimension, le nombre de Reynolds $Re = \frac{Ul}{\nu}$, où U et l sont respectivement la vitesse et la longueur caractéristiques de l'écoulement, ν est la viscosité cinématique du fluide. Re représente donc la contribution relative de l'inertie du fluide par rapport à sa viscosité. Un écoulement est considéré comme turbulent si $Re >> 1$ et donc, si l'inertie du fluide est supérieure à sa viscosité cinématique. La turbulence de l'écoulement est alors caractérisée par des tourbillons, de tailles très inférieures à l'échelle de l'écoulement moyen, qui ont des mouvements erratiques et imprévisibles par comparaison avec ce dernier et est abordée en terme de longueur de mélange (Prandtl).

L'approche statistique permet de comprendre le comportement d'un système turbulent dans son détail (à petite échelle) en s'intéressant aux processus stochastiques élémentaires

de l'agitation du fluide. La méthode consiste à décomposer les variables de l'écoulement en une partie moyenne, et une partie turbulente. Ainsi, la vitesse instantanée de l'écoulement s'écrit : $u_i = \overline{u_i} + u_i'$ où l'indice $i = 1$, 2 et 3 représente respectivement la composante longitudinale ($u_1 = u$), la composante transverse ($u_2 = v$) et la composante verticale ($u_3 = w$) de la vitesse du vent, $\overline{u_i}$ désigne l'écoulement moyen et u_i', l'écoulement turbulent. On procède de la même manière pour la pression ($p = \overline{p} + p'$), la température ($T = \overline{T} + T'$) et les autres variables scalaires de l'écoulement. Notons que, par construction, $\overline{u'} = \overline{v'} = \overline{w'} = \overline{T'} = \overline{p'} = 0$. L'étude de la turbulence consiste alors à calculer les indicateurs classiques de la statistique, la variance ($\overline{u_i'^2}$, $\overline{p'^2}$ et $\overline{T'^2}$) et la covariance ($\overline{u_i'u_j'}$ ($i \neq j$) et $\overline{u_i'T'}$), qui constituent l'énergie turbulente.

Richardson (1922) observe qu'un écoulement est constitué d'une importante gamme d'échelles (tailles) de tourbillons imbriqués les uns dans les autres, et suggère un processus d'interaction entre ces différentes échelles en terme d'énergie. Ce concept, constituant l'un des fondements de la turbulence, propose que l'énergie turbulente est transférée des grandes vers les petites échelles jusqu'à la dissipation, par la viscosité intrinsèque du fluide, sous forme de chaleur. Ce concept, appelé "cascade d'énergie", conduit Kolmogorov (1941) à étudier la structure de la turbulence en terme d'échelles (étude spectrale) et à établir une loi en puissance régissant l'évolution de la dissipation de l'énergie turbulente en fonction des différents échelles du mouvement turbulent.

Dans l'atmosphère, la viscosité cinématique de l'air ν_{air} est très petite ($\approx 10^{-5}\ m^2\ s^{-1}$). Si l'on s'intéresse à un vent de vitesse $U > 1\ m\ s^{-1}$, Re sera donc grand, et l'écoulement sera, dans la grande majorité des cas, naturellement turbulent. La définition de la turbulence atmosphérique est liée à la notion d'échelle du mouvement. La couche limite atmosphérique (CLA) est la couche de l'atmosphère la plus proche de la surface. D'épaisseur variant typiquement entre quelques centaines de mètres et quelques kilomètres, elle est le théâtre des principaux échanges entre la surface et les couches supérieures. La CLA constitue l'écoulement qui présente la plus grande gamme d'échelles de mouvement. Ces différentes échelles sont mises en évidence par une représentation schématique de l'énergie spectrale de la vitesse du vent, mesurée dans la CLA (figure 1.1). Les dépressions et les anticyclones s'étendent sur plusieurs milliers de kilomètres (période $\approx$ 4 jours). On trouve

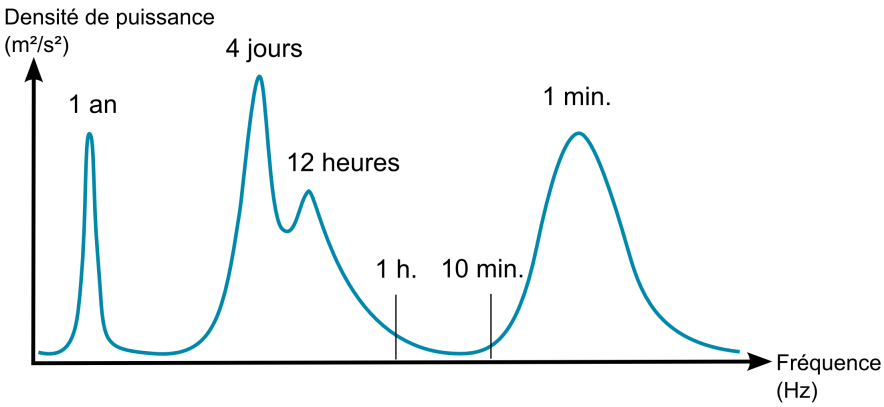


FIG. 1.1 – Schéma représentant les différentes échelles du vent à 100 m d'altitude (Van der Hoven, 1957).

ensuite les variations de la hauteur de la CLA (de l'ordre de 12 heures). D'autres tourbillons existent à des échelles plus fines (1 min). Les plus petites, de l'ordre du dixième de millimètre, sont les échelles appelées "échelles de Kolmogorov". Stull (1988) définit la CLA comme "la partie de l'atmosphère qui ressent directement l'effet de la surface et répond à ses forçages dans un temps caractéristique d'environ 1 heure ou moins". Le frottement dû au couvert, l'évaporation, les transferts de chaleur ou encore l'émission de polluants sont autant de forçages à la surface qui perturbent l'écoulement dans la CLA via divers processus de transport dont le plus important est la turbulence. La partie droite du spectre de la figure 1.1, correspondant à des écoulements de périodes caractéristiques inférieures à 1 h, représentent donc les variations de la CLA et les échelles de la turbulence atmosphérique. L'étude de la turbulence dans la CLA revient donc à ne considérer que ces échelles. La sous-couche de la CLA en contact direct avec la surface est appelée la couche de surface de l'atmosphère (CSA), elle s'étend typiquement sur 10 % de la CLA.

En terrain homogène, l'écoulement turbulent dans la CSA est régi par la théorie de similitude de Monin-Obukhov (MO) (Monin and Obukhov, 1954). Cette théorie consiste principalement à considérer que la turbulence est homogène (localement) et isotrope (contribution équivalente de chacune des composantes de la vitesse). Elle prédit un profil vertical de vent logarithmique et fournit les variables d'échelles du mouvement turbulent : la vitesse de frottement $u_\star$, la longueur de rugosité z_0 et la longueur d'Obukhov $L_\star$. $u_\star$ est déduite des flux

de quantité de mouvement ($\overline{u'w'}$ et $\overline{v'w'}$) par la formule suivante : $u_\star = (\overline{u'w'}^2 + \overline{v'w'}^2)^{1/4}$ alors que $L_\star$, caractérisant la stabilité de l'écoulement, est calculée par $L_\star = -\frac{u_\star^3 \overline{T}}{kg\overline{w'T'_v}}$, où k est la constante de Von Karman ($k \simeq 0.4$) et g l'accélération due à la gravité. z_0 est un paramètre local dépendant de la nature de la surface. Les autres grandeurs caractéristiques de l'écoulement turbulent sont l'énergie cinétique turbulente par unité de masse (e) définie par $e = (1/2)(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$ et $T_\star$, l'échelle de température déduite à la fois du flux de chaleur ($\overline{w'T'_v}$) et de $u_\star$ par l'expression $T_\star = -\frac{\overline{w'T'_v}}{u_\star}$. D'après Deardorff (1972), la stratification locale dans la CLA peut être exprimée par $z_i/L_\star$, où z_i est la hauteur de la CLA. $z_i/L_\star < 0$ (> 0) indique l'instabilité (stabilité) thermique. Les flux de moment et de chaleur à la surface sont égaux à $-\rho {u_\star}^2$ et $-\rho C_p u_\star T_\star$ respectivement, où ρ est la densité de l'air et C_p la chaleur spécifique à pression constante.

Les premières études spectrales de la structure de la turbulence dans la CSA ont servi de résultats standards pour des couches de surface homogènes en conditions stables et neutres. Elles s'appuient sur la théorie de MO et fournissent des spectres pré-multipliés mettant en évidence les lois d'échelle pilotant la région de production (grandes échelles) et la dissipation (petites échelles de Kolmogorov) d'énergie. Dans ces deux domaines spectraux, l'évolution de l'énergie turbulente en fonction de la taille des tourbillons vérifie respectivement, $\kappa_1 E_{ii}(\kappa_1) \propto \kappa_1$ et $\kappa_1 E_{ii}(\kappa_1) \propto \kappa_1^{-2/3}$ (Kolmogorov) où κ_1 est le nombre d'onde longitudinal (hypothèse de Taylor) et E_{ii} est la densité spectrale des composantes longitudinale (i=1), transverse (i=2) et verticale (i=3) des fluctuations de la vitesse. Dans ce type de modèle, les échelles de la turbulence ainsi que leur énergie correspondante dépendent essentiellement des caractéristiques locales de l'écoulement (hauteur de mesure z) (Kaimal et al., 1972; Busch and Panofsky, 1968). Par la suite, Townsend (1961) suggère que, près de la surface, la turbulence peut être décomposée en une partie interne ("inner turbulence"), de petite échelle, dépendante des caractéristiques locales de l'écoulement et une partie externe ("outer turbulence"), de grande échelle, influencée par des paramètres de grande échelle de l'écoulement. Kaimal et al. (1976) vérifie expérimentalement ce concept en conditions convectives et Kaimal (1978) développe un modèle permettant de le mettre en évidence dans les spectres de la vitesse horizontale, en CSA convective. Les spectres obtenus possèdent deux pics prononcés à des échelles dépendant respectivement de z (domaine inertiel) et de z_i (domaine de production d'énergie). Récemment, les modèles de Hunt and Morrison (2000)

et McNaughton (2004) s'appuient sur ces diverses observations pour discuter la dynamique de la turbulence dans la CLA. Hunt and Morrison (2000) proposent, qu'en atmosphère neutre, les tourbillons de grande échelle viennent s'écraser sur la surface (mouvement de haut en bas, "top-down") où ils sont bloqués par la surface et cisaillés par le vent moyen. Ils obtiennent des spectres pré-multipliés de la vitesse horizontale $\kappa_1 E_{11}(\kappa_1)$ et $\kappa_1 E_{22}(\kappa_1)$ présentant un plateau ("plage en -1") où E_{11}, $E_{22} \propto \kappa_1^{-1}$. McNaughton (2004) propose que les tourbillons de la couche supérieure de la CLA convective créent un cisaillement variable à travers l'entière couche de surface, cisaillement qui favorise le développement de petites structures dans la CSA. Ces structures sont attachées à la surface et se développent vers le haut par un processus de cascade et sont les éléments fondamentaux d'un système auto-organisé de tourbillons dans la couche de surface. Ce modèle prédit que $\kappa_1 E_{11}(\kappa_1)$ et $\kappa_1 E_{22}(k_1)$ contiennent une partie à petite échelle ("inner turbulence") aux grands nombres d'onde représentant les petites structures et le produit de leurs cassures, et une partie grande échelle ("outer turbulence") aux petits nombres d'onde représentant la modulation des petits tourbillons par les grands.

La représentation spectrale de la structure de la turbulence suggère donc l'existence de tourbillons organisés de grande taille (supérieure à l'échelle inertielle) qui peuvent s'étendre, en condition convective, sur la CLA toute entière (structures cohérentes). Ces structures ont été traitées de façon théorique (e.g. Raupach et al., 1980, 1996), numérique (e.g. Su et al., 1998; Drobinski and Foster, 2003; Drobinski et al., 2007; Foster et al., 2006) et expérimentale (e.g. Gao et al., 1989; Paw U et al., 1992; Chen et al., 1997; Drobinski et al., 1998; Krusche and De Oliveira, 2004; Drobinski et al., 2004). Dans la couche limite atmosphérique, les montées ("ejections") et descentes ("sweeps") d'air sont les mouvements primaires constituant les structures cohérentes (Katul et al., 1997; Foster et al., 2006). Les cycles ejection/sweep sont généralement associés à des tourbillons générés et entretenus par l'instabilité hydrodynamique due aux gradients de vitesse près de la surface (Robinson, 1991; Kanda and Hino, 1993; McNaughton and Brunet, 2002). L'existence de structures cohérentes en conditions faiblement stable et neutre montre que ces structures ne sont pas forcément liées à la convection (Gao et al., 1992; Paw U et al., 1992). En conditions très stables, la turbulence et les ondes de gravité coexistent ce qui rend l'étude des structures cohérentes plus complexe. Les structures cohérentes sont donc très dépendantes des

conditions de stabilité. Elles peuvent prendre la forme de rouleaux convectifs en conditions instables (e.g. Etling and Brown, 1993; Drobinski et al., 1998), de structures cisaillées près de la surface ("streaks") (e.g. Drobinski and Foster, 2003; Drobinski et al., 2004, 2007) ou encore d'ondes en conditions stables (Mahrt, 1999). D'après les travaux de Barthlott et al. (2007), les structures cohérentes contribuent en moyenne à 50 % du transport turbulent mais la gamme de valeurs possibles est large (entre 30 et 70 %).

La surface terrestre n'est pas homogène. Elle est couverte d'éléments topographiques de rugosité diverse tels que des surfaces agricoles, des forêts ou encore des bâtiments. Cette large gamme de surfaces complexes perturbe l'écoulement à la surface et a un impact sur les processus gouvernant les échanges de quantité de mouvement, de chaleur et de masse avec la CLA. L'interaction entre la surface et l'atmosphère ainsi que les caractéristiques d'un écoulement en amont et en aval d'éléments rugueux ne sont que partiellement compris. En effet, la CSA doit continuellement s'ajuster aux changements du couvert. Les gradients de pression induits par la présence d'éléments rugueux provoquent une réponse rapide de l'écoulement. En revanche, son ajustement à la nouvelle surface, par mélange turbulent, se fait progressivement au moyen d'une couche limite interne se développant vers le haut en aval du changement de rugosité. Dans ce cas, la couche de surface n'est plus spatiallement homogène, les flux ne sont plus constants avec l'altitude, la théorie de similitude de MO n'est donc plus applicable.

Des études expérimentales et numériques ont été menées de façon à améliorer notre connaissance de la dynamique de la turbulence en terrain faiblement hétérogène (Bradley, 1968; Claussen, 1987) en se focalisant sur l'impact d'un changement de rugosité et/ou d'une transition de flux de chaleur sur les propriétés de la turbulence ou sur la paramétrisation des modèles (e.g. Taylor, 1968; Mahrt, 1996). Ces différentes études suggèrent que proche de la nouvelle surface, dans la couche limite interne, une "couche d'équilibre" se forme. Cette couche est complètement ajustée à la nouvelle surface, les flux sont ainsi représentatifs de cette nouvelle surface et approximativement constants avec l'altitude, permettant d'appliquer la théorie de similarité (Garratt, 1990). De plus, de récentes études menées par Patton et al. (2005) ou Courault et al. (2007) ont mis en évidence l'effet perturbant de circulations de type brise induites par l'hétérogénéité de la surface sur la structure de la CLA et ses

caractéristiques énergétiques (flux et variances de la turbulence). Le niveau de complexité augmente lorsque l'on parle de turbulence à l'intérieur ou au-dessus d'une canopée. Dans le cas d'une canopée urbaine, Kastner-Klein and Rotach (2004); Lien and Yee (2004) ont étudié la structure de la turbulence en utilisant respectivement des mesures en soufflerie et une modélisation numérique. Karlsson (1986) a évalué expérimentalement l'applicabilité de différentes formules de profil vertical du vent. Baldocchi and Hutchinson (1987); Baldocchi and Meyers (1988); Marcolla et al. (2003); Kruijt et al. (2000) ont estimé le profil vertical du vent moyen et turbulent dans et au-dessus d'une végétation en utilisant des mesures d'anémomètres soniques alors que Raupach et al. (1986); Seginer et al. (1976); Al-Jiboori et al. (2001); Villani (2003) estiment également les spectres de la vitesse turbulente avec des mesures en soufflerie et in situ. D'autres auteurs se sont concentrés sur l'écoulement turbulent en amont et en aval de hauts éléments topographiques tels qu'une barrière d'arbres (Raynor, 1971; Gash, 1986). Le cas des forêts est particulièrement complexe car elles constituent un changement de rugosité, de porosité et de hauteur de surface effective (hauteur de déplacement). Cette combinaison de changements aérodynamiques suggère que le processus de transition est complexe. Morse et al. (2002) et Irvine et al. (1997) ont étudié le développement de l'écoulement turbulent en aval d'une transition champ-forêt en présentant différents points de mesure durant une transition de modérément lisse à rugueux et Liu et al. (1996) ont effectué une simulation E-ϵ de l'évolution de la turbulence en aval d'une barrière d'arbres.

Le passage en revue des précédentes études de la turbulence dans la CSA suggèrent principalement trois questions :

- Comment caractériser les influences relatives des différentes échelles de l'écoulement turbulent, en terrain plat et homogène, en fonction de la stabilité ?
- Quelle est l'influence de la nature du terrain sur les variables statistiques de la turbulence telles que l'énergie cinétique turbulente ou les flux de quantité de mouvement et de chaleur ?
- Quel est l'impact de l'hétérogénéité du terrain et de la stabilité sur la dynamique et les propriétés des structures cohérentes ?

Après la description, dans le chapitre 2, des moyens de mesure et des méthodes de traitement de données utilisés dans cette étude, ce travail de thèse se compose principalement de deux parties. La première concerne l'étude expérimentale de la CSA en terrain homogène ; le chapitre 3 évalue l'influence de la stabilité sur les spectres de la vitesse turbulente et la chapitre 4 étudie les propriétés des structures cohérentes proche de la surface. La deuxième partie évalue l'impact de la complexité du terrain sur la turbulence ; expérimentalement dans le chapitre 5 et numériquement dans le chapitre 6. Enfin, le chapitre 7 conclut cette étude de la turbulence et suggère des perspectives.

Chapitre 2

Moyens expérimentaux et numériques

Nos connaissances de la turbulence dans la CLA proviennent essentiellement de la mesure des principaux processus qui la gouvernent. Les moyens de mesure peuvent être expérimentaux ou numériques. Les mesures expérimentales sont obtenues grâce à des instruments ou capteurs de mesure utilisés en atmosphère "réelle" (in situ) ou en soufflerie (simulation en laboratoire). Les techniques numériques qui consistent, comme leur nom l'indique, à reproduire un écoulement par simulation informatique, sont nées des observations expérimentales. Ce fait donne une idée de l'interaction positive qui existe entre ces différents moyens. Chacun fournit aux météorologues des informations leur permettant de tirer un meilleur profit des autres. En effet, les enseignements tirés d'une simulation numérique servent à l'élaboration d'une campagne de mesure. Inversement, une campagne de mesure peut fournir des informations supplémentaires afin de bien paramétrer un modèle numérique. La combinaison de ces moyens permet donc d'apprendre beaucoup plus de choses sur le phénomène observé.

Dans cette étude, nous utilisons un dispositif expérimental de mesure in situ ainsi qu'un outil de simulation numérique. Quelle que soit la technique de mesure employée, l'importance est tout d'abord de se demander ce que l'on souhaite observer. Cette question se résume à

la notion d'échelle. Suivant l'échelle caractéristique du phénomène à observer ou simuler, les instruments de mesure et la paramétrisation du modèle choisis seront différents. Notre but est de mesurer la turbulence dans la CSA, nous nous intéressons donc aux petites échelles du mouvement. Notre dispositif expérimental doit être assez précis pour restituer de petites variations et doit avoir une fréquence d'échantillonnage assez grande pour quantifier l'évolution des variations sur un temps très court. Le modèle numérique devra, lui, être bien résolu en temps et en espace.

Les données brutes restituées par ces moyens de mesure nécessitent un contrôle qualité consistant à un traitement des valeurs erronées. Après ce contrôle, nous avons accès aux valeurs instantanées des composantes de la vitesse, de la température ou encore de la pression à une fréquence d'échantillonnage donnée. Des méthodes d'analyse ou de traitement des données sont ensuite appliquées afin de calculer les flux turbulents, et éventuellement d'isoler les différentes échelles du mouvement. C'est le cas de l'analyse en ondelette présentée ci-après qui permet d'isoler les structures cohérentes d'échelle grande devant l'échelle de la perturbation.

2.1 Mesures expérimentales

2.1.1 Site d'observation : SIRTA

Le Site Instrumental de Recherche par Télédétection Atmosphérique (SIRTA) est un observatoire français de télédétection atmosphérique consacré essentiellement à l'étude des nuages et des aérosols (Haeffelin et al., 2005). De latitude 48.713°N et de longitude 2.214°E, le SIRTA est situé sur le Campus de l'Ecole Polytechnique à Palaiseau, une commune suburbaine à 20 km au sud de Paris. L'observatoire est installé sur un plateau de 10 km à environ 160 m au-dessus du niveau de la mer. Le plateau est un environnement semi-urbain également divisé en champs de plantation, zones boisées et bâtiments de tailles diverses.

Outre les appareils de mesure utilisés seulement dans le cadre de campagnes expérimentales, le SIRTA dispose d'un grand nombre d'instruments opérant de manière routinière. On

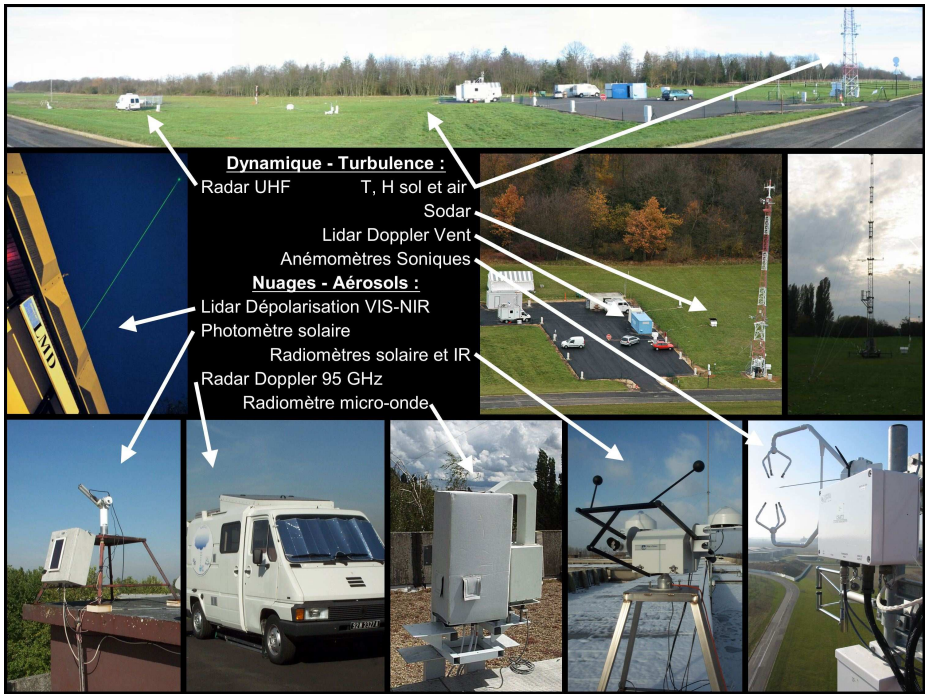


FIG. 2.1 – Le SIRTA et ses instruments de mesure.

compte parmi eux, un lidar rétrodiffusion mesurant la concentration en aérosols et les caractéristiques des nuages d'altitude (cirrus), un radar Doppler permettant de documenter la microphysique et les propriétés dynamiques des nuages non précipitants, une station calculant le flux radiatif en surface, un photomètre solaire, et enfin une station météorologique "classique" comprenant des capteurs mesurant la pression, la température et l'humidité à 2 et 10 m mais également deux anémomètres soniques, à 10 et 30 m, permettant la mesure à haute fréquence de la vitesse et direction du vent ainsi que des flux de chaleur (figure 2.1).

2.1.2 Mesure de l'épaisseur de la CLA par lidar rétrodiffusion

La télédétection active optique ou lidar ("light detection and ranging") utilise un laser comme émetteur. La lumière diffusée par les molécules et les particules en suspension dans l'air est recueillie par un télescope pour être transformée en signal électrique après détection puis être convertie en signal numérique. Le lidar permet la restitution de champs bidimensionnels des variables météorologiques et des composés atmosphériques avec des portées de plusieurs kilomètres. Pendant mon travail de thèse, j'ai utilisé un lidar rétrodiffusion

élastique du SIRTA, le LNA ("Lidar Nuages Aérosols"). Les mesures ont été effectuées en visée verticale pour restituer la structure de la basse atmosphère afin d'estimer la hauteur de la couche limite atmosphérique, z_i.

Le signal lidar $P(r)$ exprimé en puissance optique, en courant électrique ou en comptes numériques en fonction de la distance r, peut s'écrire comme le produit simple d'une constante instrumentale K et d'un coefficient de rétrodiffusion $\beta(r)$ multiplié par la transmission aller-retour $[T(r)]^2$ entre le lidar et la zone diffusante :

$$P(r) = K\frac{\beta(r)}{r^2}[T(r)]^2 \tag{2.1}$$

Le carré représente la transmission pour un trajet aller-retour dans l'atmosphère. L'équation 2.1 peut être écrite en regroupant le signal et la distance pour mettre en évidence la proportionnalité avec la fonction atmosphérique :

$$P(r)r^2 = K\beta(r)[T(r)]^2 \tag{2.2}$$

Une émission laser pulsée permet de déterminer la distance à la zone diffusante par la mesure du temps de vol t des photons entre l'émission et la détection : $r = ct/2$, où c est la vitesse de la lumière. La résolution spatiale sur la ligne de visée du lidar est déterminée par la durée de l'impulsion laser, le temps de détection, la durée d'une porte de mesure pendant laquelle est accumulé le signal. Pour un lidar en visée verticale, comme c'est le cas pour l'étude de la CLA, la résolution horizontale est déterminée par le temps nécessaire à la mesure multiplié par la vitesse d'advection. L'accumulation de plusieurs mesures indépendantes permet de réduire l'erreur statistique et d'augmenter le rapport signal-à-bruit (RSB) qui s'exprime comme le rapport entre le signal utile et le bruit de mesure.

Le signal lidar est fonction de la longueur d'onde laser, de la concentration et de la taille des diffuseurs. Comme pour les molécules dont la diffusion est caractérisée par une dépendance spectrale en λ^{-4}, la diffusion des particules est caractérisée par un exposant a compris entre 0 et 3. Dans ces conditions, le rapport de diffusion $R = 1 + (\beta_p/\beta_m)$, où l'indice p désigne les particules et l'indice m les molécules, est compris entre l'unité et $R = 1 + Cste\lambda^{4-a}$. En pratique, et compte tenu de la taille et de la concentration des diffuseurs atmosphériques,

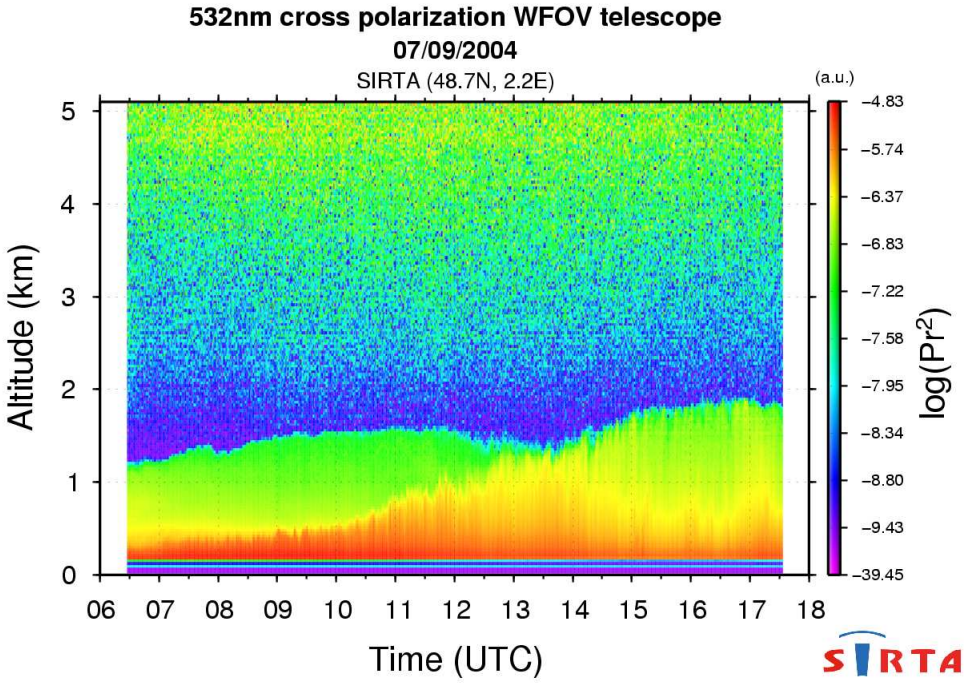


FIG. 2.2 – Evolution temporelle de la hauteur de CLA (z_i) au SIRTA entre 6h00 TU et 18h00 TU.

les longueurs d'onde visibles présentent l'avantage d'une bonne sensibilité à la fois à la diffusion moléculaire et à la diffusion particulaire, ce qui est un avantage pour un étalonnage du lidar au moyen de la diffusion moléculaire. Pour cela, on calcule la diffusion moléculaire au moyen des informations de pression et de température connues ailleurs (capteurs in situ, radiosondage) et l'on choisit une distance pour laquelle on estime que le signal lidar mesuré est égal à la valeur calculée, ce qui permet de déterminer la constante instrumentale K.

Les lidars les plus simples utilisant la rétrodiffusion élastique par les particules et les molécules comme seule source d'information sont très largement utilisés pour connaître la structure verticale de l'atmosphère en distinguant les différentes couches diffusantes suivant leurs propriétés optiques. La figure 2.2 est un exemple de suivi temporel du signal $Log(P(r)r^2)$, obtenu au moyen du lidar LNA, mis en oeuvre au SIRTA. Vers 09 TU, on observe la présence de deux couches. En surface, il existe une couche peu épaisse de couleur rouge qui indique la forte concentration d'aérosols : c'est la CLA convective en formation. Au-dessus, on observe la couche résiduelle de couleur verte, avec moins de parti-

cules. Enfin, au-dessus, il y a l'atmosphère libre composée essentiellement de molécules. Les zones d'inversion de température qui séparent d'une part l'atmosphère libre de la couche résiduelle ou de la couche convective et d'autre part la couche convective de la couche résiduelle, sont des régions statistiquement très stables qui limitent les échanges verticaux. En conséquence, les particules transportées par la convection thermique ou celles présentes dans la couche résiduelle restent piégées entre les inversions pendant la transition. Les inversions de température sont donc des zones de très fort gradient du signal lidar $Log(P(r)r^2)$. Nous pouvons donc exploiter ces propriétés pour détecter et effectuer un suivi temporel de l'altitude de la CLA, z_i.

2.1.3 Mesure des variables météorologiques moyennes et turbulentes par anémomètres soniques

Les anémomètres soniques permettent la mesure à haute fréquence de la vitesse et de la direction du vent. Ils utilisent pour cela, les ultrasons. Ils sont composés de 2, 4 ou 6 capteurs ultrasonores selon que l'on veut mesurer le vent dans 1, 2 ou 3 dimensions respectivement. Les capteurs fonctionnent par paire et la vitesse du vent est alors calculée pour chaque paire à partir du temps que les ondes sonores mettent pour aller d'un capteur à l'autre. Les anémomètres soniques peuvent prendre des mesures avec une résolution temporelle très fine ce qui fait de ces anémomètres un outil idéal pour mesurer les échelles de la turbulence à un niveau élevé de précision.

Les deux anémomètres soniques (Campbell Scientific, 2002) du SIRTA sont fixés à 10 et 30 m sur un mât de 30 m. Ils enregistrent les valeurs instantanées de la température sonique, pratiquement similaire à la température virtuelle et incluant les fluctuations de l'humidité, et des trois composantes de la vitesse à une fréquence de 10 Hz. Pour avoir accès aux petites perturbations et ainsi à la statistique de la turbulence (variances et flux), le calcul d'une moyenne temporelle est nécessaire. De nombreuses études ont été menées pour évaluer l'impact du choix de la période à moyenner sur la représentativité des résultats. Finalement, on trouve dans la littérature diverses périodes utilisées : Champagne and LaRue (1977) ont moyenné sur une période d'environ 1-min alors que McAneny et al. (1988) ont moyenné

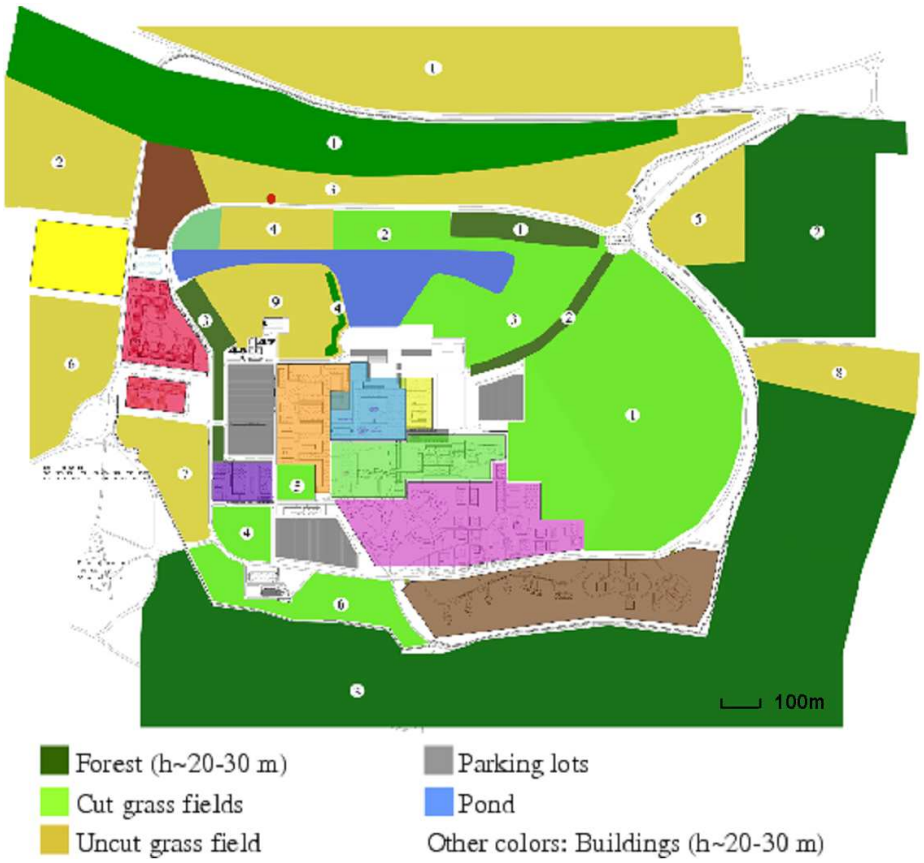


FIG. 2.3 – Carte de l'Ecole Polytechnique. Les couleurs correspondent à différents types de terrain (forêt, champ d'herbe, bâtiments...). Le point rouge localisé sur le champ d'herbe représente le mât instrumenté du SIRTA.

sur 5-min (3000 échantillons à 10 Hz) et Drobinski et al. (1998); Peters et al. (1998) sur 10-min (6000 échantillons à 10 Hz). Les périodes utilisées dans la littérature sont principalement entre 5 et 10-min. Pour notre part, nous avons choisi de moyenner nos données sur une période de 5 min d'après la méthode de Vickers and Mahrt (1997). Cette durée constitue, dans notre cas, le meilleur compromis entre l'erreur due à l'échantillonnage et la représentativité de la mesure du vent (i. e. minimisation de la probabilité de changement de direction du vent).

Cette méthode nous permet donc de décomposer les trois composantes de la vitesse et la température instantanées en une partie moyenne, respectivement $\overline{u_i}$ (avec i =1, 2 et 3, $\overline{u_1} = \overline{u}$, $\overline{u_2} = \overline{v}$ et $\overline{u_3} = \overline{w}$) et $\overline{T}$ calculée sur 5 min, et une partie turbulente, u_i' (u',

v' et w') et T'. Nous pouvons ainsi calculer les flux turbulents moyens de quantité de mouvement par unité de masse ($\overline{u'w'}$ et $\overline{v'w'}$) et de température ($\overline{w'T'_v}$), et les variances ($\overline{u'^2}$, $\overline{v'^2}$ et $\overline{w'^2}$) moyennés sur 5 min. Nous effectuons également un changement de repère en fonction de la direction du vent pour que la vitesse longitudinale u' soit toujours dans la direction du vent moyen et v' dans la direction perpendiculaire. Ainsi, si l'on note u et v les fluctuations turbulentes des composantes horizontales de la vitesse dans le repère initial, on pose $u' = u\cos\alpha + v\sin\alpha$ and $v' = -u\sin\alpha + v\cos\alpha$, α étant la direction du vent.

Le mât d'observation sur lequel sont fixés les anémomètres est situé sur un champ homogène d'herbe courte. Pourtant, suivant la direction du vent, le mât est en aval d'éléments topographiques divers et importants. En effet, comme le montre la figure 2.3, il est entouré de bâtiments et de forêts plus ou moins proches. Pour étudier l'influence de ces divers éléments topographiques en amont du mât, nous avons donc divisé notre base de données suivant la direction du vent. Une comparaison entre les mesures de la direction du vent à 10 et 30 m est présentée dans la figure 2.4. Nous avons identifié quatre principaux secteurs :

1. Le secteur de vent compris entre 320° et 40° correspond à une forêt proche située à une distance (fetch x) d'environ 70 m en amont du mât instrumenté dans la direction nord. La taille moyenne des arbres est $h = 20$ m donc $x/h \sim$ 3-4. Dans cette situation, le vent à 30 m est légèrement dévié vers l'est par rapport à la direction à 10 m (figure 2.4). Ceci est dû au fait que l'écoulement proche de la surface (10 m) contourne la barrière d'arbres, l'écoulement est donc plus perturbé à 10 m qu'à 30 m (Nord, 1991).
2. Le secteur compris entre 100° et 170° correspond à une forêt lointaine située à environ $x = 400$ m en amont du mât dans la direction est (i.e. $x/h \sim$ 15-20). La figure 2.4 montre un accord parfait entre la direction du vent à 10 et 30 m, ce qui serait également le cas si le terrain était parfaitement plat et homogène. La déviation du vent diminue lorsque la distance à la barrière d'arbres augmente.
3. Le secteur de vent compris entre 170° et 250° correspond au secteur "urbain" avec des bâtiments en amont du mât à environ $x = 300$ m (i.e. $x/h \sim$ 10-15) dans la direction sud.
4. Le dernier secteur de vent, correspondant à un direction comprise entre 250° et 320°, est le secteur ouest. Dans cette direction, le terrain en amont du mât instrumenté

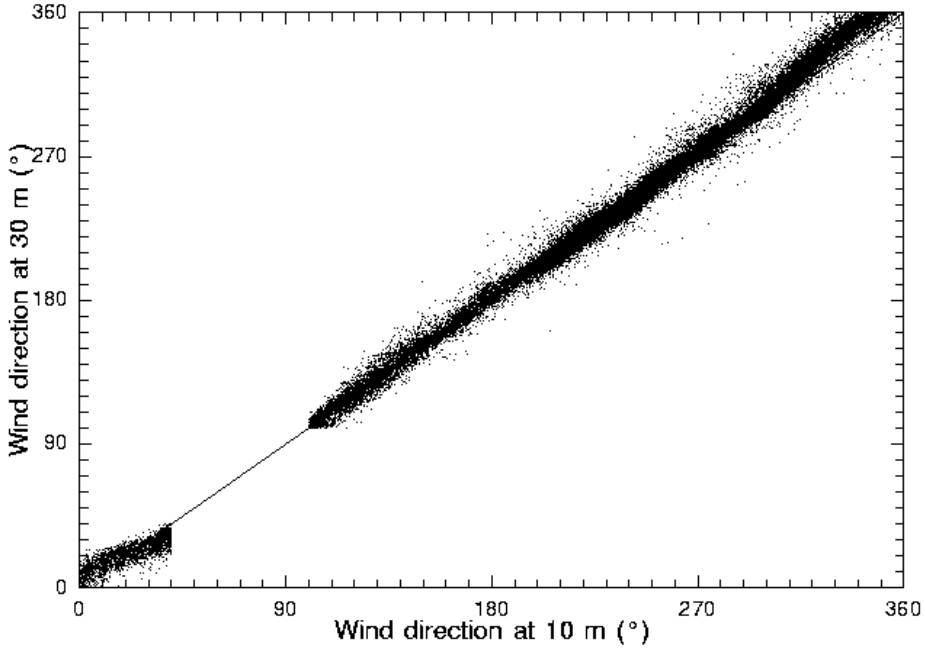


FIG. 2.4 – Direction du vent mesurée à 30 m en fonction de la mesure à 10 m.

est plat et homogène, les flux turbulents et la direction du vent sont constants avec l'altitude (Drobinski et al., 2006).

Nous n'avons pas utilisé les données venant du secteur 40°-100° car lorsque le vent vient de cette direction, les anémomètres sont dans le sillage du mât et les données ne sont pas exploitables (Barthlott and Fiedler, 2003). Après le contrôle qualité, le nombre d'heures d'observation par secteur de vent et régime de stabilité est illustré par le tableau 2.1. Les régimes de stabilité sont classés, conformément à Barthlott et al. (2007), en fonction de la longueur d'Obukhov ($L_\star$) : le régime très instable correspond à $-200 < L_\star < 0$, le régime instable à $-1000 < L_\star \leq -200$, le régime stable à $200 \leq L_\star < 1000$ et le régime très stable à $0 \leq L_\star < 200$. La base de données utilisée dans ce travail de thèse correspond à une période d'observation d'environ 18 mois couvrant tous types de conditions météorologiques et de stratification (tableau 2.1).

	FORET PROCHE				
	très stable	stable	instable	très instable	Total
données à 10 m (hrs)	81.5	105.5	220.5	249	656.5
données à 30 m (hrs)	816	336.5	352.5	443	1948
	FORET LOINTAINE				
	très stable	stable	instable	très instable	Total
données à 10 m (hrs)	328.5	65	50.5	343.5	787.5
données à 30 m (hrs)	346	190	96.5	243.5	876
	BATIMENTS				
	très stable	stable	instable	très instable	Total
données à 10 m (hrs)	378	466	314	566.5	1724.5
données à 30 m (hrs)	287	382.5	413.5	282.5	1365.5
	CHAMP HOMOGENE				
	très stable	stable	instable	très instable	Total
données à 10 m (hrs)	741	219	206.5	818.5	1985
données à 30 m (hrs)	737	307.5	315	600	1959.5

TAB. 2.1 – Données exploitables (en heures) pour les différents régimes de stabilité après le contrôle qualité en fonction de la direction du vent.

2.2 Modélisation numérique avec le modèle ARPS

Simulation des grands tourbillons (LES)

La simulation d'un écoulement turbulent par approche LES consiste à décider arbitrairement de ne simuler qu'une gamme restreinte d'échelles et de modéliser l'influence des échelles manquantes. Concrètement, on sépare les tourbillons de grande échelle et les tourbillons de petite échelle par filtrage (calcul d'une moyenne spatio-temporelle) et on ne calcule de façon directe que les grands, l'influence des petits est modélisée. Etant donné que le calcul n'est alors plus capable de dissiper l'énergie en raison de l'absence des petites structures, on introduit une viscosité turbulente, dite viscosité sous-maille, qui se charge de dissiper cette énergie en rétablissant artificiellement le processus de cascade de Kolmogorov.

Modèle ARPS et équations

Le modèle numérique utilisé dans cette étude est le modèle ARPS (Advanced Regional Prediction System) version 5.1.5. Il a été développé à l'Université d'Oklahoma pour simuler les phénomènes de méso-échelle mais permet également la simulation à fine échelle par approche LES. Une version détaillée de ce modèle ainsi que sa validation sont disponibles dans le manuel de l'utilisateur de ARPS (voir Xue et al. (1995) et Xue et al. (2000, 2001)).

Le modèle ARPS permet la simulation, en 3 dimensions, d'écoulements non-hydrostatiques de fluides compressibles. La grille utilisée est orthogonale sur l'horizontale et étirée sur la verticale. Cette grille est composée de mailles représentant, chacune, un volume. Pour modéliser un écoulement turbulent à fine échelle, les équations de conservation sont filtrées ce qui consiste à calculer des moyennes sur chaque volume de fluide et ainsi à séparer les petites et les grandes échelles. Les échelles plus grandes que la maille sont explicitement résolues par le modèle. En revanche les échelles petites devant la taille de la maille (échelle sous-maille) sont paramétrées à l'aide d'un modèle sous-maille, qui résout l'équation de conservation de l'énergie cinétique turbulente sous-maille.

Récemment, Dupont and Brunet (2008a) ont modifié le modèle comme Watanabe (2004) pour simuler des écoulements turbulents à très fine échelle (quelques mètres) dans et au-dessus d'une végétation uniforme. Cette paramétrisation consiste à ajouter une force de traînée, dans l'équation de conservation du mouvement (équation 2.3), 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 sous-maille (équation 2.10) afin de restituer la dissipation par les tourbillons turbulents créés par la canopée.

L'équation de conservation du mouvement s'écrit :

$$\begin{aligned}\overline{\rho}\left(\frac{\partial \langle u_i\rangle}{\partial t} + \langle u_j\rangle \frac{\partial \langle u_i\rangle}{\partial x_j}\right) = &-\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\langle p"\rangle - \alpha_{div}\frac{\partial \overline{\rho}\,\langle u_j\rangle}{\partial x_j}\right) \\ &-2\overline{\rho}\omega_j\epsilon_{ijk}(\langle u_k\rangle - U_{gk}) \\ &-\overline{\rho}g\left(\frac{\langle\theta"\rangle}{\overline{\theta}} - \frac{c_p}{c_v}\frac{\langle p"\rangle}{\overline{p}}\right)\delta_{i3} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \\ &-\overline{\rho}C_d A_f\sqrt{\langle u_j\rangle\,\langle u_j\rangle}\,\langle u_i\rangle \end{aligned} \tag{2.3}$$

où $\langle\rangle$ représentent les variables filtrées ou moyennées par volume (maille) et t est le temps. x_i ($x_1 = x$, $x_2 = y$, $x_3 = z$) correspondent respectivement aux directions longitudinale, transverse et verticale. u_i ($u_1 = u$, $u_2 = v$, $u_3 = w$) sont les trois composantes de la vitesse instantanée. δ_{ij} est le symbole de Kronecker, ϵ_{ijk} est un tenseur unité, α_{div} un coefficient d'atténuation des ondes de gravité, p la pression, ρ la densité, g l'accélération due à la gravité et θ la température potentielle. c_p et c_v sont les chaleurs spécifiques respectivement, à pression et volume constant, U_{gk} et ω_j sont respectivement les vitesses, du vent géostrophique et de la rotation de la terre. Enfin, τ_{ij} est le tenseur de Reynolds, C_d un coefficient de traînée dû à la végétation et A_f représente la densité de surface frontale de la forêt ($m^2\,m^{-3}$).

Dans l'équation 2.3, les termes de droite représentent, dans l'ordre, la force due aux gradients de pression, la force de Coriolis, le terme de flottabilité, le terme de transport turbulent et la force de traînée induite par la végétation. A gauche du signe "=", nous retrouvons les termes d'inertie et d'advection. Bien que la force de Coriolis n'ait pas un grand impact sur les échelles du mouvement étudiées ici, elle est utilisée pour piloter l'écoulement moyen (vent géostrophique).

L'équation de pression est obtenue à partir de l'équation d'état et de l'équation de conservation de la masse :

$$\frac{\partial \langle p" \rangle}{\partial t} + \frac{\partial \langle u_i \rangle \partial \langle p" \rangle}{\partial x_i} = -\overline{\rho} c_s^2 \frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \overline{\rho} g \omega \tag{2.4}$$

où c_s est la vitesse totale de l'onde acoustique. La contribution du chauffage diabatique est négligée.

L'équation de conservation de la température potentielle s'écrit comme suit :

$$\overline{\rho}\left(\frac{\partial \langle \theta" \rangle}{\partial t} + \langle u_i \rangle \frac{\partial \langle \theta" \rangle}{\partial x_i}\right) = -\overline{\rho}\omega \frac{\partial \langle \theta \rangle}{\partial z} - \frac{\partial \tau_{i\theta}}{\partial x_i} \tag{2.5}$$

Le tenseur sous-maille ou de Reynolds τ_{ij} est modélisé au moyen d'une viscosité sous-maille de la façon suivante :

$$\tau_{ij} = -\overline{\rho}\nu_t\left(\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i}\right) \tag{2.6}$$

où ν_t est la viscosité correspondant au produit d'une échelle de longueur l et d'une échelle de vitesse $\sqrt{e}$ (e étant l'énergie cinétique turbulente sous-maille) :

$$\nu_t = 0.1\sqrt{e}\, l \tag{2.7}$$

Dans le cas d'une atmosphère neutre et en considérant la turbulence isotrope, la longueur de mélange l dépend de la taille des mailles :

$$l = (\Delta_x \Delta_y \Delta_z)^{1/3} \tag{2.8}$$

où Δ_x, Δ_y et Δ_z est la résolution de la grille respectivement dans la direction longitudinale, transverse et verticale.

A la surface, les composantes du tenseur de Reynolds s'écrivent :

$$\tau_{i3}|_{surface} = -C_{dm} MAX\left(V, V_{min}\right) \langle u_i \rangle , \tag{2.9}$$

où $i \in \{1, 2\}$, V est la vitesse du vent au niveau le plus bas de la grille ($V = \sqrt{u_1^2 + u_2^2}|_{surface}$), V_{min}), V_{min} la plus petite valeur de V, et C_{dm} est le coefficient de traînée en conditions neutres d'après la formulation de Byun (1990).

L'équation de conservation de l'énergie cinétique turbulente sous-maille s'écrit :

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial e}{\partial x_j} = -\tau_{ij}\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{g}{\overline{\theta}}\tau_{i\theta}\delta_{i3} + \frac{\partial}{\partial x_j}(2\nu_t \frac{\partial e}{\partial x_j}) - C_\epsilon \frac{e^{3/2}}{l} - 2C_d A_f \sqrt{\langle u_j \rangle \langle u_j \rangle} e \quad (2.10)$$

où $\tau_{3\theta}$ est le flux de chaleur virtuel sous-maille et C_ϵ la constante de Kolmogorov. Les termes à droite représentent respectivement la production d'énergie par cisaillement, par flottabilité, le terme de transport turbulent, le terme de dissipation viqueuse et un terme de dissipation due à la canopée. Les arbres dissipent l'énergie des tourbillons de taille supérieure sous forme de chaleur et de viscosité (Finnigan and Shaw, 2000). La production d'énergie cinétique turbulente sous-maille, dans le sillage des arbres, n'est pas considérée car sa contribution relative à l'énergie cinétique volumique sous-maille est négligeable (Shaw and Schumann, 1992).

Le flux de chaleur sous-maille s'écrit :

$$\tau_{i\theta} = -\overline{\rho}\frac{\nu_t}{P_r}\frac{\partial \langle \theta \rangle}{\partial x_i} \quad (2.11)$$

où P_r est le nombre de Prandtl turbulent.

Les champs turbulents moyens ainsi que le développement des structures cohérentes, simulés par cette nouvelle version de ARPS, ont été validés avec succès par des comparaisons avec des mesures in situ et en soufflerie, en présence de canopées homogènes (Dupont and Brunet, 2008a) ou d'une simple alternance de forêt et de clairière (Dupont and Brunet, 2008c,b).

Simulations

Deux simulations en 3 dimensions ont donc été effectuées à l'INRA : l'une au-dessus d'une surface plane et homogène représentant le champ d'herbe de notre site expérimental (en pointillé-point-point dans le domaine de calcul de la figure 2.5), et l'autre au-dessus d'une surface hétérogène, une forêt suivie d'un champ homogène identique au précédent, rappelant les conditions de notre site expérimental par vent de nord (pointillé-point dans le domaine de calcul de la figure 2.5). La taille du domaine de calcul est la même dans les deux simulations, $1116 \times 396 \times 300\ m^3$, correspondant à $279 \times 99 \times 115$ points de grille, respectivement,

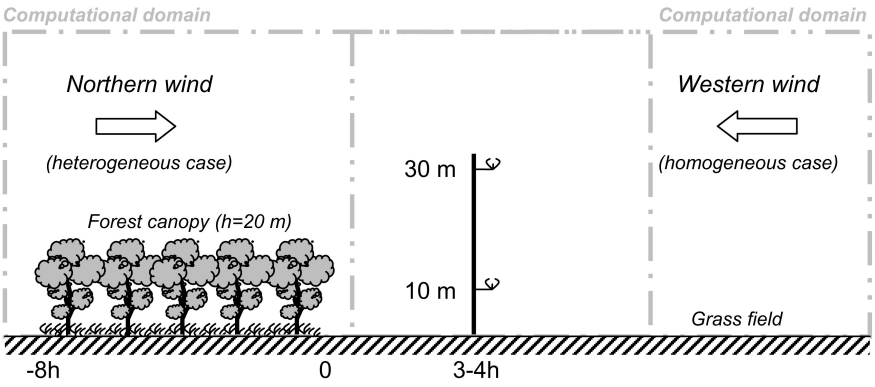


FIG. 2.5 – Représentation schématique du site expérimental pour les deux secteurs de vent, nord et ouest, qui nous intéressent dans cette étude. Nous en tirons deux cas, le cas hétérogène et le cas homogène, associés à deux domaines de calcul représentés respectivement par des rectangles pointillé-point et pointillé-point-point

dans les directions x (sens de l'écoulement), y (perpendiculaire à l'écoulement) et z (verticale). La résolution du maillage horizontal est de 4 m, le maillage vertical est étiré avec l'altitude, 0.5 m à la surface. Proche de la surface, les résolutions horizontales et verticales de notre domaine sont donc différentes. Ceci implique que nous devons utiliser l'équation de fermeture de la turbulence à l'ordre 1.5 sous sa forme anisotrope ce qui revient à calculer deux longueurs de mélange, l'une pour la diffusion turbulente horizontale l_h et l'autre pour la diffusion turbulente verticale l_v. Nous devons, par conséquent, calculer également les deux viscosités turbulentes correspondantes ν_{th} et ν_{tv}. On aura donc : $l_h = (\Delta_x \Delta_y)^{1/2}$, $l_v = \Delta_z$ et ainsi, $\nu_{th} = 0.1\sqrt{e}\, l_h$ et $\nu_{tv} = 0.1\sqrt{e}\, l_v$.

Conformément à notre site expérimental, la hauteur moyenne de la forêt a été fixée à $h = 20$ m et sa profondeur à $8h$ donc 160 m. La distribution verticale de la densité de surface frontale A_f est considérée constante et de valeur en accord avec l'indice de densité de foliaire ($LAI = 2$). Le coefficient de frottement C_d a été pris égal à 0.2 et la hauteur de rugosité z_0 du champ d'herbe égale à 0.03 m en accord avec les conditions expérimentales (Fesquet et al., 2008a; Drobinski et al., 2006).

Nous avons une condition de paroi à la surface et les conditions aux limites latérales du domaine sont périodiques. Une couche de Rayleigh de 70 m d'épaisseur est utilisée comme

condition limite en haut du domaine de manière à absorber les ondes se propageant vers le haut et éviter leur réflexion. Les flux de quantité de mouvement à la surface sont paramétrés avec une loi de frottement aérodynamique. Le vent initial est forcé par un gradient de pression. Les champs de vitesse sont initialisés par un pré-processeur météorologique (voir Pénelon et al., 2001)) avec un profil vertical de température potentielle constant et une atmosphère sèche.

Après que l'écoulement a atteint un état d'équilibre, les champs de vitesse de vent et la statistique de la turbulence ont été calculés avec des procédures de moyennage en espace et en temps. Le moyennage spatial est appliqué à chaque altitude z sur toutes les positions x et y dans le cas homogène et seulement sur y dans le cas hétérogène. Le moyennage en temps est appliqué sur 90 échantillons instantanés collectés toutes les 20 s sur des périodes de 30 min. Par conséquent, les composantes, u_i, de la vitesse du vent sont décomposées : $u_i = \langle u_i \rangle_{xyt} + u_i'$ et $u_i = \langle u_i \rangle_{yt} + u_i'$ respectivement dans le cas homogène et le cas hétérogène. Les symboles $\langle\rangle_{xyt}$ et $\langle\rangle_{yt}$ représentent la moyenne en espace et en temps, le prime est la perturbation par rapport à la valeur moyenne.

2.3 Analyse en ondelettes

Les structures cohérentes dans la CSA sont fortement associées à des cycles de montée/descente (cycle "sweep/ejection") d'air (Katul et al., 1997; Foster et al., 2006). Ces cycles "ejection/sweep" sont facilement identifiables dans les séries temporelles de la température et de la vitesse verticale. Ils prennent la forme de "rampes" dont le comportement est différent selon les conditions de stabilité. Par exemple, prenons l'évolution de la température en condition convective : une augmentation presque constante de la température pendant un temps, grand devant l'échelle des petites fluctuations, est suivie d'une chute soudaine de T' (micro-front) et un rapide retour à l'état initial ($T' = 0$). En conditions stables le comportement est plus complexe : soit, il est inversé et une diminution progressive est suivie d'une soudaine augmentation, soit, une soudaine augmentation de la température est suivie d'une diminution progressive.

2.3.1 Méthode

Lorsque l'on veut étudier les structures cohérentes, la difficulté est d'identifier ces structures organisées de grande échelle (rampes) dans les séries temporelles des fluctuations de petite échelle (Chen and Hu, 2003). Pour cela, une analyse des données par échantillonnage conditionnel est nécessaire. Les premières méthodes utilisées sont l'analyse en quadrant (Wallace et al., 1972) et la méthode VITA (Variable interval time averaging ; Schols (1984)). Par la suite, Collineau and Brunet (1993a) ont montré l'efficacité d'une méthode basée sur la transformée en ondelettes pour la détection de signaux non-périodiques.

Cette méthode permet, à chaque instant, de représenter une série temporelle complexe et non-périodique en plusieurs séries plus simples contenant les principales caractéristiques de la série originale (son amplitude et sa localisation dans le temps). La transformée en ondelettes, continue et à une dimension, d'une série temporelle $x(t)$ par une ondelette d'analyse $\psi(t)$ est définie par :

$$W_n(s) = \frac{1}{s}\int_{-\infty}^{+\infty} x(t)\psi\left(\frac{t-n}{s}\right)dt \tag{2.12}$$

où s est l'échelle (période) des ondelettes et n est une position dans le temps. Une ondelette ψ est une fonction prenant des valeurs réelles ou complexes dont la moyenne doit être nulle. Ainsi, les coefficients d'ondelettes $W_n(s)$ nous renseignent sur l'amplitude de chaque ondelette à chaque instant et, comment cette amplitude varie avec le temps (Torrence and Compo, 1998). La transformée en ondelettes possède les principales caractéristiques de l'ondelette de référence. Dans notre cas, une bonne localisation en temps et en fréquence est nécessaire, notre but étant de détecter des variations d'amplitude (rampes) dans une série temporelle donnée, à des temps et des échelles caractéristiques précis. Collineau and Brunet (1993a) ont comparé plusieurs ondelettes d'analyse différentes et ont démontré l'efficacité de l'ondelette "chapeau mexicain" pour la détection de micro front. En effet, cette ondelette apporte un bon compromis entre une bonne localisation fréquentielle et une localisation en temps suffisante. De plus, l'ondelette "chapeau mexicain" réagit au micro-front du signal original par un franchissement de zéro. Nous avons donc choisi cette ondelette car elle évite une paramétrisation empirique de seuils de détection nécessaires avec d'autres

ondelettes (e.g., Haar, Ramp, Morlet). De nombreux auteurs ont ainsi utilisé l'ondelette "chapeau mexicain" pour détecter des structures cohérentes dans les séries temporelles de la température (Chen et al., 1997; Brunet and Irvine, 2000; Feigenwinter and Vogt, 2005). Pour connaître l'échelle la plus représentative des structures, nous avons calculé le spectre global des ondelettes $\overline{W}(s)$ de la façon suivante :

$$\overline{W}(s) = \int_{-\infty}^{\infty} |W_n(s)|^2 dn \tag{2.13}$$

D'après Collineau and Brunet (1993a), le maximum de $\overline{W}(s)$, correspond à la durée moyenne des structures cohérentes les plus énergétiques. Ainsi, la série temporelle est reconstruite en prenant les valeurs de tous les coefficients d'ondelette correspondant à cette échelle caractéristique.

Malgré les récents efforts d'investigation, les limites temporelles des structures cohérentes ne sont pas clairement établies (Krusche and De Oliveira, 2004). Elles constituent pourtant un paramètre essentiel pour l'obtention des propriétés statistiques des structures cohérentes telles que leur durée ou encore leur contribution au transport turbulent. D'après l'approche de Antonia et al. (1979), appliquée également par Paw U et al. (1992) ou Krusche and De Oliveira (2004), un micro-front détecté dans une série temporelle signe la fin temporelle/spatiale d'une structure cohérente en condition convective. En condition stable, le comportement est inversé, il indique le début d'une structure. La figure 2.6 montre un exemple de l'application de la méthode d'ondelette sur des séries temporelles artificielles. Quelles que soient les conditions de stabilité, un micro-front dans les séries temporelles correspond à une annulation des coefficients d'ondelette (franchissement de zéro). En condition convective, les coefficients d'ondelette passent de positifs à négatifs, du fait de la présence du micro-front, et identifient la fin de la structure, alors qu'en condition stable, les coefficients passent de négatifs à positifs et correspondent au début de la structure. Cet exemple nous montre que la transformée en ondelettes détecte bien les microfronts dans la série temporelle. Pourtant ces micro-fronts ne constituent qu'une borne des structures cohérentes. Pour accéder à leur durée, au temps de séparation entre deux structures consécutives ou encore à leur contribution aux flux, il nous faut une deuxième limite temporelle. Certains auteurs ont fixé arbitrairement une fenêtre temporelle autour de l'annulation des coefficients d'on-

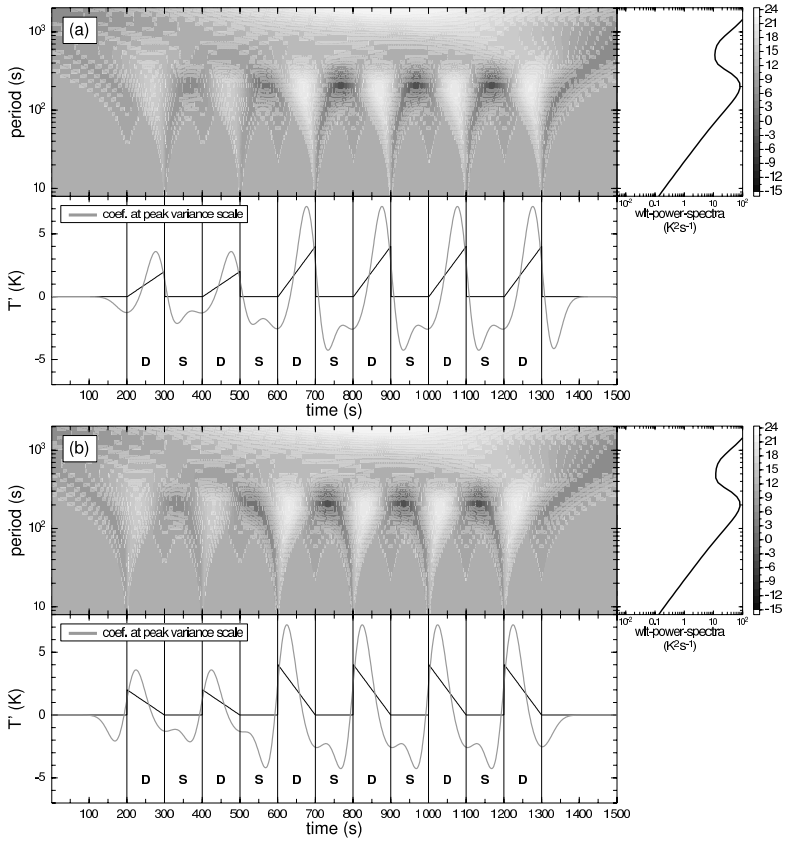


FIG. 2.6 – Exemples de transformation en ondelette en conditions instable (a) et stable (b). Chaque sous-figure représente les coefficients d'ondelette $W_n(s)$ (en haut) de la série temporelle artificielle (en bas, ligne noire), les coefficients d'ondelette à l'échelle où le spectre global d'ondelette atteint son maximum (en bas, ligne grise) et le spectre global d'ondelette $\overline{W}(s)$ (en haut à droite).

delette (Feigenwinter and Vogt, 2005), d'autres ont considéré que la limite correspond à la plus proche annulation du coefficient (Qiu et al., 1995). Gao and Li (1993); Lu and Fitzjarrald (1994) ont déterminé la durée moyenne des structures cohérentes sur une période en calculant le maximum de $\overline{W}(s)$ alors que Gao and Li (1993) ont calculé un temps de séparation moyen en prenant en compte, seulement, le nombre d'annulation des coefficients. Pourtant, ce type d'analyse a ses limites. En effet, sur une période d'étude donnée, les structures peuvent avoir des durées et des temps de séparation variables. Notre méthode nous permet un ajustement dynamique et rapide des coefficients d'ondelette aux variations de la série temporelle analysée. Ainsi, reprenons notre exemple : en condition instable (stable), le micro-front détecté par annulation du coefficient d'ondelette sera la fin (début) d'une

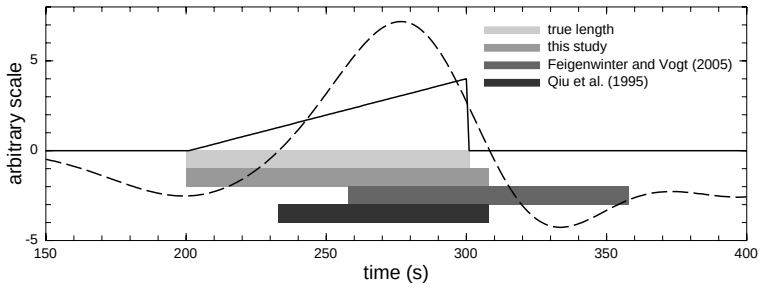


FIG. 2.7 – Détermination de la durée de la structure cohérente d'une série artificielle de rampes (ligne continue noire) basée sur les coefficients d'ondelette correspondant au maximum de $\overline{W}(s)$ (ligne pointillés) pour les différentes méthodes.

structure, l'autre borne temporelle est identifiée par le précédent (suivant) minimum dans les coefficients (figure 2.6 et figure 2.7). Les parties restantes (sans rampe) représentent les temps de séparation de la série. Cette définition des limites des structures cohérentes nous permet ainsi d'étudier la variabilité des propriétés des structures au sein même de la période étudiée. Ainsi, nous sommes en mesure de mener une bonne étude statistique. Une étude de Collineau and Brunet (1993a) a montré que l'application de l'ondelette "chapeau mexicain" avec la méthode d'annulation des coefficients conduit à détecter trop de structures. Nous avons donc amélioré notre détection en ajoutant un seuil. Une structure est détectée dans une série temporelle de période T si le coefficient d'ondelette (représentant l'amplitude maximale de la rampe) est supérieur à 40 % du coefficient maximum de la période entière T.

2.3.2 Extraction des structures cohérentes dans nos séries temporelles

Pour faire cette analyse, nous utilisons les mesures à 10 Hz de nos anémomètres soniques que nous subdivisons en périodes de 30 minutes chacune. Le choix de cette période caractéristique d'étude n'est pas anodin. Elle doit être plusieurs fois supérieure à la période caractéristique du phénomène étudié, mais également assez petite pour autoriser le moyennage des propriétés de l'écoulement. L'échantillonnage temporel des mesures a aussi son importance. Il doit être assez petit pour contenir l'information recherchée mais pas trop grand pour éviter le bruit. Les structures cohérentes constituant un mouvement à grande

échelle en comparaison avec les petites fluctuations à 10 Hz, un échantillonnage temporel aussi fin n'est pas nécessaire. Nous avons appliqué une transformée de Fourier Rapide (FFT), de fréquence de coupure à 2 Hz, à nos séries temporelles de 30 min échantillonnées à 10 Hz. Nous obtenons ainsi de nouvelles séries temporelles échantillonnées à 2 Hz, les très petites fréquences (grandes périodes) ne contenant que peu d'énergie spectrale ont été filtrées. Les caractéristiques des rampes, correspondant en partie à de lentes évolutions, nous autorisent à moyenner encore nos signaux en passant de 2 à 1 Hz, et ainsi de gagner en temps de calcul. Nous avons mentionné précédemment l'utilisation d'un seuil détection. Ce seuil peut avoir un impact important sur la qualité de la détection. Nous avons donc testé plusieurs seuils entre 20 et 60 % sur des séries temporelles représentant plusieurs jours de mesure et plusieurs types de stabilité. Il est apparu qu'autour d'une valeur de 40 %, le nombre de structures détectées varie beaucoup moins qu'autour de 20 ou 60 %. Plus clairement, avec un seuil de 40 %, notre détection est la plus objective car moins contrainte par le seuil choisi.

Les figures 2.8 et 2.9 montrent un exemple de l'application de notre méthode à des séries temporelles "réelles" de la température, échantillonnées à 1 Hz, respectivement en régime instable et stable. Détaillons par exemple la figure 2.8 : nous appliquons une transformée en ondelette de la série temporelle, sur 30 min, de la température (ligne continue noire en bas). Les coefficients $W_n(s)$ obtenus sont tracés en deux dimensions (en haut), l'une

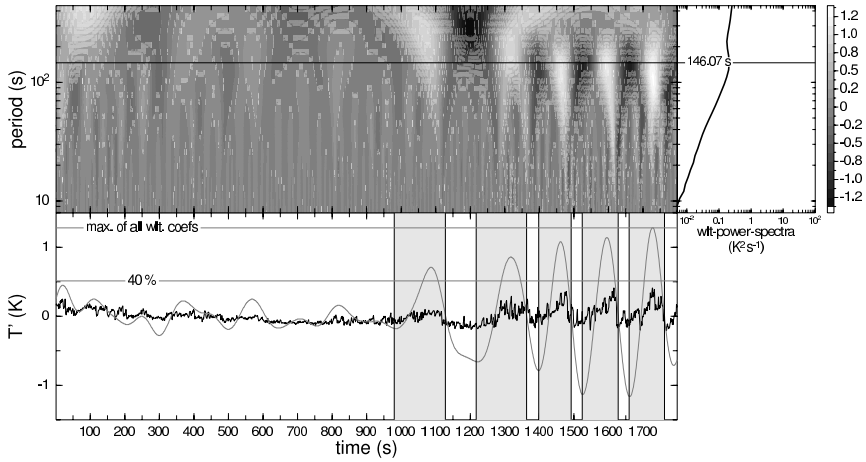


FIG. 2.8 – Idem figure 2.6, mais pour les fluctuations de température en condition instable du 28 Novembre 2005 (1100-1130 UTC) à l'observatoire du SIRTA.

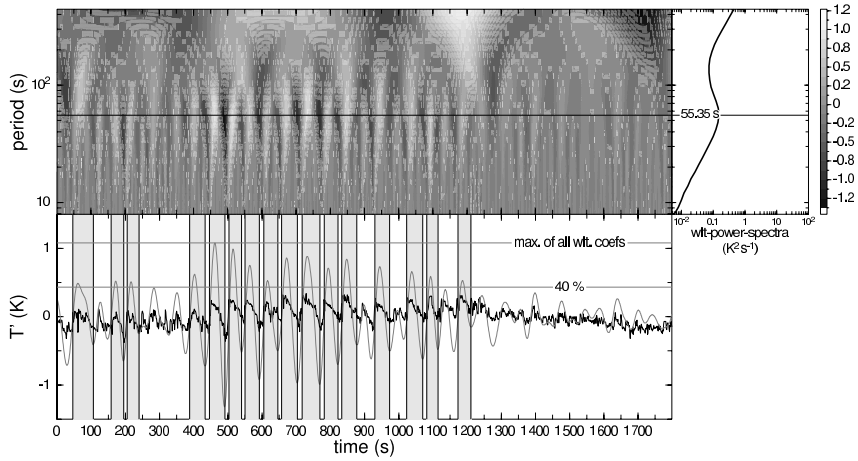


FIG. 2.9 – Idem figure 2.6, mais pour les fluctuations de température en condition stable du 31 Mai 2005 (2000-2030 UTC) à l'observatoire du SIRTA.

correspondant au temps (abscisse) et l'autre à l'échelle caractéristique de l'ondelette (ordonnée). Nous calculons ensuite le spectre global de l'ondelette, $\overline{W}(s)$ (en haut à droite) pour extraire l'échelle de la série temporelle contenant le plus d'énergie et nous traçons les coefficients d'ondelette, correspondant à cette échelle, en fonction du temps. On obtient une ondelette qui réagit aux variations de la série temporelle analysée (ligne continue grise en bas). Il ne nous reste alors plus qu'à appliquer notre seuil de détection pour éliminer les très petites structures et obtenir la durée des structures cohérentes (zones grisées en bas) et les temps de séparation correspondants. On constate, dans ces deux figures, qu'en conditions instable et stable les micro-fronts sont très bien détectés, ils coïncident avec des coefficients d'ondelette nuls. Un autre enseignement de la figure 2.9 est la présence d'un deuxième pic, dans le spectre d'ondelette, à plus grande échelle et plus énergétique que le premier. Pourtant, il est supposé que l'échelle la plus représentative des structures cohérentes est la période/fréquence correspondant au premier pic d'énergie dans le spectre de l'ondelette, les autres pics étant dus à l'influence des très grandes échelles. Ainsi, nous nous assurons que l'échelle caractéristique correspond à un pic bien défini du spectre de l'ondelette, à une échelle raisonnable pour éliminer la turbulence inactive (grands mouvements). Comme nous l'avons dit au début de ce chapitre, nous n'avons conservé que les mesures correspondant à un vent de vitesse minimale de 1.5 $m\,s^{-1}$. Cette sélection nous assure l'applicabilité de la technique de corrélation des tourbillons en conditions stables (Caughey et al., 1979; Nieuwstadt, 1984; Acevedo et al., 2006).

En conditions stables, l'existence d'ondes internes de gravité dans les signaux turbulents pourrait compliquer l'analyse des données. Les ondes de gravité et les structures cohérentes ont des propriétés différentes et il est important de les distinguer pour éviter toute interprétation incorrecte des résultats. Pour cela, nous avons effectué une analyse spectrale et co-spectrale de quelques cas en conditions stables. Le but est de séparer les structures cohérentes et les ondes de gravité, en considérant l'absence d'interactions non-linéaires entre elles. Le spectre de puissance $S_x(f)$ et le co-spectre $Co_{xy}(f)$ sont définis de façon à ce que leur intégrale spectrale soit égale à la variance et à la covariance totales, respectivement :

$$\begin{aligned} \overline{x'^2} &= \int_0^\infty S_x(f)\, df \\ \overline{x'y'} &= \int_0^\infty Co_{xy}(f)\, df \end{aligned}$$

avec $\overline{x'^2}$ la variance de x et $\overline{x'y'}$ la covariance entre x et y. Le co-spectre est la partie réelle de l'intégrale de la fonction de d'intercovariance et la partie imaginaire donne le spectre de quadrature $Qu_{xy}(f)$. En outre, la phase du spectre peut être déterminée par $\phi_{xy} = \arctan[Qu_{xy}(f)/Co_{xy}(f)]$. La cohérence spectrale donne une mesure de la corrélation entre les deux signaux en fonction de la fréquence :

$$Coh_{xy}(f)^2 = \frac{Co_{xy}(f)^2 + Qu_{xy}(f)^2}{S_x(f)\, S_y(f)}. \tag{2.14}$$

Lorsqu'une onde est présente dans un signal, les spectres et les co-spectres ($x = w\,;\, y = \theta$) doivent posséder des pics, associés à de hauts niveaux de corrélation, et des angles de phase stables (Caughey and Readings, 1975). Dans le cas des ondes de gravité, θ' est typiquement déphasé de 90° par rapport à w' (Stull, 1988). En revanche, le signal de turbulence, les deux variables sont habituellement en phase en situation convective et déphasées de 180° en conditions stables. Dans la région fréquentielle des structures cohérentes, les spectres de phase ont montré clairement que les variables sont déphasées d'environ 180°, ce qui exclut la possible existence d'ondes internes de gravité. Une autre façon d'étudier la présence d'ondes de gravité est proposée par la pulsation de Brunt-Väisälä N, qui représente la fréquence d'une parcelle d'air oscillante en condition stable. Elle a été calculée à partir des données de température à 10 et 30 m comme suit :

$$N^2 = \frac{g}{\theta_0}\frac{\partial \theta_v}{\partial z}, \tag{2.15}$$

avec θ_0, la température potentielle moyenne aux deux hauteurs de mesure. Il a été observé qu'aucune corrélation n'existe entre la fréquence d'occurrence et N, ce qui confirme que notre méthode de détection des structures cohérentes n'est pas affectée par les ondes internes de gravité en conditions stables.

En conditions neutres, les gradients de température disparaissent. La détection des structures à partir des séries temporelles de la température devient alors presque impossible. Dans notre étude expérimentale, le nombre insuffisant de cas neutres nous incite à ignorer ces conditions. En revanche, dans notre étude numérique, nous simulons un écoulement en conditions neutres. On utilisera donc dans ce cas les séries temporelles de la composante verticale de la vitesse (w) pour détecter les structures cohérentes.

Première partie

Turbulence en terrain homogène

Chapitre 3

Etude expérimentale des spectres turbulents dans la couche de surface de l'atmosphère

Les précédentes études spectrales dans la CSA, détaillées en introduction, montrent l'impact de la stabilité sur les différentes échelles du mouvement et l'énergie qu'elles contiennent. Il est également mis en évidence que les transitions entre les régimes de stabilité sont complexes et peu documentées. Dans ce chapitre, pour aller plus loin, nous utilisons l'importante base de données de turbulence décrite précédemment pour analyser de manière statistique les spectres des différentes composantes de la vitesse, à 30 m, pour tout type de condition de stratification, le but étant de répondre aux questions suivantes : (i) Quelle est la forme des spectres obtenus ? (ii) Quels paramètres pilotent les différentes échelles du mouvement ? (iii) Quel est l'impact de la stabilité sur la forme des spectres ?

3.1 Calcul des spectres

Dans cette partie, nous avons utilisé les données à 10 Hz décrites précédemment. Le but étant d'étudier la turbulence en terrain homogène, nous ne gardons que le secteur corres-

pondant au champ homogène d'herbe courte en amont du mât (par vent d'ouest). Afin d'obtenir les caractéristiques spatiales de la turbulence en ne disposant que de mesures en un point, nous utilisons l'hypothèse de Taylor. Celle-ci consiste à considérer que la turbulence est "gelée" et se déplace ainsi avec le vent moyen. Concrètement, pour que cette hypothèse soit applicable, il faut que $U \geq 2\sigma_u$, où σ_u est l'écart type associé à U, qui est la vitesse du vent moyen. Ils sont tous deux moyennés sur la période du spectre calculé. Nous avons tout d'abord divisé nos données de turbulence en périodes de 20 minutes afin calculer des spectres pré-multipliés de 20 min $fS_{u_i}(f)$, ayant la dimension de la variance de chacune des composantes, où f est la fréquence d'échantillonnage et u_i sont les composantes longitudinale, transverse et verticale de la vitesse du vent ($u_1 = u$, $u_2 = v$ et $u_3 = w$). Nous avons par la suite moyenné six spectres consécutifs de afin à réduire le bruit. Il est important de signaler que nous n'avons conservé que les périodes de 2 heures contenant des structures cohérentes. Dans la littérature, les auteurs calculent le plus souvent leurs spectres en fonction du nombre d'ondes κ (hypothèse de Taylor), car il donne directement accès aux propriétés géométriques de la turbulence telles que la taille des tourbillons. Pour notre part, nous calculons nos spectres en fonction de la fréquence normalisée $n = \frac{fz}{U}$ avec $f = \frac{\kappa U}{2\pi}$ où U est la vitesse du vent moyennée sur deux heures, κ le nombre d'onde longitudinal et z, l'altitude du point de mesure.

3.2 Lois d'échelle

Les spectres obtenus fS, tracés en fonction de la fréquence sans dimension n, semblent prendre principalement trois formes différentes en fonction de la stabilité. En condition très instable, les spectres de u et de v comportent trois régions différentes conformément à Kaimal (1978); McNaughton et al. (2007) (figure 3.1). La région 1, largement documentée dans la littérature, représente le domaine inertiel ("inner turbulence") sur lequel l'énergie est dissipée à taux constant ("inner scale") (Kolmogorov, 1941) ($n > 0.5$ pour la composante u et $n > 1$ pour v). La région 3, contenant le maximum d'énergie, se trouve à environ $n < 0.01$ pour u et v. Ce sont les échelles de production d'énergie turbulente ("outer scale"). Enfin, le domaine intermédiaire qui constitue la région 2. La composante verticale (w) a

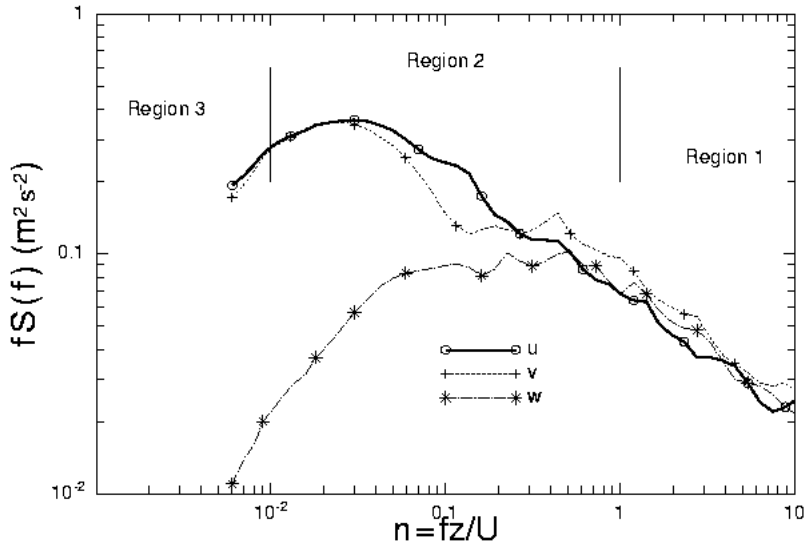


FIG. 3.1 – Spectres des 3 composantes de la vitesse en condition convective ($z/L = -0.22$) calculés à partir des mesures à 30 m de l'anémomètre du SIRTA le 6 juillet 2005 entre 8h00 et 10h00.

un comportement différent. Seuls le domaine inertiel ($n > 1$) et le domaine de production d'énergie sont présents, les petites échelles contiennent donc le maximum d'énergie. En condition proche de la neutralité, nous retrouvons les trois régions spectrales, dans les spectres de u et v (figure 3.2). Pourtant, cette fois, l'énergie contenue par l'échelle inertielle (limite région 1-2) est similaire à celle contenue par les grandes échelles (limite région 3-2). L'existence probable d'une surface plane ("plage en -1") est en accord avec Hunt and Morrison (2000); Kader and Yaglom (1991); Högström et al. (2002) qui suggèrent que, dans la région intermédiaire, l'énergie reste constante. La composante verticale a un comportement semblable au cas instable. Enfin, en conditions très stables, les spectres des trois composantes ont tendance à s'harmoniser avec les précédentes observations de Donelan and Miyake (1973); Drobinski et al. (2000); Busch and Panofsky (1968); Kaimal et al. (1972) (figure 3.1). Le domaine intermédiaire a disparu, l'énergie est principalement contenue dans

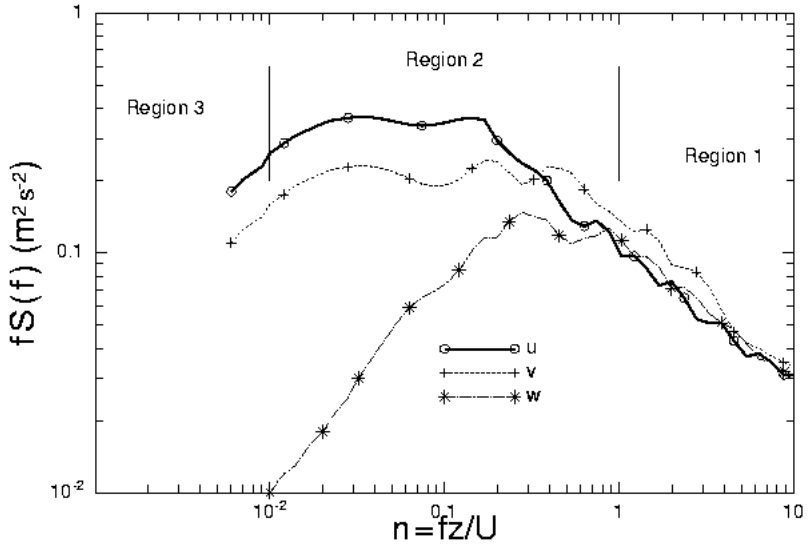


FIG. 3.2 – Spectres des 3 composantes de la vitesse en condition neutre ($z/L = -0.02$) calculés à partir des mesures à 30 m de l'anémomètre du SIRTA le 11 août 2006 entre 14h00 et 16h00.

les petites échelles. Nous remarquons que, quel que soit le régime de stabilité, le pic inertiel des spectres de la composante u est décalé vers les plus petites fréquences par comparaison avec les composantes v et w. Ce comportement est dû à la contribution du vent moyen. Il est également nécessaire de noter que dans le domaine inertiel, quelque soit le régime de stabilité, l'hypothèse d'isotropie semble vérifiée, avec des contributions très similaires des 3 composantes de la vitesse. La production d'énergie cinétique turbulente est plus importante en régime instable, en accord avec le fait que la stabilité empêche la turbulence de se développer (figures 3.1, 3.2 et 3.3). Pour vérifier statistiquement ces observations de l'influence de la stabilité sur la forme de nos spectres de la vitesse turbulente, il est nécessaire de connaître les limites de la région intermédiaire (2), entre la turbulence de petite et grande échelle. Ceci consiste donc à estimer, en fonction de la stabilité, les paramètres pilotant l'énergie contenue dans les différentes échelles du mouvement afin de déterminer les pics

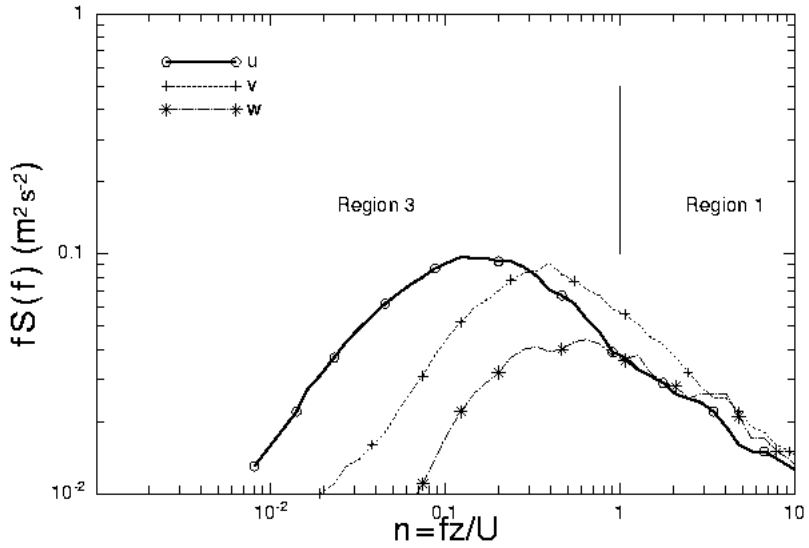


FIG. 3.3 – Spectres des 3 composantes de la vitesse en condition stable ($z/L = 0.2$) calculés à partir des mesures à 30 m de l'anémomètre du SIRTA le 31 juillet 2005 entre 2h00 et 4h00.

inertiel et de production d'énergie.

3.2.1 Domaine inertiel (limite régions 1-2)

Dans la partie inertielle des spectres (petites échelles), l'énergie cinétique est principalement pilotée par la dissipation ϵ_o. Dans ce cas, d'après Kolmogorov (1941), l'énergie spectrale évolue de la façon suivante :

$$fS_{u_i}(f) \propto \alpha_k (z\epsilon_o)^{2/3} n^{-2/3} \tag{3.1}$$

avec α_k, la constante de Kolmogorov, ϵ_o, la dissipation et z, la hauteur de mesure. $z\epsilon_o$ représente la taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente intégré sur la hauteur

de mesure (McNaughton et al., 2007). Les échelles de vitesse et d'énergie sont respectivement $(z\epsilon_o)^{1/3}$ et $(z\epsilon_o)^{2/3}$. La limite des régions 1-2 correspond donc à la fréquence minimale sans dimension $n_{u_i}min$, d'énergie spectrale $fS_{u_i}min$, pour laquelle cette relation est vérifiée. Une analyse dimensionnelle nous a conduit à négliger les termes de transport turbulent, les termes de production d'énergie cinétique par cisaillement et par flottabilité étant prépondérants. Ainsi, dans l'équation de conservation de l'énergie cinétique turbulente, ces termes de production sont principalement compensés par la dissipation qui s'écrit, ainsi :

$$\epsilon_o \simeq \frac{g}{T_v}\overline{w'T'_v} - \overline{u'w'}\frac{\partial\overline{U}}{\partial z} - \overline{v'w'}\frac{\partial\overline{V}}{\partial z} \tag{3.2}$$

Le premier terme de droite est le terme de flottabilité, les deux derniers représentent le terme de cisaillement. Afin d'étudier l'influence de la stabilité, nous exprimons le terme de flottabilité en fonction de la longueur d'Obukhov $L_\star$, il devient alors : $-\frac{u_\star^3}{kL_\star}$. Le cisaillement est principalement piloté par la vitesse de frottement $u_\star$, nous pouvons donc remplacer les deux derniers termes de droite par $u_\star^2\frac{\partial\overline{u}}{\partial z}$. Ainsi l'équation précédente devient : $\epsilon_o \simeq -\frac{u_\star^3}{kL_\star} + u_\star^2\frac{\partial\overline{u}}{\partial z}$. D'après Businger et al. (1971); Dyer (1974), dans la CSA, $\frac{\partial\overline{u}}{\partial z}$ peut être exprimé par $\frac{u_\star}{kz}\phi_M$ où ϕ_M est le gradient de vitesse sans dimension défini par :

$$\phi_M = \begin{cases} 1 & \text{si } z/L_\star = 0\ (neutre) \\ 1 + \frac{4.7z}{L_\star} & \text{si } z/L_\star > 0\ (stable) \\ [1 - \frac{15z}{L_\star}]^{-1/4} & \text{si } z/L_\star < 0\ (instable) \end{cases} \tag{3.3}$$

Par une analyse dimensionnelle, on peut exprimer l'équation de conservation d'énergie cinétique turbulente en fonction de ϕ_M :

$$\epsilon_o \simeq \frac{u_\star^3}{kz}(\phi_M - \frac{z}{L_\star}) \tag{3.4}$$

Nous obtenons donc une expression de la dissipation ne dépendant que de $u_\star$ et de $z/L_\star$. En remplaçant ϵ_o dans l'équation 3.1, nous obtenons, pour le domaine inertiel, la relation suivante :

$$fS_{u_i} \propto \alpha_k \frac{u_\star^2}{k^{2/3}}\varphi_\epsilon^{2/3} n^{-2/3} \tag{3.5}$$

$\varphi_\epsilon = \phi_M - \frac{z}{L_\star}$ étant le taux de dissipation sans dimension. Cette relation nous fournit donc un critère de localisation du pic inertiel. En effet, quel que soit le régime de stabilité, il correspond à la fréquence minimale $n_{u_i}min$ dont l'énergie spectrale $fS_{u_i}min$ vérifie :

$$\frac{fS_{u_i}min}{u_\star^2\varphi_\epsilon^{2/3}} \approx C_i(\alpha_k) \tag{3.6}$$

La valeur de $n_{u_i}min$ ne dépend ni de z, ni de $L_\star$, elle est donc comprise dans la constante $C_i(\alpha_k)$ (l'indice i =1, 2 et 3 correspond aux 3 composantes de la vitesse) qui dépend également de la constante de Kolmogorov α_k. Nous avons donc utilisé ce critère pour déterminer la limite du domaine inertiel dans les spectres des 3 composantes de la vitesse turbulente. Signalons que, dans la littérature, plusieurs définitions de $\varphi_\epsilon^{2/3}$ sont proposées. Kaimal et al. (1972) suggèrent :

$$\varphi_\epsilon^{2/3} = \begin{cases} 1 & \text{si } z/L_\star = 0 \ (neutre) \\ 1 + 2.5(\frac{z}{L_\star})^{3/5} & \text{si } z/L_\star > 0 \ (stable) \\ 1 + 0.5\left|\frac{z}{L_\star}\right|^{2/3} & \text{si } z/L_\star < 0 \ (instable) \end{cases} \tag{3.7}$$

alors que Wyngaard et al. (1971) constatent que $\varphi_\epsilon^{2/3}$ vérifie :

$$\varphi_\epsilon^{2/3} = \begin{cases} 1 & \text{si } z/L_\star = 0 \ (neutre) \\ (1 + 5\frac{z}{L_\star})^{2/3} & \text{si } z/L_\star > 0 \ (stable) \\ 1 + 0.5\left|\frac{z}{L_\star}\right|^{2/3} & \text{si } z/L_\star < 0 \ (instable) \end{cases} \tag{3.8}$$

L'application de notre méthode de détection de pics, avec ces différentes définitions de $\varphi_\epsilon^{2/3}$, a conduit à des résultats très similaires (non montré).

Notre méthode consiste tout d'abord à estimer, à l'oeil, une fréquence du domaine inertiel, dans nos spectres des composantes de la vitesse. Nous nous sommes ensuite assurés qu'à cette fréquence, le critère (eq. 3.6) est bien vérifié. Puis, nous avons décalé cette fréquence vers les plus petites valeurs jusqu'à trouver la valeur "seuil" correspondant à limite du domaine inertiel. Nos résultats montrent que le pic inertiel est localisé pour la composante longitudinale à $n_umin = 0.5$ et $n_vmin = n_wmin = 1$ pour les composantes v et w. Nous retrouvons donc le léger décalage, vers les plus grandes échelles (petites fréquences), du domaine inertiel dans les spectres de u. Aux fréquences $n_{u_i}min$ estimées, l'énergie spectrale correspondante $fS_{u_i}min$ vérifie $\frac{fS_{u_i}min}{u_\star^2\varphi_\epsilon^{2/3}} \approx C_i$ en conditions très stables et très instables ($|z/L_\star| > 0.15$) (figure 3.4). En revanche, proche de la neutralité ($|z/L_\star| \leq 0.15$), l'accord semble moins bon. Cette remarque est valable pour les composantes horizontales de la vitesse (u et v), dans une moindre mesure pour w. La raison de ce comportement est probablement que lorsque l'on se rapproche de la neutralité, $z/L_\star$, $\varphi_\epsilon^{2/3}$ deviennent petits

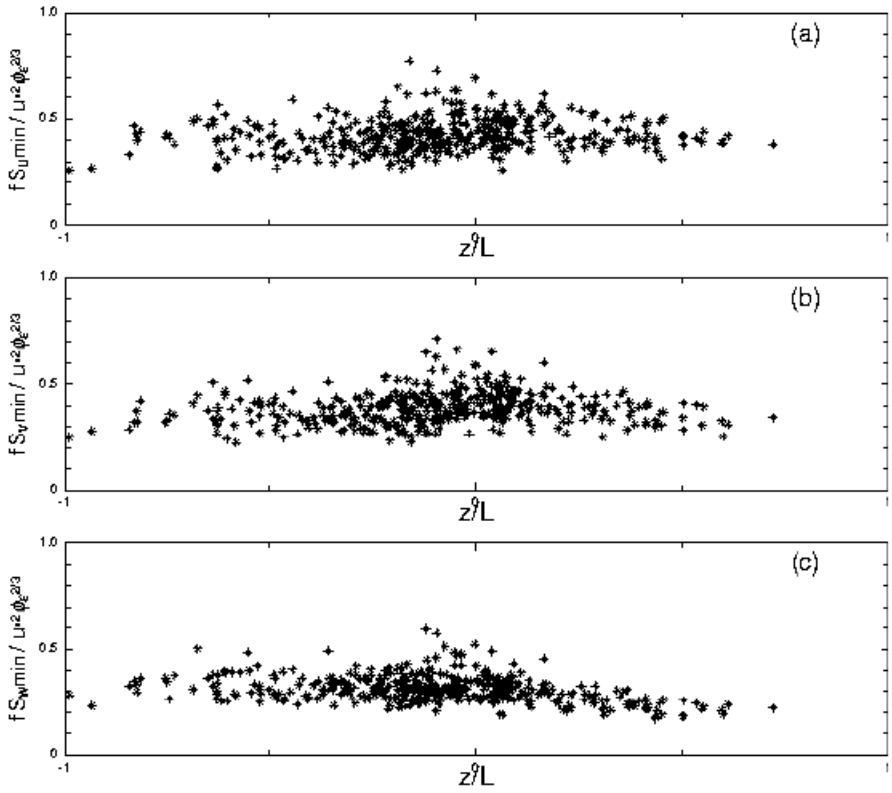


FIG. 3.4 – Rapport $\frac{fS_{u_i}min}{u_*^2\varphi_\epsilon 2/3}$ à 30 m pour les composantes longitudinale, fS_umin (a), transverse, fS_vmin (b), et verticale, fS_wmin (c), de la vitesse.

et, par conséquent, la notion flottabilité n'a plus de sens. Ainsi, les écarts types associés aux valeurs moyennes $C_1 = 0.4$, $C_2 = 0.4$ et $C_3 = 0.3$ sont d'environ 20 %.

3.2.2 Domaine de production d'énergie (limite régions 3-2)

Le domaine spectral correspondant à la production d'énergie (n petit), région 3, est beaucoup moins documenté dans la littérature. Il a été mis en évidence surtout en condition convective et est essentiellement piloté par la hauteur de la couche limite z_i. Dans de telles conditions, McNaughton et al. (2007) suggèrent que l'échelle d'énergie dans la couche limite convective est pilotée par les mouvements de grande échelle et s'écrit $(z_i\epsilon_o)^{2/3}$. Ici,

le taux de dissipation de grande échelle ("outer dissipation") ϵ_o représente la production totale d'énergie dans la CLA. Ainsi l'évolution de l'énergie spectrale, dans le domaine de production d'énergie obéit à une loi du type :

$$fS_{u_i}(f) \propto K(z_i\epsilon_o)^{2/3}n^{\alpha} \tag{3.9}$$

Avec K une constante. Hunt and Morrison (2000) observent $\alpha = 1$ alors que McNaughton et al. (2007) estiment que $\alpha = 4/3$. Pour notre part, nous avons considéré ces deux valeurs de α. Comme nous l'avons dit précédemment, ce pic est mis en évidence essentiellement en conditions convectives. McNaughton et al. (2007) ajoutent qu'en condition très instables, le taux de dissipation de grande échelle ϵ_o compense le terme de flottabilité :

$$\epsilon_o \simeq \frac{g}{T}\overline{w'T'_v} \tag{3.10}$$

L'échelle de vitesse n'est à présent plus dépendante de $u_\star$ mais de $w_\star$. Nous remplaçons donc le terme de flottabilité par $w_\star^3 z_i^{-1}$, la dissipation s'écrit alors $\epsilon_o \simeq w_\star^3 z_i^{-1}$ conformément aux travaux de McNaughton et al. (2007). Ainsi, l'énergie en fonction de la fréquence sans dimension est principalement pilotée par la relation :

$$fS_{u_i} \propto Kw_\star^2 n^{\alpha} \tag{3.11}$$

Pour évaluer la dépendance à la stratification, nous calculons $w_\star$ en fonction de $L_\star$ par $(\frac{u^3 z_i}{kL_\star})^{1/3}$ et nous en déduisons un critère pour l'évaluation de l'énergie contenue dans le pic à $n_u imax \propto \left(\frac{z}{z_i}\right)^{\alpha}$ correspondant aux échelles de production (limite régions 2-3 dans la figure 3.1) :

$$\frac{fS_{u_i}max}{w_\star^2}\left(\frac{z_i}{z}\right)^{\alpha} \approx K_i \tag{3.12}$$

où K_i est une constante correspondant à la composante i de la vitesse. Nous avons tout d'abord émis l'hypothèse que, dans ces conditions, ce pic correspond au maximum d'énergie spectrale. Nous nous sommes ensuite assurés que cette hypothèse est vérifiée en traçant $\left(\frac{z_i}{z}\right)^{\alpha}\frac{fS_{u_i}max}{w_\star^2}$ en fonction du paramètre de stabilité $z/L_\star$, en régime instable, pour les deux valeurs de α. La valeur $\alpha = 1$, apportant de meilleurs résultats avec nos spectres, a été retenue (figure 3.5). Il apparaît que plus le régime est instable ($z/L_\star < -0.15$), plus le rapport $\frac{z_i}{z}\frac{fS_{u_i}max}{w_\star^2}$ a tendance à rester constant et donc, plus l'énergie est contrôlée par $w_\star^2$ ce qui est en accord avec McNaughton et al. (2007). Proche de la neutralité ($z/L\star \leq -0.15$), $w_\star$

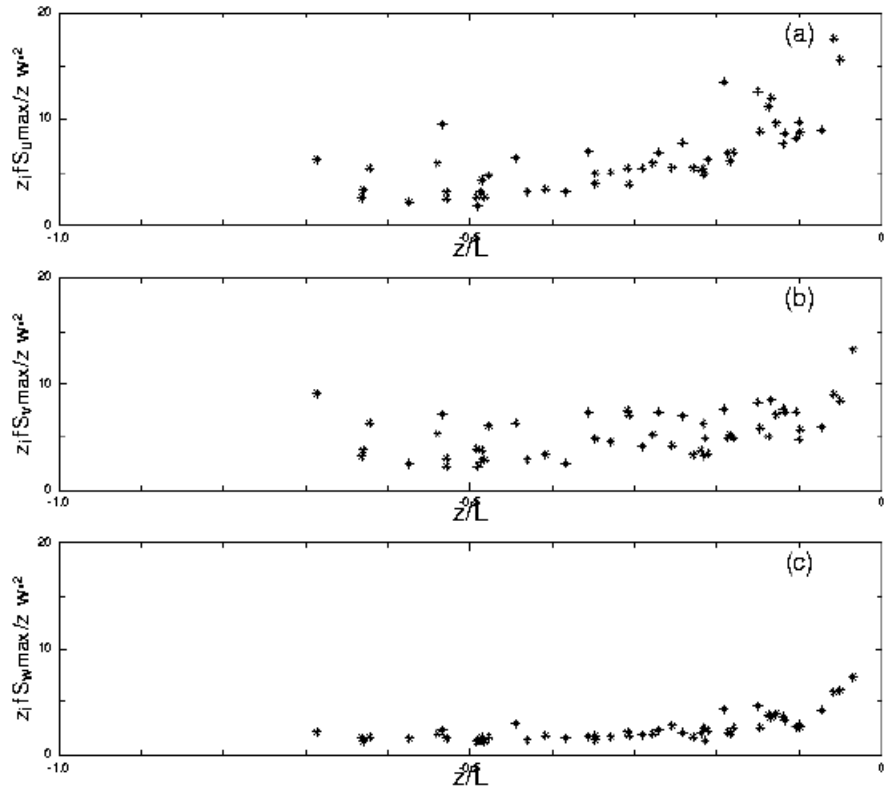


FIG. 3.5 – Rapport $\frac{fS_{max}}{w_\star^2}\frac{z_i}{z}$ à 30 m pour les composantes longitudinale (a), transverse (b) et verticale (c) de la vitesse.

devenant très faible, le rapport $\frac{z_i}{z}\frac{fS_{u_i}max}{w_\star^2}$ devient grand, la production d'énergie cinétique turbulente n'est plus pilotée par $w_\star^2$. Pourtant, même en excluant les valeurs correspondant à ce régime de stabilité, l'écart type associé à la valeur moyenne de ce rapport est grand ($\approx$ 50 %), quelle que soit la composante de la vitesse turbulente, et ne peut pas être attribué seulement à l'incertitude liée à la détermination de la hauteur de la CLA z_i. Une telle dispersion est donc probablement due au fait que nous avons assimilé la limite entre les régions 1-2 (figure 3.1) au niveau maximum d'énergie spectrale ce qui implique une incertitude supplémentaire dépendant de la pente du domaine de production d'énergie, α. Les valeurs moyennes des constantes obtenues sont $K_1 \approx 6.5$, $K_2 \approx 5$ et $K_3 \approx 2.5$. La dispersion trop importante met fortement en cause la représentativité de ces valeurs.

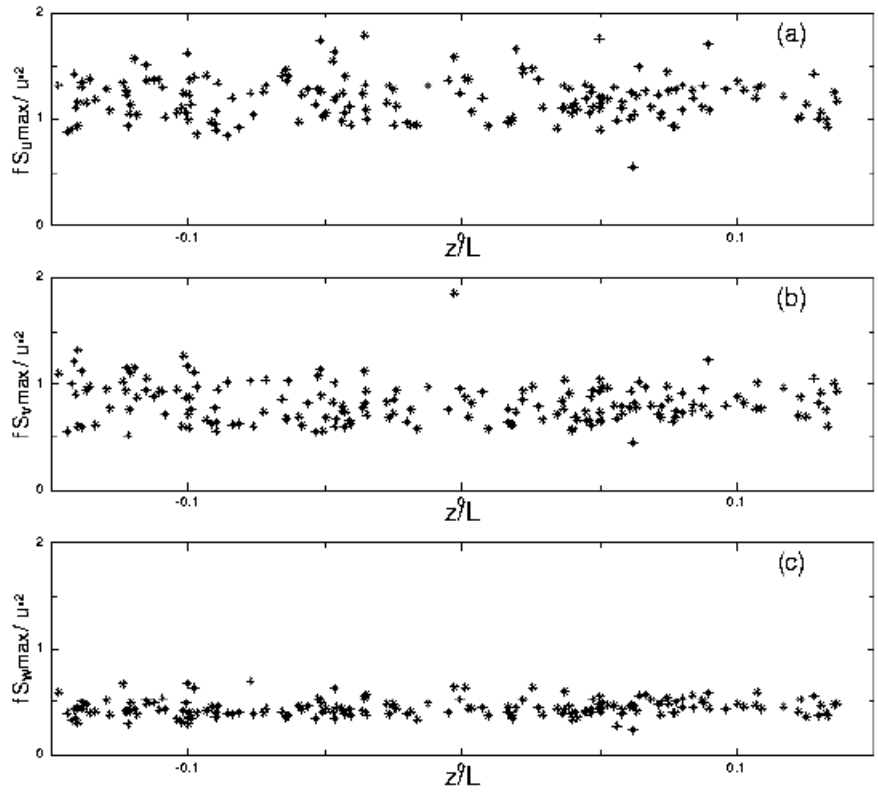


FIG. 3.6 – Rapport $\frac{fS_{max}}{u_\star^2}$ à 30 m pour les composantes longitudinale (a), transverse (b) et verticale (c) de la vitesse proche de la neutralité ($\left|\frac{z}{L_\star}\right| \leq 0.15$).

3.2.3 Cas particulier de l'absence de stratification (neutralité)

D'après les deux précédentes parties, il semble que nous avons un problème, dans le régime proche de la neutralité ($\left|\frac{z}{L_\star}\right| \leq 0.15$), pour déterminer l'échelle d'énergie pilotant le pic du domaine de production d'énergie cinétique turbulente (figure 3.5) et dans une moindre mesure, le pic inertiel (figure 3.4). Kader and Yaglom (1991); Yaglom (1993) proposent que, dans ce régime de stabilité, pour les mouvements de grande échelle, entre ces deux pics (région 2 dans la figure 3.2), l'énergie spectrale fS_{u_i}, de chaque composante de la vitesse, est proportionnelle à l'échelle d'énergie $u_\star^2$ et indépendante de la hauteur de mesure. Ces suppositions amènent Kader and Yaglom (1991); Yaglom (1993) à une loi pilotant

l'énergie cinétique turbulente, dans ce domaine de fréquences, indépendante des échelles du mouvement correspondantes (plage en -1) :

$$fS_{u_i} \propto \Gamma_i u_\star^2 \tag{3.13}$$

Ainsi, d'après Kader and Yaglom (1991); Yaglom (1993), en condition proche de la neutralité, les énergies spectrales correspondant au pic de production d'énergie $fS_{u_i}max$ (limite région 2-3) et au pic inertiel $fS_{u_i}min$ (limite région 1-2) sont similaires et doivent vérifier respectivement : $\frac{fS_{u_i}max}{u_\star^2} \approx \Gamma_i^{max}$ et $\frac{fS_{u_i}min}{u_\star^2} \approx \Gamma_i^{min}$. Notre détection de pics semble montrer un bon accord avec ces deux critères en régime proche du neutre ($\left|\frac{z}{L_\star}\right| < 0.15$), comme l'attestent les figures 3.6 et 3.7. En effet, pour les 3 composantes, les rapports $\frac{fS_{u_i}max}{u_\star^2}$ et $\frac{fS_{u_i}min}{u_\star^2}$ sont constants, les écarts types sont faibles, environ 10-15 %, et ne contiennent aucune discontinuité au franchissement de la neutralité ($\left|\frac{z}{L_\star}\right| \leq 0.03$). Ajoutons qu'en moyenne, nous obtenons bien des valeurs très similaire pour $\Gamma_3^{max} = 0.4$ et $\Gamma_3^{min} = 0.3$. Ces valeurs sont également comparables à l'estimation de Kader and Yaglom (1991) (0.35). En revanche, on constate que $\Gamma_1^{max} \approx 2.5\Gamma_1^{min}$ et $\Gamma_2^{max} \approx 2\Gamma_2^{min}$. Notre valeur de $\Gamma_1^{max} = 1.2$ est cohérente avec celle obtenue par Kader and Yaglom (1991) (1), la différence entre Γ_1^{max} et Γ_2^{min} est donc probablement due à une sous-estimation de fS_umin. En effet, l'énergie fS_umin correspondant à la limite des régions 1 et 2 (figures 3.1 et 3.2), n'est pas l'énergie spectrale maximale du domaine inertiel. Nous trouvons pour $\Gamma_2^{max} = 0.8$.

3.3 Formes caractéristiques des spectres en fonction de la stabilité

Notre détection de pics dans les spectres turbulents de la vitesse ayant été validée par notre analyse dimensionnelle quel que soit le régime de stabilité, nous utilisons ces pics pour caractériser de manière statistique, les rapports de fréquences $\frac{n_{u_i}max}{n_{u_i}min}$ et d'énergies $\frac{fS_{u_i}max}{fS_{u_i}min}$ des composantes u_i de la vitesse turbulente, en fonction de la stabilité $z/L_\star$ (figures 3.8 et 3.9). Rappelons que notre méthode de détection implique forcément que $\frac{n_{u_i}max}{n_{u_i}min} > 1$ car $n_{u_i}max$ est la fréquence (ou l'échelle du mouvement) la plus énergétique dans nos spectres pré-multilpliés fS_{u_i} des composantes u_i de la vitesse et, $n_{u_i}min$ correspond à la fréquence

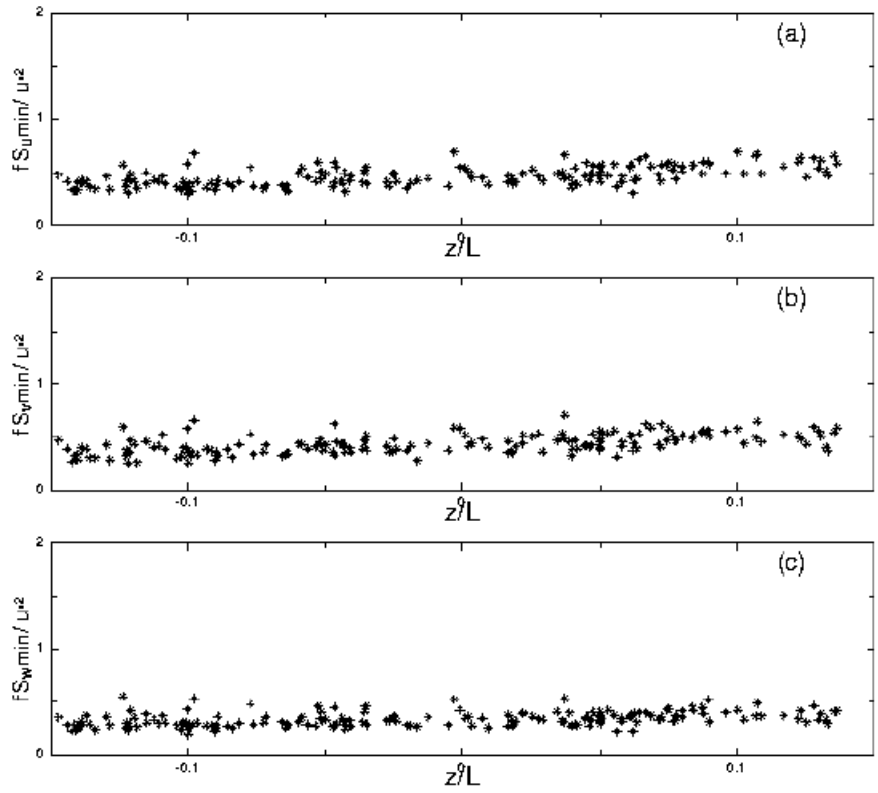


FIG. 3.7 – Rapport $\frac{fS_{min}}{u_\star^2}$ à 30 m pour les composantes longitudinale (a), transverse (b) et verticale (c) de la vitesse proche de la neutralité ($\left|\frac{z}{L_\star}\right| \leq 0.15$).

minimale du domaine inertiel (limite régions 1-2 dans les figures 3.1 et 3.2, limite régions 1-3 dans la figure 3.3). Par conséquent, $\frac{fS_{u_i}max}{fS_{u_i}min} > 1$, quelle que soit la composante de la vitesse du vent et la stabilité (figure 3.9).

La figure 3.8 montre que les rapports $\frac{n_{u_i}max}{n_{u_i}min}$ augmentent avec $z/L_\star$, et tendent vers 1 en conditions très stables. $\frac{n_wmax}{n_wmin}$ augmente très légèrement mais de manière constante (en échelle logarithmique) avec la stabilité (figure 3.8c), passant d'environ 0.2 à une valeur très proche de 1. Le comportement de $\frac{n_umax}{n_umin}$ et $\frac{n_vmax}{n_vmin}$ semble plus complexe (figures 3.8a et 3.8b, respectivement). En régime très stable ($z/L_\star > 0.15$), la valeur de ces deux rapports est constante et très similaire, autour de 0.3-0.4. L'invariance des spectres de la vitesse

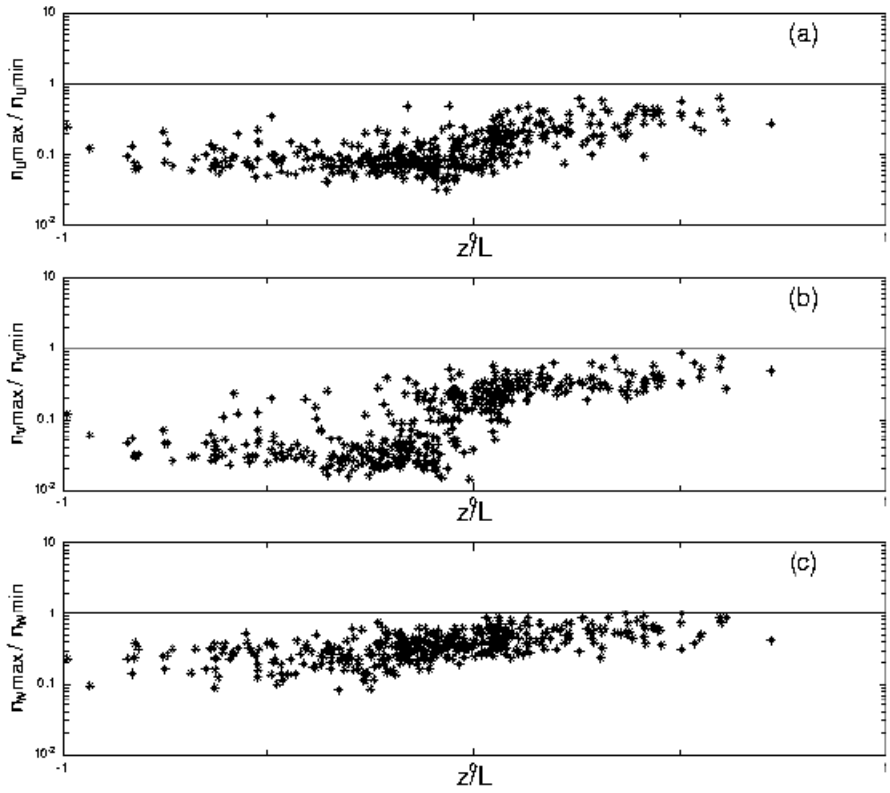


FIG. 3.8 – Rapport des fréquences $\frac{n_{max}}{n_{min}}$ à 30 m pour les composantes longitudinale (a), transverse (b) et verticale (c) de la vitesse.

constatée est en accord avec Smedman (1988), dans des conditions de stabilité similaires. En conditions très instables ($z/L_\star < -0.15$), mis à part quelques points singuliers dus aux limites de notre résolution spectrale, $\frac{n_u max}{n_u min}$ et $\frac{n_v max}{n_v min}$ apparaissent également constants. Ils prennent respectivement environ la valeur de 0.06 et 0.03 ce qui implique que $n_u max \approx n_v max \approx 6.10^{-2}$ car $n_u min \approx 2 n_v min$. L'invariance de ces rapports dans cette gamme de stabilité est probablement due aux limites de notre résolution spectrale. Néanmoins, elle est cohérente avec le fait que les grandes échelles (petites fréquences) de la turbulence sont limitées par la hauteur de la couche limite atmosphérique z_i dont l'extension verticale est au maximum de l'ordre de 2.5 km au SIRTA (Morille et al., 2007). Proche de la neutralité ($\left|\frac{z}{L_\star}\right| < 0.15$), l'évolution de $\frac{n_u max}{n_u min}$ et $\frac{n_v max}{n_v min}$ est beaucoup moins claire. Pourtant, il semble

que ces deux rapports augmentent constamment (en échelle logarithmique) avec la stabilité, passant respectivement de 0.08 et 0.04 (pour $z/L_\star \approx -0.15$) à 0.3-0.4 (pour $z/L_\star \approx -0.15$).

Pour $z/L_\star \geq 0$, $\frac{fS_vmax}{fS_vmin}$ (figure 3.9b) et $\frac{fS_wmax}{fS_wmin}$ (figure 3.9c) restent approximativement constants, respectivement autour de la valeur 1.5 et 1.2. $\frac{fS_umax}{fS_umin}$ a un comportement similaire pour $z/L_\star > 0.15$, stabilité à partir de laquelle, ce rapport devient constant et de valeur proche de 2 (figure 3.9a). Pour $z/L_\star < 0$, $\frac{fS_wmax}{fS_wmin}$ est estimé constant autour de 1.5. Cette valeur moyenne est très légèrement supérieure à celle obtenue en conditions stables, mais la dispersion et l'incertitude étant également plus importantes, nous pouvons raisonnablement conclure que $\frac{fS_wmax}{fS_wmin}$ est indépendant de $z/L_\star$ (figure 3.9c). La grande variabilité de $\frac{fS_vmax}{fS_vmin}$, quand $z/L_\star < 0$, et de $\frac{fS_umax}{fS_umin}$, pour $z/L_\star \leq 0.15$ (figure 3.9b et 3.9a, respectivement), indique que ces rapports peuvent prendre un large éventail de valeurs ($2 \geq \frac{fS_umax}{fS_umin} \approx \frac{fS_umax}{fS_umin} \leq 5$) ce qui rend leur interprétation difficile. Néanmoins, nous remarquons que $\frac{fS_umax}{fS_umin}$ et $\frac{fS_vmax}{fS_vmin}$ ont tendance à augmenter avec l'instabilité. Les grandes échelles sont donc de manière générale, dans ces conditions de stabilité, plus énergétiques que les petites échelles, en accord avec Kaimal (1978).

L'étude comparée des figures 3.8 et 3.9 nous permet donc de discuter la formes des spectres pré-multipliés des trois composantes de la vitesse en fonction de la stabilité. Différents comportements semblent se dégager.

En régime très stable ($z/L_\star > 0.15$), $n_{u_i}min \simeq n_{u_i}max$ et $fS_{u_i}max \simeq fS_{u_i}min$ pour les 3 composantes u_i. Nous retrouvons ainsi la forme des spectres dans la couche de surface suggérée Donelan and Miyake (1973); Drobinski et al. (2000); Busch and Panofsky (1968); Kaimal et al. (1972), Seuls le domaines inertiel et de production d'énergie sont présents, la région intermédiaire a disparu (figure 3.3).

En régime très instable ($\frac{z}{L_\star} < -0.15$), $n_wmax \approx n_wmin$ et $fS_wmax \approx fS_wmin$. Ceci ne signifie pas que le spectre pré-multiplié de w ($fS_w(f)$) possède un domaine intermédiaire (entre les région 1 et 3) à énergie constante (plage en -1), mais plutôt que, $fS_w(f)$ s'élargit (la courbure autour du pic inertiel diminue) avec l'instabilité (figure 3.1). Dans ce même régime de stabilité, nous avons constaté que $n_umax \approx n_umin$ et $n_vmax \approx n_vmin$ alors que,

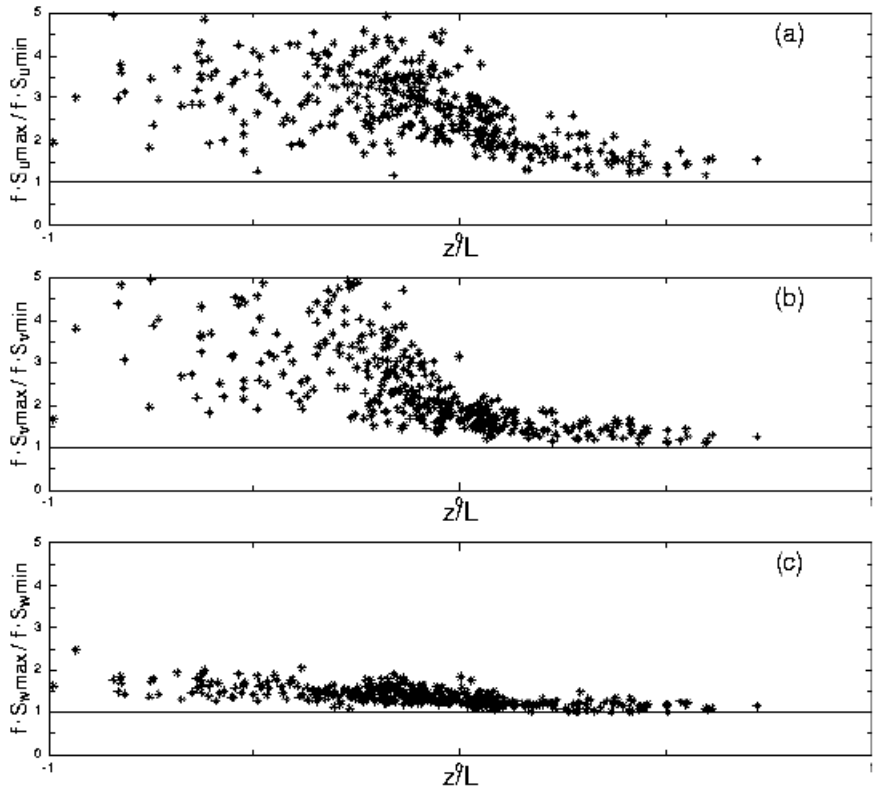


FIG. 3.9 – Rapport des énergies spectrales $\frac{fS_{max}}{fS_{min}}$ à 30 m pour les composantes longitudinale (a), transverse (b) et verticale (c) de la vitesse.

$fS_umax >> fS_umin$ et $fS_vmax >> fS_vmin$. Ainsi, pour les spectres des composantes horizontales de la vitesse ($fS_u(f)$ et $fS_v(f)$), les deux pics sont bien localisés en fréquence, limités par la hauteur de mesure z (pic inertiel) et par la hauteur de la couche limite z_i (pic de production d'énergie) alors que le rapport des énergie spectrale correspondant tend à augmenter avec l'instabilité (figures 3.8a-b et 3.9a-b). Nous pouvons donc en conclure $fS_u(f)$ et $fS_v(f)$ contiennent bien trois régions spectrales distinctes avec, de manière générale, une énergie spectrale maximale contenue par les grandes échelles (figure 3.1). Ce résultat est en accord avec McNaughton (2004); Kaimal (1978).

Proche de la neutralité ($\left|\frac{z}{L_\star}\right| < 0.15$), $\frac{n_wmax}{n_wmin}$ et $\frac{fS_wmax}{fS_wmin}$ se comportent de façon similaire

au cas instable (figures 3.8c et 3.9c). Nous en déduisons donc une forme caractéristique de $fS_w(f)$ très comparable avec, néanmoins, une différence moins importante entre fS_wmax et fS_wmin (figure 3.2). Les spectres pré-multipliés $fS_u(f)$ et $fS_v(f)$ ont un comportement plus complexe dans ce régime de stabilité. En effet, $\frac{n_umax}{n_umin}$ et $\frac{n_vmax}{n_vmin}$ augmentent constamment avec la stabilité (figure 3.8a-b) alors que, $\frac{fS_umax}{fS_umin}$ augmente constamment avec l'instabilité et $\frac{fS_vmax}{fS_vmin}$ apparaît constant, pour $0 \leq z/L_\star < 0.15$, puis se comporte comme $\frac{fS_umax}{fS_umin}$, quand $-0.15 < z/L_\star < 0$ (figure 3.9a-b). Cette tendance suggère que, dans cette gamme de stabilité, la probabilité d'occurrence d'une plage spectrale d'énergie constante (plage en -1), entre les domaines inertiel et de production d'énergie (région 2), dans les spectres $fS_u(f)$ et $fS_v(f)$ n'est pas négligeable (figure 3.2). Hunt and Morrison (2000); Högström et al. (2002); Kader and Yaglom (1991); Drobinski et al. (2004, 2007) observent également cette surface plane dans les spectres de u et v dans des conditions de stabilité similaires. En revanche, Kader and Yaglom (1991) prédisent aussi une plage en -1 dans le spectre $fS_w(f)$ ce qui semble pas être le cas dans nos résultats (figure 3.2). Il est également important de remarquer que la probabilité d'occurrence d'une plage en -1, dans $fS_v(f)$, est plus importante que dans $fS_u(f)$ (surtout quand $0 \leq z/L_\star < 0.15$).

3.4 Conclusion

Ce chapitre met en évidence les différentes échelles du mouvement ainsi que leur contribution relative à l'énergie cinétique turbulente en fonction de la stratification. Quelle que soit la stabilité, la forme de $fS_w(f)$ est cohérente avec les précédentes études de Donelan and Miyake (1973); Drobinski et al. (2000); Busch and Panofsky (1968); Kaimal et al. (1972); Hunt and Morrison (2000); McNaughton (2004), seul le pic inertiel est présent et il correspond à l'énergie spectrale maximale (limite des régions 1-2 dans les figures 3.1 et 3.2 et limite 1-3 dans le figure 3.3). La stabilité semble seulement avoir une influence sur la forme de ce pic (sa courbure), qui s'élargit (la courbure diminue) avec l'instabilité (figures 3.1, 3.2 et 3.3). Les spectres pré-multipliés $fS_u(f)$ et $fS_v(f)$ varient beaucoup plus avec la stabilité (figures 3.1, 3.2 et 3.3). En effet, nous les estimons similaires aux précédentes observations de Donelan and Miyake (1973); Drobinski et al. (2000); Busch and Panofsky (1968); Kaimal

et al. (1972) en conditions très stables (figure 3.3) et en accord avec McNaughton (2004); Kaimal (1978) en conditions très instables (figure 3.1). En régime proche de la neutralité ($\left|\frac{z}{L_\star}\right| < 0.15$), le comportement des spectres des composantes horizontales de la vitesse est plus complexe. Néanmoins, nous constatons que la probabilité d'occurrence d'une plage en -1 dans $fS_v(f)$ et, dans une moindre mesure, dans $fS_u(f)$ n'est pas négligeable, en accord avec les travaux de Hunt and Morrison (2000); Högström et al. (2002); Kader and Yaglom (1991); Drobinski et al. (2004, 2007) (figure 3.2).

L'existence de la région intermédiaire dans nos spectres, entre les petites échelles ("inner turbulence") et les grandes ("outer turbulence"), est fortement liée à la présence de structures organisées, dans l'écoulement turbulent. Ces structures "cohérentes" qui contribuent considérablement au transport turbulent font l'objet du prochain chapitre.

Chapitre 4

Etude expérimentale des propriétés des structures cohérentes dans la couche de surface

Comme nous l'avons détaillé en introduction, les structures cohérentes jouent un rôle important dans le transport de quantité de mouvement et de matière dans l'atmosphère. Leur contribution relative aux flux turbulents doit être prise en compte dans les paramétrisations sous-maille des modèles méso-échelle et de grande échelle (Foster and Brown, 1994; Drobinski et al., 2006). Cependant, dans la littérature, la contribution de ces structures aux flux de mouvement et de chaleur varie de façon significative ; Lu and Fitzjarrald (1994) estiment des contributions de l'ordre de 37 à 45 %, alors que Bergström and Högström (1989) observent que 90 % du transport est du à ces phénomènes. Ces valeurs très importantes n'ont été observées que sur de petites périodes d'observation (1-2 h). Outre la complexité et la variabilité de ces structures, ces grandes différences observées d'une étude à l'autre, sont principalement dues à la durée d'observation et à la méthode de détection utilisée.

Malgré les récents efforts d'observation, les études précédentes étaient limitées par au moins l'un des facteurs suivants : tout d'abord, les mesures étaient limitées aux situations instables.

TAB. 4.1 – Précédentes études utilisant une analyse expérimentale des structures cohérentes avec une détection de rampes, en fonction de la taille des bases de données et des conditions de stratification.

Auteur	taille de la base de données	stratification
Antonia and Chambers (1978)	1.5 h	stable
Gao et al. (1989)	1.5 h	instable
Bergström and Högström (1989)	200 min	instable
Paw U et al. (1992)	pas spécifié	instable, neutre, stable
Gao et al. (1992)	23 h	instable, neutre, stable
Gao and Li (1993)	30 min	instable
Lu and Fitzjarrald (1994)	85 h	instable, stable
Qiu et al. (1995)	35 h	instable
Chen et al. (1997)	65 h	instable
Brunet and Irvine (2000)	350 h	instable, neutre, stable
Sadani and Kulkarni (2001)	2 days	instable
Krusche and De Oliveira (2004)	43 h	instable
Feigenwinter and Vogt (2005)	7 h (116 événements)	instable
Thomas and Foken (2006)	plus de 1,650 h	instable, neutre, stable

Ensuite, seules de petites bases de données ont été analysées (Table 4.1) et finalement, la durée et le temps de séparation des structures cohérentes étaient déterminés avec des incertitudes importantes. Jusqu'à présent, très peu d'auteurs ont étudié de grandes bases de données couvrant une large gamme de conditions de stabilité. Lu and Fitzjarrald (1994) ont examiné une base de données d'environ 85 h de situations convectives et stables. Brunet and Irvine (2000) ont, quant à eux, utilisé 350 h de données de turbulence pour étudier l'extension longitudinale des structures et la comparer avec les prédictions théoriques de Raupach et al. (1996). Plus récemment, Thomas and Foken (2006) ont analysé une grande base de données contenant environ 3,300 périodes de mesures de 30 min dont il ne resta que 282 h de fluctuations de la température après contrôle qualité.

Dans cette étude, on s'affranchit des limites mentionnées ci-dessus en appliquant une méthode objective d'extraction des structures. Notre objectif est de fournir une description la plus complète possible des structures cohérentes en utilisant une base de données importante couvrant une large gamme de conditions de stabilité. Notre méthode nous permet non seulement de fournir des moyennes fiables, mais également des distributions de probabilité des propriétés des structures cohérentes. Outre la fréquence d'occurence, la durée des structures et leur temps de séparation, nous nous concentrons sur la contribution des structures cohérentes au transport turbulent total. Plus précisément, nous voulons répondre aux questions suivantes : (i) Quelle est la contribution des structures au transport turbulent ? (ii) Cette contribution est-elle dépendante des paramètres météorologiques tels que le cisaillement ou la stabilité ? (iii) Quelle est l"efficacité des structures pour transporter du mouvement et de la châleur ?

Cette étude a fait l'objet d'une publication à *Boundary-Layer Meteorology* (Barthlott et al., 2007)[1].

4.1 Caractéristiques structurelles : occurrence, intensité, durée et échelles de grandeur

Nous ne nous intéressons ici qu'au secteur de vent correspondant au champ homogène d'herbe courte (vent d'ouest). Le tableau 4.2 donne une idée du nombre de données exploitables après le contrôle qualité, sélection de vents d'ouest et inspection visuelle de la méthode de détection d'ondelette. En conditions neutres, les gradients de température disparaissent et la détection de structures à partir des séries temporelles de température devient presque impossible. Cependant, la détection a fonctionné pour quelques événements sélectionnés mais leur nombre étant très faible, nous ne prenons pas en compte les cas neutres dans cette étude.

[1] Barthlott, C., Drobinski, P., Fesquet, C., Dubos, T., and Pietras, C. (2007). Long-term study of coherent structures in the atmospheric surface layer. *Bound-Layer Meteorol.*, **125(1)** :1-24

TAB. 4.2 – Nombre de données exploitables pour les différents régimes de stabilité après le contrôle qualité, sélection des vents d'ouest et bonne détection d'ondelette.

	stable	très stable	instable	très instable	Total
données à 10 m (h)	24.5	132.5	28.5	351.5	537
données à 30 m (h)	74	162.5	93	269.5	599

TAB. 4.3 – Valeurs moyennes et dominantes des propriétés des structures cohérentes pour les quatre classes de stabilité.

	très stable		stable		instable		très instable	
	moy.	dom.	moy.	dom.	moy.	dom.	moy.	dom.
$FO_{10\mathrm{m}}$ (30 min^{-1})	11	9	10	11	7	7	7	5
$FO_{30\mathrm{m}}$ (30 min^{-1})	11	11	10	9	7	5	7	5
$D_{10\mathrm{m}}$ (s)	63	45	63	55	98	35	92	55
$D_{30\mathrm{m}}$ (s)	61	45	65	45	83	55	97	45
$S_{10\mathrm{m}}$ (s)	79	15	85	15	98	15	103	15
$S_{30\mathrm{m}}$ (s)	74	15	92	15	100	15	109	15
$L_{10\mathrm{m}}$ (m)	170	75	301	175	558	775	407	225
$L_{30\mathrm{m}}$ (m)	236	175	378	225	593	375	468	225

Les caractéristiques statistiques des structures cohérentes peuvent être décrites par des paramètres tels que leur fréquence d'occurence FO, leur durée D ou le temps de séparation S entre deux structures consécutives. En utilisant l'hypothèse de Taylor sur la turbulence gelée, nous calculons l'échelle de grandeur de Taylor L en multipliant la durée de la structure cohérente par la vitesse du vent moyen. De façon à étudier l'influence de la stratification atmosphérique, des distributions de probabilité ont été calculées pour chaque classe de stabilité. Les valeurs moyennes et dominantes (plus probables) ont été listées dans le tableau 4.3, alors que les distributions de probabilité correspondent aux figures 4.1 et 4.3.

La figure 4.1 montre la distribution de probabilité de la fréquence d'occurrence des struc-

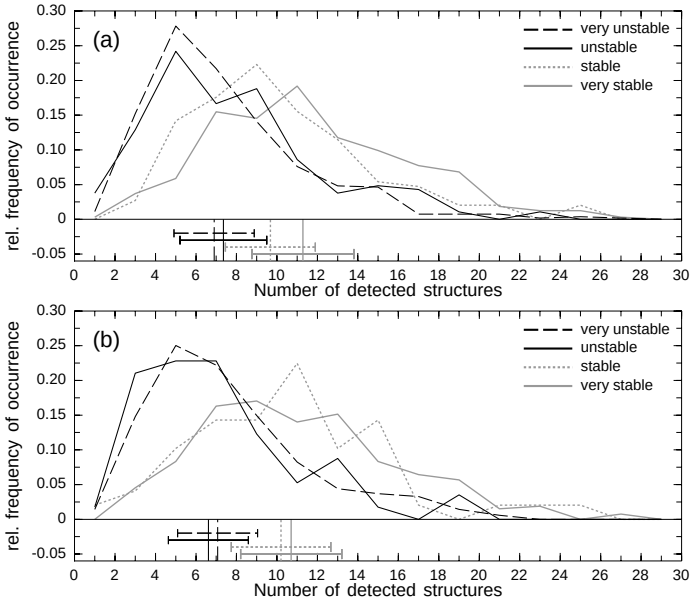


FIG. 4.1 – Distribution de probabilité du nombre de structures cohérentes détectées à 30 m (a) et 10 m (b). La distribution de chaque classe de stabilité a été normalisée par leur nombre d'occurence, de façon à ce que l'intégrale de la distribution soit égale à 1. Les lignes droites verticales représentent les valeurs moyennes avec les écarts types associés.

tures cohérentes à 10 et 30 m en fonction des conditions de stabilité. En moyenne, nous détectons entre 7 et 11 structures par 30 min. Aucune relation déterministe claire ne semble exister entre FO et la stabilité. Cette observation est en accord avec les résultats de Gao et al. (1992). Cependant, nous détectons clairement plus de structures en condition stable qu'en condition convective. De plus, nos résultats sont comparables à d'autres précédentes études (e.g. Feigenwinter and Vogt, 2005, 7-10 structures par 30 min). Les distributions de probabilité des deux régimes stables sont très similaires. Nous pouvons faire la même observation pour les deux régimes instables. Les différences que l'on constate entre les valeurs moyennes sont dues aux formes des distributions qui sont différentes.

D'après la figure 4.2, les distributions de la durée des structures montrent des valeurs similaires pour les deux régimes stables (61-65 s). Nous observons le même comportement pour les deux régimes instables avec des valeurs moyennes comprises entre 83 et 98 s. Krusche and De Oliveira (2004) ont trouvé des valeurs de 24-38 s en stratification instable alors que Lu and Fitzjarrald (1994) estiment des durées de 52-54 s en stratification stable

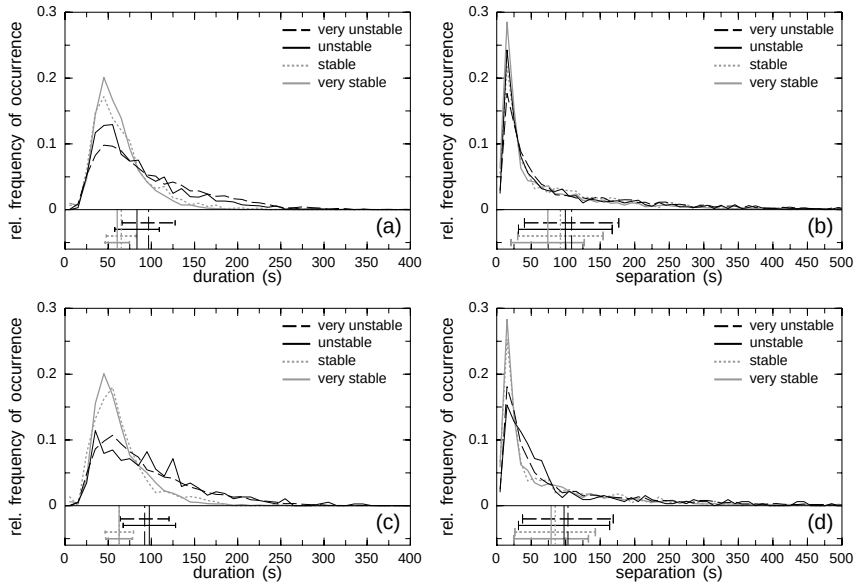


FIG. 4.2 – Distribution de la durée et de la séparation des structures cohérentes à 30 m (a ;b) et 10 m (c ;d). Même légende que la figure 4.1.

et instable. Dans leurs études respectives, leur base de données étant limitée, ils n'explorent qu'une petite portion de la gamme de valeurs possibles. En revanche, ces valeurs ont une probabilité d'occurrence non négligeable d'après nos distributions (Figure 4.2a et c). De plus, les différentes méthodes de détection ou de détermination de la durée jouent également un rôle. En utilisant une simulation LES, Su et al. (1998) détectent des structures de plus grande durée, environ 130 s en stratification instable, ce qui est comparable aux observations de Gao et al. (1989). Les résultats de notre étude à long terme sont influencés par la rare présence de structures de grande échelle pouvant se développer en conditions très instables. Dans de telles conditions, la vitesse du vent moyen étant faible, les structures se déplacent très lentement et peuvent donc occuper une grande partie des séries temporelles. Dans une étude récente de Chen and Hu (2003), la durée des structures cohérentes a été déterminée à partir du maximum du spectre global d'ondelette pour chaque composante de la vitesse. Les durées moyennes atteignent, dans ce cas, entre 26 et 36 s en journée et entre 24 et 33 s la nuit, ce qui amène les auteurs à la conclusion que les structures diurnes et nocturnes sont très similaires.

Les valeurs dominantes de la durée des structures cohérentes atteignent, dans cette étude,

entre 35 et 55 s et la stratification ne semble pas avoir une influence évidente. Cependant, étant donnné que la distribution de la durée est dépendante de la stratification, on peut la diviser en trois sous-parties : (i) 1-30 s : les structures de petites durée sont détectées avec la même probabilité pour toutes les conditions de stratification , (ii) 30-80 s : la probabilité d'occurrence est plus importante en conditions stables et (iii) $>$ 80 s : probabilité plus importante en conditions convectives. Les écarts types liés aux temps de séparation moyens sont grands car nous calculons la séparation en fonction de la vraie distance temporelle entre deux rampes. Ceci est dû au fait que des séries avec des structures consécutives très proches aussi bien que des longues périodes sans structure peuvent intervenir. Ainsi, des temps de séparation moyens seulement déterminés par le nombre de structures détectées en 30 min fournit une figure plus uniforme mais implique également plus d'erreurs en comparaison avec notre définition dynamique. En particulier, la prise en compte, dans notre étude, des périodes sans structure fournit de grands écarts types associés aux valeurs moyennes observées. Le temps de séparation moyen entre deux rampes individuelles semble augmenter avec la stabilité ce qui est en accord avec les résultats de Brunet and Irvine (2000) qui ont découvert que la taille des structures le long de l'écoulement décroît lorsque la stabilité croît. Cependant, dans leur étude, le temps de séparation moyen a été déterminé en comptant tous les franchissements de zéro. Une séparation réduite entre deux structures en conditions stables pourrait être liée à l'inhibition de la turbulence, ce qui empêche le développement de grandes structures (Brunet and Irvine, 2000). Une caractéristique remarquable des temps de séparation les plus probables (15 s) est qu'ils ne dépendent pas des conditions de stabilité. Par conséquent, les différences entre les valeurs moyennes sont principalement dues aux rares temps de séparation plus longs en conditions convectives. En utilisant un schéma de détection à plusieurs niveaux, Gao et al. (1992) obtiennent des densités de probabilité de l'intervalle de temps entre deux microfronts en conditions stables. Il trouve une moyenne de 84 s avec un pic à 50 s. Cependant, leur temps de séparation est différent de notre définition (i.e. le cycle complet ejection/sweep, figure 2.6). L'intervalle de temps entre deux microfronts ne prend, en effet, pas en compte la taille de la structure. Par conséquent, la comparaison avec nos résultats n'est pas possible.

En ce qui concerne la taille caractéristique des structures, nous trouvons que la longueur de Taylor moyenne dépend de la stratification. En effet, la taille des structures semble

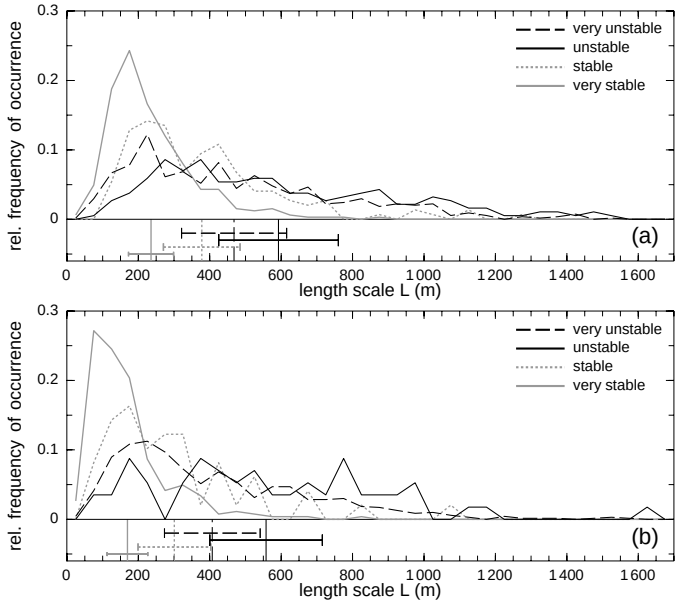


FIG. 4.3 – Distribution de probabilité de la taille caractéristique L à 30 m (a) et 10 m (b). Même légende que la figure 4.1.

augmenter avec l'instabilité (figure 4.3). Cependant, nous observons une diminution de la taille caractéristique moyenne des structures en conditions très instables, probalement due à la diminution de la vitesse moyenne du vent dans de telles conditions. Les résultats de précédentes études (Howell and Mahrt (1994) : 100-600 m, Hagelberg and Gamage (1994) : 500 m, Turner et al. (1994) : 70-400 m) s'intègrent dans nos distributions de probabilité donc l'accord avec ces études est acceptable. Les plus grandes tailles caractéristiques moyennes estimées à 30 m sont en accord avec l'augmentation de la taille des tourbillons avec l'altitude. A 10 m, la distribution de probabilité est irrégulière en conditions instables du fait que seulement 28.5 h de données sont exploitables pour ce régime de stabilité. Nous remarquons la même tendance en conditions stables (24.5 h). La figure 4.3 nous donne une autre information : la probabilité d'occurrence de structures de petite taille est grande en conditions stables, de même que l'écart type augmente avec l'instabilité. Ceci démontre l'inhibition des grandes structures en conditions stables. Cependant, en conditions convectives, la gamme de tailles des tourbillons est plus large. Dans ce cas, les valeurs moyennes et dominantes deviennent plus importantes lorsque l'instabilité croît. La fréquence d'occurrence des structures cohérentes ainsi que leur taille caractéristique associée sont corrélées. La taille des structures diminue lorsque le nombre de structures détectées augmente (non

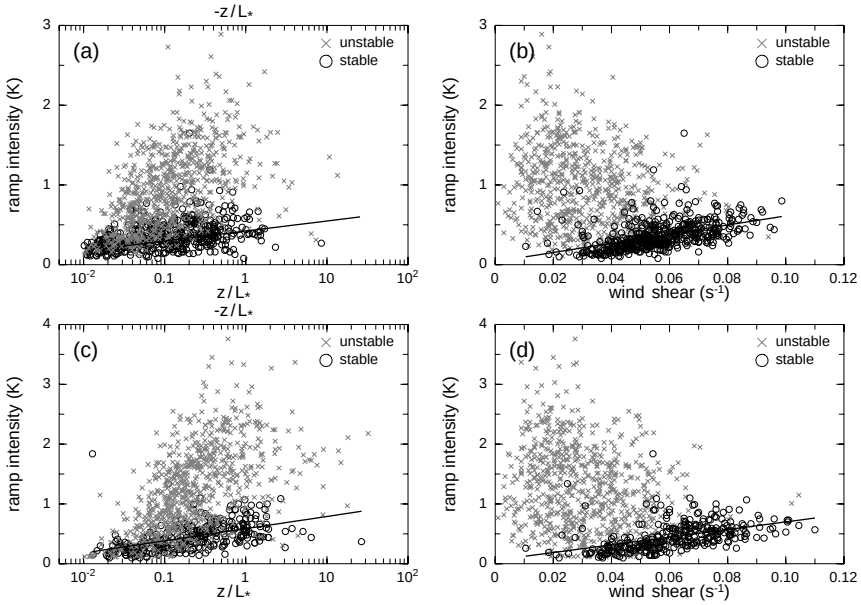


FIG. 4.4 – Intensité de la rampe en fonction du cisaillement moyen du vent et du paramètre de stabilité à 30 m (a ;b) et 10 m (c ;d).

montré).

Un autre paramètre important dans la statistique des structures cohérentes est leur intensité. Donc, la rampe d'intensité maximale dans chaque période de 30 min a été extraite en utilisant la valeur maximale de la température de la rampe la plus intense. Les récents travaux de Krusche and De Oliveira (2004) suggèrent que l'intensité de la rampe n'est pas liée aux caractéristiques de l'écoulement dans la couche de surface (vitesse moyenne du vent, cisaillement et stabilité). Cependant, dans notre étude, nous obtenons une relation linéaire entre l'intensité de la rampe et le cisaillement du vent en conditions stables (Figure 4.4b, d). En effet, l'intensité semble augmenter avec le cisaillement. En conditions convectives, le cisaillement moyen du vent est plus faible, aucune corrélation n'est observée. De plus, la figure 4.4a, c indique que l'intensité des rampes augmente avec la stabilité. Malgré l'importante dispersion en conditions instables, cette augmentation est également vérifiée.

Nous ne trouvons aucune relation significative entre les propriétés des structures cohérentes (fréquence d'occurence, taille moyenne et échelle de temps) et les caractéristiques de l'écoulement dans la couche de surface (vitesse du vent, cisaillement et énergie cinétique turbulente). En revanche leur dépendance à la stratification a été mise en évidence. Bien que

l'intensité des rampes dépende de la stratification et du cisaillement, ces résultats soulèvent la question de la possibilité de développer une paramétrisation de la contribution des structures au transport turbulent total basée sur les propriétés de l'écoulement moyen. Ainsi, nous allons à présent nous intéresser aux propriétés énergétiques des structures cohérentes telles que leur contribution aux flux ou l'efficacité du transport.

4.2 Caractéristiques énergétiques

4.2.1 Contribution au flux total et efficacité du transport

La contribution des structures cohérentes au transport total fait l'objet d'un intérêt particulier dans la recherche sur la CLA. Pourtant, le nombre important de méthodes de détection et de procédures d'échantillonnage conditionnel rendent la comparaison des résultats difficile (Feigenwinter and Vogt, 2005). Le tableau 4.4 donne un rapide aperçu des études traitant de la contribution des structures cohérentes au transport turbulent à partir de mesures dans la CLA. Ce tableau illustre les différents résultats correspondant à des bases de données et des méthodes d'analyse variées.

D'après Lu and Fitzjarrald (1994), la contribution des structures au transport total peut être calculée de la façon suivante :

$$F_{\mathrm{coh}} = \left\{ \sum_{i=1}^{no} \overline{w'x'}_{\mathrm{coh}} \times t_{\mathrm{coh}} \right\} \Big/ (\overline{w'x'} \times t) \quad \text{avec :} \tag{4.1}$$

$$\overline{w'x'}_{\mathrm{coh}} = t_{\mathrm{coh}}^{-1} \sum (w - \overline{w})(x - \overline{x}) \Big|_{\mathrm{coh}} \tag{4.2}$$

$$\overline{w'x'} = t^{-1} \sum (w - \overline{w})(x - \overline{x}). \tag{4.3}$$

$\overline{w}$ et $\overline{x}$ sont calculés sur une période t de 30 min, où x représente la température T ou la composante longitudinale de la vitesse u et no est le nombre de structures détectées durant la même période. $\overline{w'x'}_{\mathrm{coh}}$ est le flux conditionnel moyen de la variable x pour chaque structure cohérente de durée t_{coh}. $\overline{w'x'}$ représente le flux turbulent moyen. D'après cette définition de la contribution des structures, une durée importante des structures détectées

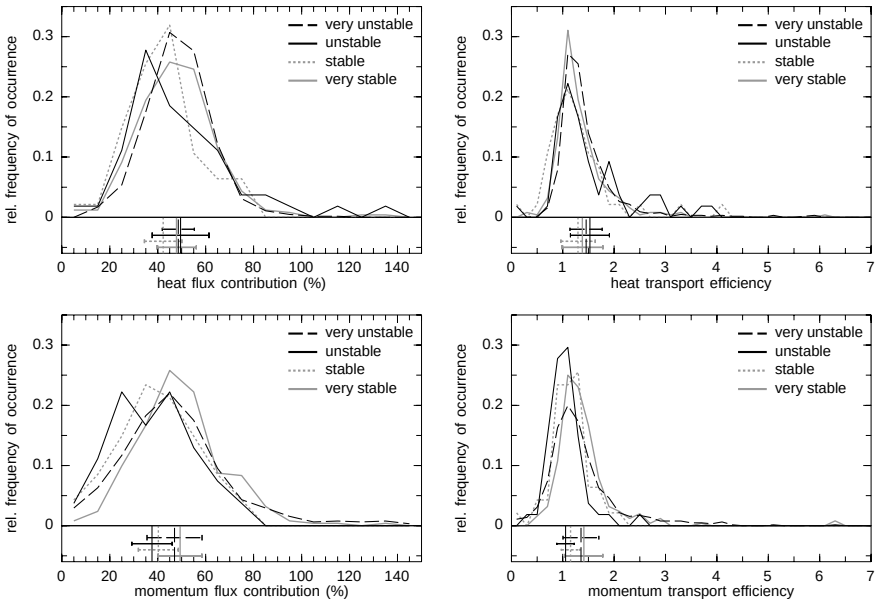


FIG. 4.5 – Distributions de probabilité de la contribution des structures cohérentes aux flux et de l'efficacité du transport à 10 m. Les distributions des contributions aux flux on été calculés par pas de 10%.

est supposée fournir une grande contribution au transport turbulent. Il est donc impératif de mettre la contribution aux flux en relation avec la durée nette de chaque structure détectée TC. Ainsi, nous introduisons une notion d'efficacité de transport TE mettant en relation la contribution des structures avec la portion temporelle qu'elles occupent :

$$TE = \frac{F_{\mathrm{coh}}}{TC} \quad \text{avec :} \tag{4.4}$$

$$TC = t^{-1} \sum_{i=1}^{no} t_{\mathrm{coh}}. \tag{4.5}$$

TC représente le pourcentage de temps occupé par l'ensemble des structures cohérentes détectées dans une période de 30 min. Des processus efficaces (inefficaces) prendront donc des valeurs de TE plus grandes (plus petites) que 1.

Les distributions de probabilité de la contribution des structures cohérentes aux flux de moment et de chaleur comprennent quelques cas pour lesquels la contribution est supérieure à 100 % (figures 4.5 et 4.6). Ce résultat paraît illogique mais une analyse détaillée de ces cas montre qu'ils correspondent à des séries temporelles ou l'activité turbulente et le transport total sont faibles. Il est donc possible que le transport induit par les structures cohérentes

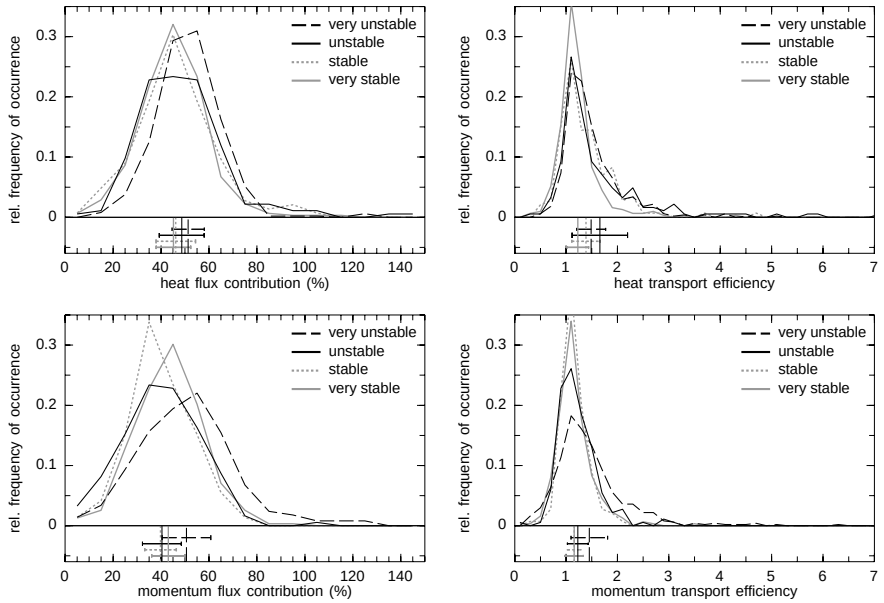


FIG. 4.6 – Distributions de probabilité de la contribution des structures cohérentes aux flux et de l'efficacité du transport à 30 m.

soit plus important que le transport total moyen. Un résultat important de notre étude à l'observatoire du SIRTA est que les structures cohérentes ne constituent pas, en moyenne, le processus dominant pour le transport turbulent dans la majorité des régimes de stabilité. Comme nous pouvons le remarquer dans le tableau 4.5, les valeurs moyennes atteignent 38-51 % pour le flux de mouvement et 42-51 % pour le flux de chaleur. Nous ne constatons des contributions aux flux supérieures à 50 % qu'à 30 m en stratification très instable. Tous les résultats du tableau 4.4 s'intègrent dans nos distributions de probabilité. Les très grandes valeurs de contributions aux flux estimées par Gao et al. (1989) et Bergström and Högström (1989) sont en queue de distribution.

Concernant les valeurs moyennes et dominantes, nous n'observons pas de claire dépendance à la stratification atmosphérique. Les distributions sont plus gaussiennes que celles représentant la durée ou la taille caractéristique des structures. Les valeurs moyennes et dominantes sont, en effet, très proches. Nous observons également que les structures cohérentes sont très efficaces pour le transport turbulent : les valeurs moyennes de TE sont comprises entre 1.05 et 1.66, les valeurs dominantes sont toutes supérieures à 1. Plus de 73 % des cas sont efficaces pour le transport de moment alors que plus de 85 % sont efficaces pour le

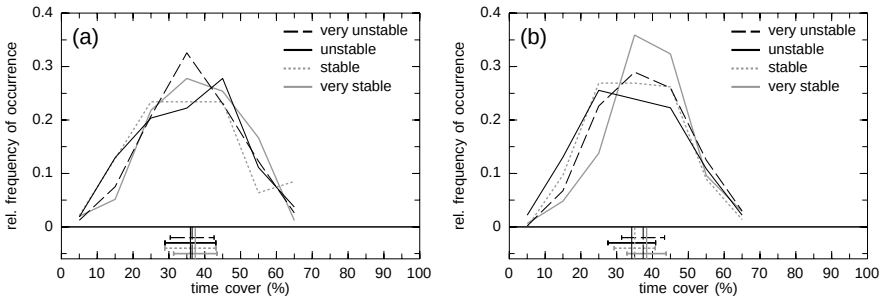


FIG. 4.7 – Distributions de probabilité de la couverture temporelle des structures cohérentes à 10 m (a) et 30 m (b).

transport de chaleur. Un autre enseignement des figures 4.5, 4.6 et du tableau 4.5 est une contribution plus importante des structures au flux de chaleur qu'au flux de quantité de mouvement. Par conséquent, les structures transportent plus efficacement la chaleur que le moment. En outre, les structures cohérentes occupent, en moyenne, 34-38 % de la base de données analysée (figure 4.7). Nous observons également une limite maximale pour la couverture temporelle de 70 % et pas de claire influence de la stratification. Nous pouvons donc en conclure que le nombre réduit de structures cohérentes détectées en conditions convectives est contrebalancé par leur durée plus importante car la couverture temporelle moyenne reste la même quel que soit le régime de stabilité.

4.2.2 Impact des propriétés des structures cohérentes sur la contribution aux flux

Etant donné que nous n'observons pas de relation entre la contribution aux flux et les paramètres de l'écoulement, il est d'un intérêt particulier d'étudier l'influence des propriétés des structures cohérentes sur la contribution aux flux. Nos résultats montrent tout d'abord que la contribution des structures ne dépend pas de leur fréquence d'occurrence. Notons que la contribution au flux augmente lorsque l'on détecte de 1 à 4 structures mais que le nombre de structures n'a aucune influence sur la contribution lorsque l'on en détecte plus (non montré). En revanche, nous observons une augmentation de la contribution des structures aux flux turbulents avec la couverture temporelle (Figure 4.8). Le fait qu'une grande échelle de temps corresponde à une grande contribution aux flux n'est pas surprenant

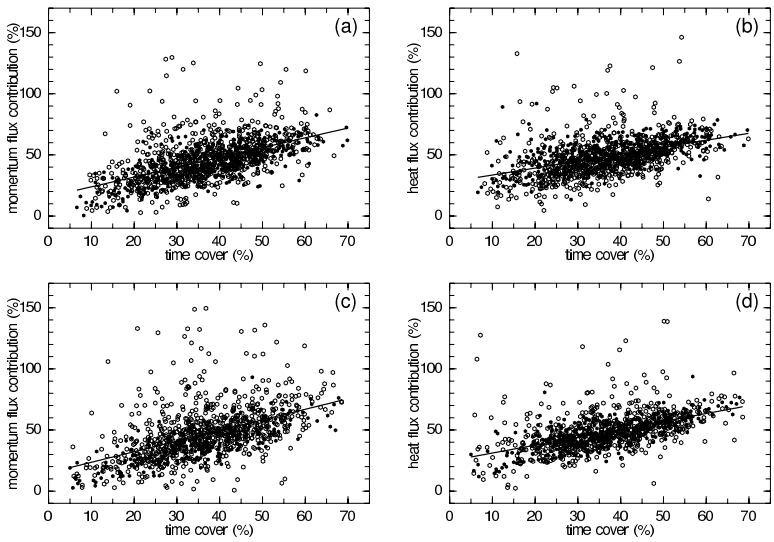


FIG. 4.8 – Variation de la contribution aux flux en fonction de la couverture temporelle à 30 m (a ;b) et 10 m (c ;d). Point pleins : Flux supérieur à 25 % de la valeur maximale, point creux : flux inférieur à 25 % de la valeur maximale.

mais la relation linéaire obtenue est remarquable. Si nous considérons seulement les données correspondant à un flux turbulent atteignant au moins 25 % du flux total, la dispersion devient plus faible. Un autre enseignement de la Figure 4.8 est une pente plus raide pour le flux de quantité de mouvement (10 m : 0.87 ; 30 m : 0.80) que pour le flux de chaleur (10 m : 0.65, 30 m : 0.57). Ceci indique que la contribution au flux de quantité de mouvement augmente plus que la contribution au flux de chaleur lorsque la couverture temporelle augmente. A cause de la dispersion importante, l'interprétation est délicate. Cependant, il est évident que la contribution au flux dépend de la couverture temporelle des structures mais pas du nombre de structures détectées.

Nous n'observons aucune influence des paramètres de l'écoulement sur l'efficacité du transport. Nous avons donc étudié l'attitude de l'efficacité du transport en fonction de la contribution au flux. La figure 4.9 représente l'efficacité du transport en fonction de la contribution au flux par pas de 10 %. Les contributions au flux les plus importantes correspondent à un pourcentage de processus de transport efficace croissant. Ceci semble indiquer les transports plus efficaces coïncident avec des contributions au flux plus importantes. En outre, tous les processus de transport sont efficaces aux deux hauteurs de mesure, indépendamment du paramètre transporté, pour des contributions supérieures à 70%. Le seuil pour lequel les

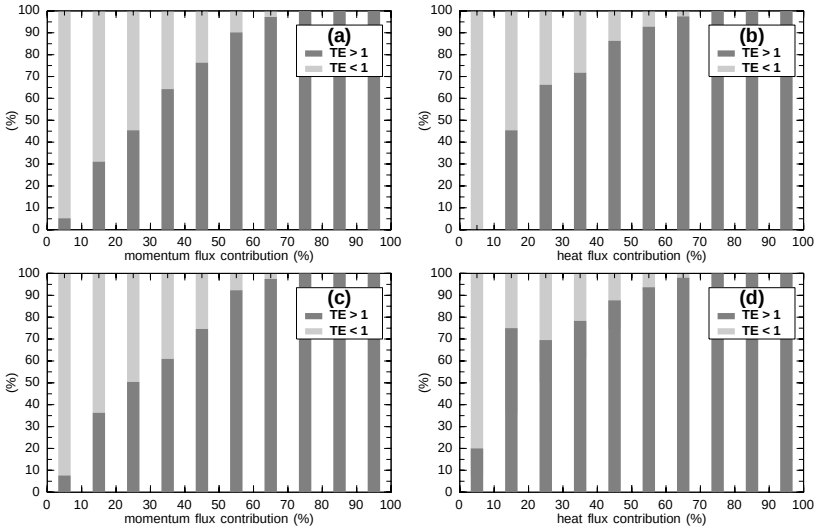


FIG. 4.9 – Variation de l'efficacité du transport en fonction de la contribution au flux à 30 m (a ;b) et 10 m (c ;d).

processus de transport efficaces deviennent dominants (probabilités $> 50\%$) augmente avec la hauteur de mesure. Ceci pourrait accentuer l'importance du cisaillement du vent pour la création et la dynamique des structures cohérentes. De plus, l'efficacité du transport ne dépend du nombre de structures détectées (non montré). Nos résultats suggèrent donc que les contributions importantes des structures cohérentes au transport total ne sont pas seulement dues à une grande couverture temporelle mais également à un transport plus efficace.

4.3 Conclusion

Dans cette étude, basée sur une longue période d'observation, nous avons discuté les propriétés des structures cohérentes turbulentes dans la CSA "homogène". Notre principale contribution a consisté à améliorer la méthodologie (détermination dynamique de la durée des structures cohérentes et identification des vrais temps de séparation en prenant en compte les périodes sans rampe) et l'appliquer à une grande base de données. Ceci nous a permis de calculer des valeurs moyennes et de tracer des distributions de probabilité des propriétés des structures cohérentes (durée, séparation, contribution aux flux) qui nous

renseignent sur la gamme de valeurs possibles mais également les plus probables, dans les différentes conditions météorologiques.

Nos résultats montrent que l'on détecte plus de structures cohérentes en conditions stables qu'en conditions instables, mais de plus petites tailles caractéristiques. Le fait que la couverture temporelle des structures ne dépende pas de la stabilité nous mène à la conclusion qu'une fréquence d'occurence plus faible en conditions convectives est contrebalancée par des structures plus grandes. La durée et les temps de séparation des structures sont très variables dans la couche de surface mais un pic bien prononcé, dans les distributions de probabilité, indique que les temps de séparation dominants ne dépendent pas de la stratification atmosphérique. Nous pourrions donc étendre les résultats de Gao et al. (1992) et Raupach et al. (1996) à des surfaces moins rugueuses. En effet, ils ont établi que les structures cohérentes détectées dans les séries temporelles de la température sont reliées dynamiquement au cisaillement du vent et ne sont pas nécessairement associées à de la convection. Cependant le fait que la fréquence d'occurence et la durée des structures dépendent de la stabilité souligne encore le rôle de la stratification dans la formation des structures cohérentes. De plus, l'augmentation de l'intensité de la rampe avec la stratification semble confirmer ce résultat.

Les structures cohérentes occupent, en moyenne, 36 % du temps total avec des contributions moyennes d'environ 44 % pour le flux de quantité de mouvement et 48 % pour le flux de chaleur. Notre étude sur une longue période révèle que dans quelques cas les structures cohérentes sont les processus dominants pour le transport turbulent mais qu'en majorité, elles ne le sont pas. Pour un régime de stabilité donné, il est maintenant possible de spécifier les contributions aux flux les plus probables. Nos résultats sont en accord avec ceux de Lu and Fitzjarrald (1994) qui ont démontré que les structures cohérentes ne sont pas nécessairement plus importantes que d'autres mouvements dans la détermination des flux. Il est également montré que la contribution aux flux ne dépend pas du nombre de structures détectées mais augmente linéairement avec la couverture temporelle. En outre, le calcul d'un paramètre d'efficacité du transport indique que les structures cohérentes sont très efficaces pour le transport turbulent et qu'elles transportent la chaleur plus efficacement que le moment. Ceci peut également être influencé par les gradients verticaux de vitesse de vent

et de température ou différentes diffusivités dynamiques et thermiques. Nous avons aussi étudié la relation entre le rapport des deux contributions aux flux en calculant le nombre de Prandtl (rapport entre diffusivité dynamique et thermique) et, malheureusement, aucune relation n'a été identifiée. L'efficacité du transport augmente avec la contribution des structures cohérentes au transport total ce qui nous amène à conclure que des contributions aux flux importantes sont créées par une importante couverture temporelle et des processus de transport plus efficaces.

Du fait du nombre important de techniques de détection et d'échantillonnage conditionnel, d'autres études doivent être menées de façon à déterminer l'influence de ces méthodes sur les résultats obtenus. L'application de méthodes différentes sur la même base de données devrait permettre de répondre efficacement à cette question. En outre, il est également important de savoir si les résultats sont dépendants du site d'observation étant donnée la variabilité de la surface (de champ d'herbe courte à zone urbaine).

Cette question fait l'objet du chapitre suivant dans lequel nous étudions les propriétés des structures cohérentes en fonction de différents secteurs de vent (homogène, forêt proche et lointaine, bâtiments) à l'observatoire du SIRTA en utilisant la même base de données et la même méthode d'analyse des structures cohérentes.

TAB. 4.4 – Précédentes études traitant de la contribution des structures cohérentes aux flux.

Etude	base de données	Surface	Méthode de détection	$F_{\mathrm{coh}}(\overline{u'w'})$	$F_{\mathrm{coh}}(\overline{w'T'})$
Gao et al. (1989)	1.5 h	forêt feuillue	détection visuelle	75%	75%
Bergström and Högström (1989)	200 min	forêt de pins	analyse quadratique	92.7%	87.5%
Collineau and Brunet (1993b)	4 h	forêt de pins	Ondelette chapeau mexicain (franchissment de zéro)	26%	40%
Howell and Mahrt (1994)	9.1 h	terrain plat	Division en 4 modes	50%	-
Lu and Fitzjarrald (1994)	85 h	forêt feuillue	ondelette de Haar	40%	40%
Hagelberg and Gamage (1994)	210 s	données aéroportées	wavelet-based decomposition	-	64-74%
Qiu et al. (1995)	35 h	forêt, verger, champ de maïs	ondelette de Haar	-	50-80%
Drobinski et al. (2004)	75 min	terrain plat	analyse quadratique	60%	-
Feigenwinter and Vogt (2005)	7 h	urbain	ondelette chapeau mexicain (franchissement de zéro)	30-107%	49-124%

TAB. 4.5 – Valeurs moyennes et dominantes de la contribution aux flux, du temps occupé et de l'efficacité du transport pour les quatre classes de stabilité.

	très stable		stable		instable		très instable	
	moy.	dom.	moy.	dom.	moy.	dom.	moy.	dom.
$F_{\mathrm{coh}}(uw)_{10\mathrm{m}}$ (%)	49	45	40	35	38	45	47	45
$F_{\mathrm{coh}}(wT)_{10\mathrm{m}}$ (%)	48	45	42	45	50	35	49	45
$TE(uw)_{10\mathrm{m}}$	1.41	1.1	1.15	1.3	1.05	1.1	1.35	1.1
$TE(wT)_{10\mathrm{m}}$	1.38	1.1	1.30	1.1	1.53	1.1	1.45	1.1
$TC_{10\mathrm{m}}$ (%)	37	35	36	45	36	45	36	35
$F_{\mathrm{coh}}(uw)_{30\mathrm{m}}$ (%)	43	45	40	35	40	35	51	55
$F_{\mathrm{coh}}(wT)_{30\mathrm{m}}$ (%)	45	45	46	45	49	45	51	55
$TE(uw)_{30\mathrm{m}}$	1.16	1.1	1.16	1.1	1.23	1.1	1.45	1.1
$TE(wT)_{30\mathrm{m}}$	1.23	1.1	1.39	1.1	1.66	1.1	1.49	1.1
$TC_{30\mathrm{m}}$ (%)	38	35	35	35	34	25	37	35

Deuxième partie

Turbulence en terrain hétérogène

Chapitre 5

Etude expérimentale

Dans ce chapitre, nous utilisons l'importante base de données de turbulence collectée par les anémomètres soniques du SIRTA pour répondre aux questions suivantes :

- Quel est l'impact de la complexité du terrain sur les variables statistiques de la turbulence telles que l'énergie cinétique turbulente ou les flux de moment et de chaleur ?
- Quelle est la représentativité d'un diagnostic local de z_0 en terrain complexe ?
- Quel est l'impact de l'hétérogénéité du terrain sur les propriétés des structures cohérentes ?

Ces travaux ont donné lieu à une publication en révision à *Boundary-Layer Meteorology* (Fesquet et al., 2008a)[2].

[2]Fesquet, C., Drobinski, P., Barthlott, C., and Dubos, T. (2008). Impact of terrain heterogeneity on near-surface turbulence structure. *Bound.-Layer Meteorol.*, in revision

5.1 Variables statistiques de la turbulence

5.1.1 Longueur de rugosité

La longueur de rugosité z_0 quantifie la rugosité du terrain, c'est un paramètre clé pour le couplage surface/CLA dans les modèles numériques. Concrètement, elle représente les effets aérodynamiques des éléments topographiques dans la couche de surface et prend la valeur très approximative de 0.1 fois la hauteur de ces éléments rugueux. Dans la pratique, les valeurs de la longueur de rugosité z_0 peuvent être trouvées dans des tables en fonction du type couvert (e.g. Stull, 1988).

Dans cette partie, nous quantifions la rugosité apparente du terrain mesurée à 30 m en calculant z_0. Nous discutons sa variabilité en fonction de la nature du terrain en amont de la mesure et de la stabilité pour évaluer les méthodologies existantes pour l'estimation des valeurs de z_0. Nous diagnostiquons z_0 en utilisant la théorie de similarité de MO (Martano, 2000) et plus précisément l'équation de Businger-Dyer :

$$\overline{u} = \frac{u_\star}{k} \ln\left(\frac{z}{z_0} + \Psi_m(\frac{z}{L_\star})\right) \tag{5.1}$$

avec z et d, respectivement, la hauteur de mesure et la hauteur de déplacement, et Ψ_m la fonction de stabilité de Monin-Obukhov définie par (Businger et al., 1971) :

$$\begin{cases} \Psi_m(\frac{z}{L_\star}) = -4.7z/L_\star & \text{pour } z/L_\star \geq 0 \\ \Psi_m(\frac{z}{L_\star}) = 2\ln\left[\dfrac{1+(1-15z/L_\star)^{1/4}}{2}\right] & \text{pour } z/L_\star < 0 \\ \qquad + \ln\left[\dfrac{1+(1-15z/L_\star)^{1/2}}{2}\right] & \\ \qquad -2\arctan\left[(1-15z/L_\star)^{1/4}\right] + \pi/2 & \end{cases} \tag{5.2}$$

La figure 5.1 montre les valeurs de z_0 calculées à partir des données de l'anémomètre à 10 m moyennées sur 5 min en utilisant les équations (5.1) et (5.2). Ces valeurs ont été ensuite moyennées sur des secteurs de 10°. Malgré le fait que le mât soit localisé sur un champ plat d'herbe courte, les valeurs de z_0 sont variables et comprises entre 10 cm et 2 m suivant la direction du vent. Ce résultat montre que la rugosité du terrain a un impact sur la mesure

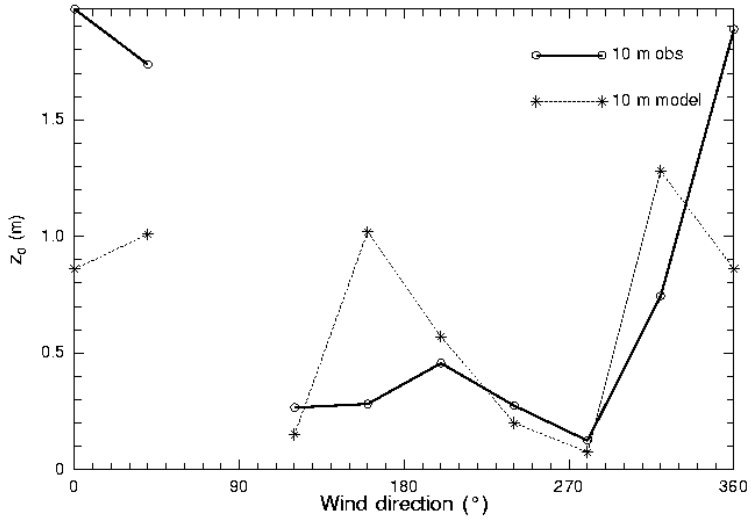


FIG. 5.1 – Longueur de rugosité (z_0) à 10 m à partir des observations (ligne continue) et du modèle linéique $z_0 = 0.25h$ (ligne discontinue) en fonction de la direction du vent.

de z_0 comme l'ont également montré Lettau (1969), Kondo and Yamazawa (1986) ou Menut et al. (1999). A noter que les plus grandes valeurs z_0 sont obtenues lorsque le vent vient de la forêt proche ou des bâtiments, alors que les plus petites valeurs de z_0 correspondent à un vent venant du champ homogène. Lettau (1969), Kondo and Yamazawa (1986) ont suggéré que la longueur de rugosité z_0 dépend des caractéristiques géométriques de la surface en amont de la mesure et de la hauteur de mesure z_m. Ainsi, par une approche linéique, elle peut être obtenue grâce à une hauteur de rugosité géométrique h donnée par :

$$h = \frac{1}{L} \sum h_i L_i \tag{5.3}$$

La variable L_i est la largeur longitudinale des éléments rugueux de hauteur h_i le long d'une ligne de longueur $L = 100z_m$, avec z_m la hauteur de mesure. Une appoche surfacique, conceptuellement très similaire à l'approche linéique, a été également proposée par Kondo and Yamazawa (1986). Cette méthode suggère que les éléments rugueux en amont de la mesure affectent les mesures locales sur une distance $L = 100z_m$. Ce rapport signifie que, dans le cas d'un changement de rugosité de la surface, l'écoulement à la hauteur z_m s'adapte

à la nouvelle surface après avoir parcouru une distance approximative de $100z_m$ (Panofsky and Townsend, 1964; Bradley, 1968). Cette distance $L = 100z_m$ peut être vue comme "l'empreinte" des éléments rugueux en amont de la mesure. Une approximation de la longueur de rugosité suggérée par Kondo and Yamazawa (1986) [très similaire à la relation de Lettau (1969)] est donnée par :

$$z_0 = 0.25h \tag{5.4}$$

où h est donné par l'eq. (5.3). La figure 5.1 compare les valeurs de z_0 estimées à partir des mesures et calculées en utilisant l'eq. (5.4). L'expression analytique fournit des valeurs fidèles aux observations pour la plupart des secteurs de vent, à l'exception des secteurs nord et sud (environ 160°) (correspondant respectivement à la forêt proche et aux bâtiments). En effet, l'équation (5.4) s'applique généralement aux zones rurales. D'après Hicks et al. (1975); Thompson and Pinker (1975), si la zone est couverte d'une forêt horizontalement homogène, la relation devient $z_0/h = 0.025 - 0.15$, ce qui est en meilleur accord avec nos données.

Des distributions de probabilité des valeurs de z_0 moyennées sur 30 min, à partir des moyennes sur 5-min, sont présentées dans la figure 5.2 pour nos quatre secteurs de vent. A noter la grande variabilité des valeurs de z_0 et l'importante différence entre les mesures à 10 et 30 m. Ces différences entre sont attribuées au fait que la distance "'empreinte" dépend de la hauteur de mesure comme suggéré par Lettau (1969) et Kondo and Yamazawa (1986). Ainsi, si la rugosité intégrée le long de la ligne vue par l'anémomètre diffère entre 10 and 30 m, alors les valeurs de z_0 diffèrent également. Cependant la distance "empreinte" $L = 100z_m$ établie par Lettau (1969) et Kondo and Yamazawa (1986) ne permet pas la prédiction d'un telle variabilité de z_0. Cette variabilité dépend des conditions de stabilité (Hsieh et al., 2000) : plus les conditions météorologiques sont instables, plus locale est la mesure ; inversement, plus les conditions sont stables et ventées, plus grande sera la longueur "empreinte". Pour le secteur le plus homogène en amont du mât, correspondant au champ d'herbe courte, les distributions sont centrées sur une valeur de 2 cm et sont homogènes aux deux hauteurs de mesure. Les plus grandes valeurs de z_0 sont obtenues en conditions de vent fort (même le champ d'herbe courte n'est pas parfaitement plat ni homogène). Lorsque le vent vient de la forêt lointaine (secteur est) ou des bâtiments (secteur sud), nous obtenons

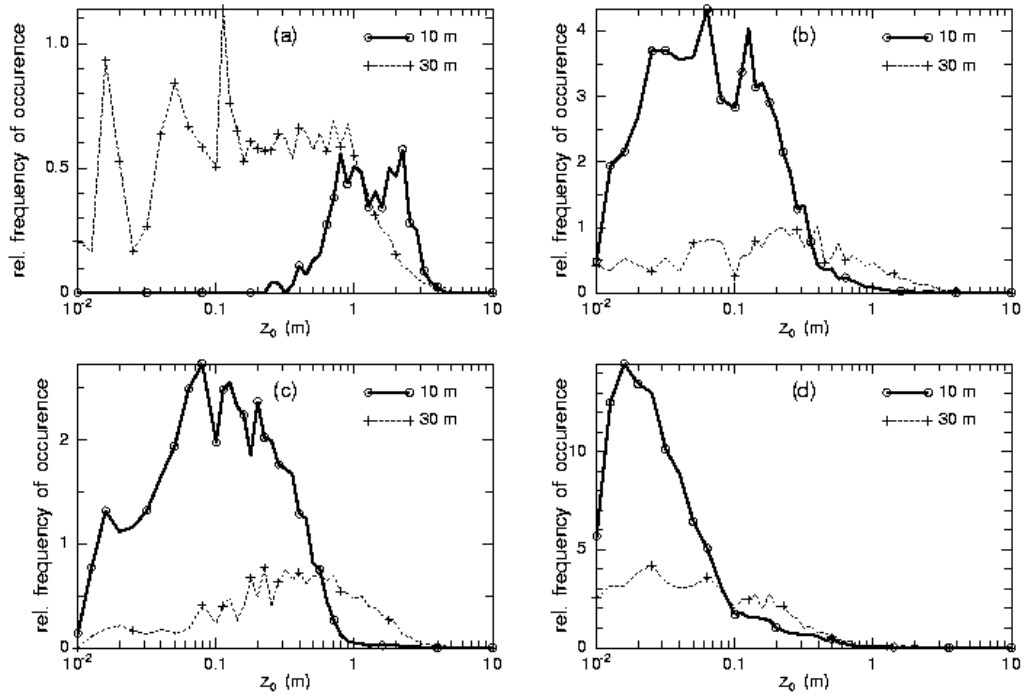


FIG. 5.2 – Fonctions de densité de probabilité de la longueur de rugosité z_0 à 10 et 30 m pour les secteurs nord (a), est (b), sud (c) et ouest (d).

des distributions de z_0 très similaires : à 10 m, la distribution a une forme similaire à celle de la direction homogène (herbe courte) étant donné que la distance "empreinte" est plus petite que la distance entre le mât et les arbres ou les bâtiments (i.e. < 300 m). A 30 m, les pics dans les distributions de z_0 sont significativement décalés vers les plus grandes valeurs (quelques dizaines de centimètres). Ceci est dû au fait que l'anémomètre sonique est toujours dans le sillage des éléments topographiques. En ce qui concerne le dernier secteur de vent, correspondant à la forêt proche, nous obtenons de grandes différences entre 10 et 30 m. A 30 m, la distribution est très large due au caractère très hétérogène du terrain en amont de la mesure : la barrière d'arbres d'une épaisseur d'environ 160 m suivie du champ d'herbe. Donc suivant la direction du vent et les conditions de stabilité, la distance "empreinte" et l'hétérogénéité "vue" par le mât peuvent varier de façon significative. A 10 m,

la distribution est plus étroite et centrée autour de la valeur 1 m mais la représentativité de cette valeur est discutable car l'anémomètre est, dans ce cas, dans la sous-couche rugueuse créée par la lisière de la forêt (Liu et al., 1996).

5.1.2 Energie cinétique turbulente, flux de quantité de mouvement et de chaleur près de la surface

La vitesse de frottement ($u_\star$) et l'échelle de température ($T_\star$) caractérisent, respectivement, la contribution turbulente au transport de mouvement et de chaleur sensible, alors que l'énergie cinétique turbulente $e = (1/2)(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$ caractérise l'intensité de la turbulence. Les figures 5.3, 5.4 et 5.5 montrent les valeurs moyennes sur 5 min de $u_\star/U$, $T_\star$ et de l'énergie cinétique turbulente normalisée $e/u_\star^2$ en fonction de la direction du vent et de la stabilité. Pour une CLA stable à neutre, en condition de terrain plat, les flux de moment et de chaleur (et ainsi $u_\star$ et $T_\star$) sont homogènes dans la couche de surface de l'atmosphère alors que l'on s'attend à ce qu'ils diminuent légèrement avec l'altitude (par moins de 10 %) pour une CLA convective (Stull, 1988).

La figure 5.3 illustre l'impact de la complexité du terrain sur la mesure de $u_\star$. En effet, la vitesse de frottement normalisée $u_\star/U$ dépend fortement de la direction du vent : les plus faibles valeurs sont obtenues pour le secteur du homogène (ouest) puis augmentent avec la rugosité en amont du mât. Les plus grandes valeurs de $u_\star/U$ correspondent à un vent venant des bâtiments (sud). Nous notons également, surtout en situations de CLA stables et très stables, des différences significatives (i.e. plus grande que les barres d'incertitude) entre les mesures à 10 et 30 m avec de plus grandes valeurs de $u_\star/U$ à 30 m, particulièrement pour un vent venant de la forêt lointaine et des bâtiments. La raison d'un tel comportement a été intensivement étudiée : l'écoulement est perturbé en traversant les éléments rugueux. La distorsion de l'écoulement génère un fort cisaillement local ce qui crée de la turbulence. Le vent advecte ensuite cette forte turbulence en aval des éléments rugueux, vers le mât instrumenté. Grâce à une simulation E-ϵ en aval d'un barrière d'arbres, Liu et al. (1996) distinguent 3 régions distinctes : la zone calme ($0 < x/h < 3.5$), la zone de sillage ($3.5 < x/h < 18$) et la zone de réajustement ($x/h > 18$). Pour notre secteur le

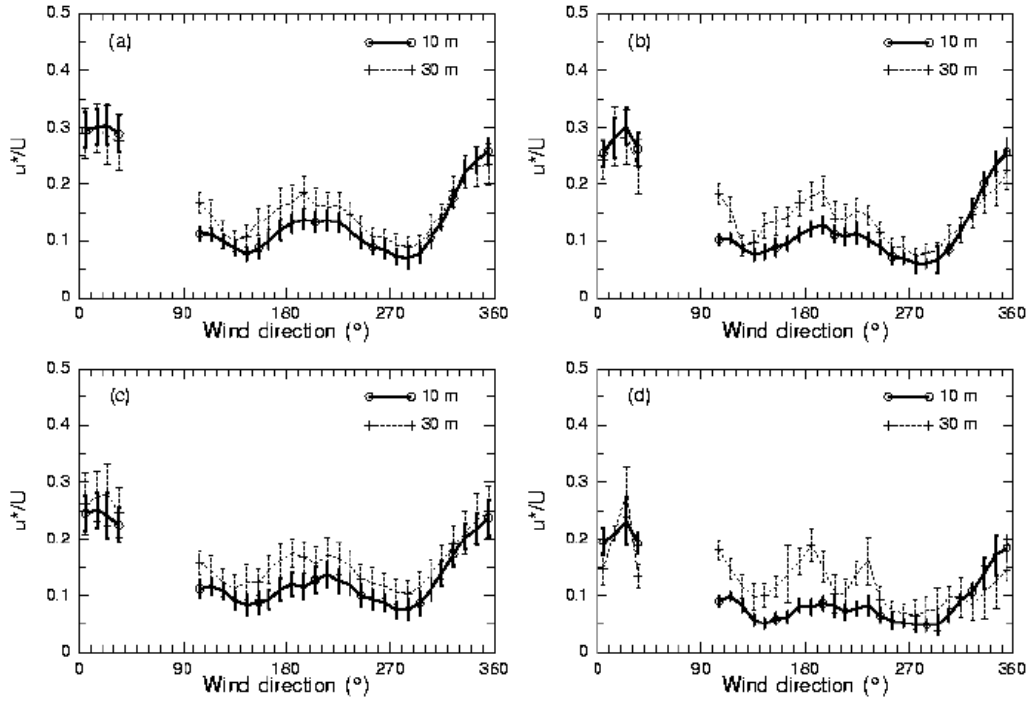


FIG. 5.3 – Vitesse de frottement normalisée par le vent moyen $u_\star/U$ à 10 m (ligne continue) et 30 m (ligne discontinue) en fonction de la direction du vent à 10 m et de la stratification. Les encadrés a, b, c et d correspondent respectivement à des situations instables, stables, très instables et très stables. Les barres indiquent l'incertitude $1-\sigma$.

plus homogène (champ d'herbe courte, secteur ouest), les valeurs de $u_\star/U$ et $T_\star$ mesurées à 10 et 30 m sont très similaires (dans les barres d'incertitude). En revanche pour des vents venant des secteurs associés à la forêt lointaine (est) et aux bâtiments (sud), les valeurs de $u_\star/U$ mesurées à 30 m sont significativement plus grandes qu'à 10 m. En effet, le mât est situé dans ces cas entre la zone de sillage et de réajustement (vents d'est et de sud, respectivement). En ce qui concerne le secteur nord (barrière d'arbres en amont du mât à $x/h \sim$ 3-4), les deux anémomètres sont situés dans la zone de sillage de la forêt où un fort mélange, induit par le cisaillement important, intervient ce qui homogénéise le profil vertical de $u_\star/U$ aux deux hauteurs de mesure. La vitesse de frottement normalisée $u_\star/U$ est

également fortement dépendante de la stratification. En effet, en conditions très instables, les différences entre 10 et 30 m comme entre secteurs de vent sont minimes (i.e. dans les barres d'incertitude). Ceci est en accord avec le fait que dans de telles conditions, la turbulence est locale et essentiellement d'origine thermique. Cette différence entre 10 et 30 m devient significative (i.e. plus grande que les barres d'incertitude) en conditions instables (i.e. CLA convective pilotée par le cisaillement), stables et très stables. La turbulence est, ainsi, principalement d'origine mécanique et induite par le cisaillement (maximum dû aux éléments topographiques) et l'advection est dominante favorisant le transport de turbulence vers le mât instrumenté.

La situation est légèrement différente pour $T_\star$ (figure 5.4). En effet, les flux de chaleur à la

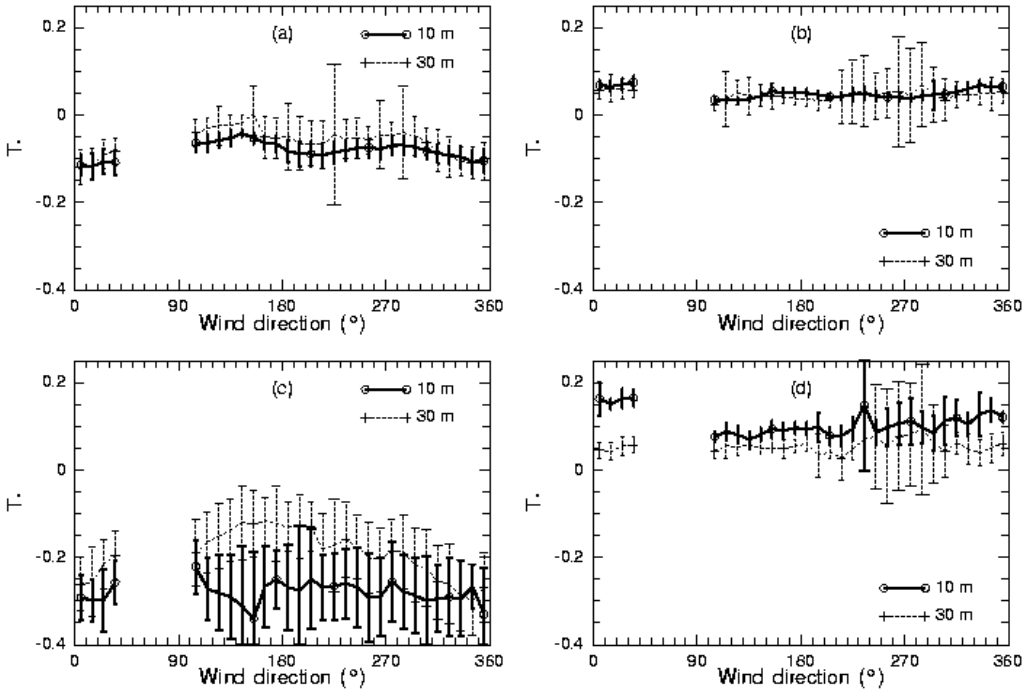


FIG. 5.4 – Idem figure 5.3 mais pour $T_\star$.

surface sont très faibles en conditions stable et neutre donc la distinction entre les différents secteurs de vent est complètement masquée par l'incertitude intrinsèque. En conditions très

instables, la distance "empreinte" est très petite, le forçage est essentiellement d'origine thermique et donc, local. Ainsi, la complexité du terrain n'est pas "sentie" au niveau du mât. En effet, les valeurs de $T_\star$ sont très homogènes quelle que soit la direction du vent (moins de 20 % de variabilité) avec cependant un pic pour une direction du vent d'environ 160° correspondant aux bâtiments. La signature toujours présente des bâtiments sur les variables de la turbulence mesurées en conditions très instables semble être due au fait que, même dans les cas d'une CLA convective faiblement pilotée par le cisaillement, l'impact de l'advection reste non négligeable (cependant, le nombre faible de données correspondant à ce cas pourrait affecter la fiabilité de la statistique). Enfin, nous constatons des valeurs de $T_\star$ légèrement plus faibles (en valeur absolue) à 30 m qu'à 10 m, de 20 % au maximum, (environ 10 % en moyenne) mais les barres d'incertitude sont grandes.

L'énergie cinétique turbulente normalisée ($e/u_\star^2$) semble avoir un comportement similaire : $e/u_\star^2$ est fortement affectée par la rugosité amont en conditions très stables, stables et instables avec d'importantes différences entre 10 et 30 m. On s'attendait, pourtant, à obtenir des valeurs de $e/u_\star^2$ plutôt similaires aux deux hauteurs de mesure dans ces régimes de stablité (Stull, 1988). Les différences les plus importantes entre les deux hauteurs de mesure sont obtenues par vents d'est et de sud alors que cette différence s'estompe pour les secteurs nord et ouest (respectivement la forêt proche et le champ d'herbe). La production d'énergie cinétique turbulente induite par le cisaillement est très forte et très dépendante du secteur de vent à 10 m ; alors qu'à 30 m, la production par cisaillement est plus faible (moins de cisaillement) et rapidement contrebalancée par la dissipation induisant une énergie cinétique turbulente plus faible et moins dépendante du secteur de vent. Pour un vent venant du nord, le mât est dans le sillage de la forêt proche, le mélange vertical est fort, les valeurs de $e/u_\star^2$ mesurées à 10 et 30 m sont très similaires comme le suggèrent les simulations numériques de Liu et al. (1996). En conditions très instables, $e/u_\star^2$ dépend, comme prévu, très faiblement de la direction du vent, sauf pour le secteur correspondant aux bâtiments en amont du mât (voir ci-dessus).

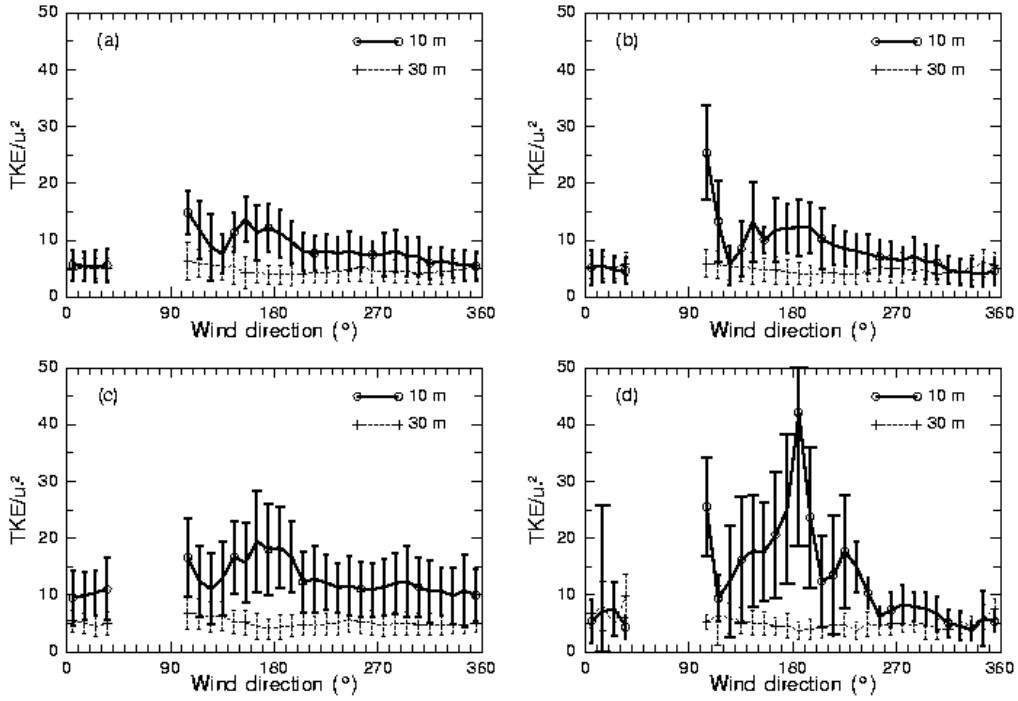


FIG. 5.5 – Comme la figure 5.3 mais pour l'énergie cinétique turbulente normalisée $e/u_\star^2$. La valeur de $e/u_\star^2$ à 10 m (30 m) correspond au rapport entre e et $u_\star^2$ mesurés à 10 m (30 m).

5.2 Structures cohérentes

Dans cette étude, l'identification des structures cohérentes consiste à la détection de rampes dans les séries temporelles des fluctuations de la température en utilisant l'analyse en ondelettes décrite précédemment (voir aussi Barthlott et al., 2007).

Le tableau 5.1 résume les valeurs moyennes des propriétés des structures cohérentes pour les quatre classes de stabilité et les quatre secteurs de vent à 10 et 30 m, ainsi que les incertitudes associées ($\simeq$ 10 %, calculée en subdivisant la base de données et en estimant la variabilité de chaque valeur moyenne dans les différentes sous-bases de données). Un résultat frappant est l'absence de différence significative entre les différents secteurs de

vent (i.e. dans les barres d'incertitude) quelles que soient les conditions de stabilité malgré la forte dépendance observée pour les variables statistiques moyennées de la turbulence (énergie cinétique tubulente et flux turbulents) (voir la partie 5.1.2).

Cette forte similarité entre les différents secteurs de vent n'est pas seulement observée sur les propriétés moyennes des structures cohérentes mais également sur les distributions de probabilité (PDF). Nous avons représenté les PDF de la fréquence d'occurrence FO des structures cohérentes (figure 5.6), de leur contribution aux flux de quantité de mouvement $F_{coh}(uw)$ (figure 5.7) et de chaleur sensible $F_{coh}(wT)$ (figure 5.8) à 30 m en fonction du secteur de vent et de la stabilité. Des résultats très similaires sont obtenus à 10 m mais ne sont pas montrés. Nous détectons, en moyenne, entre 6 et 12 structures en 30 min mais

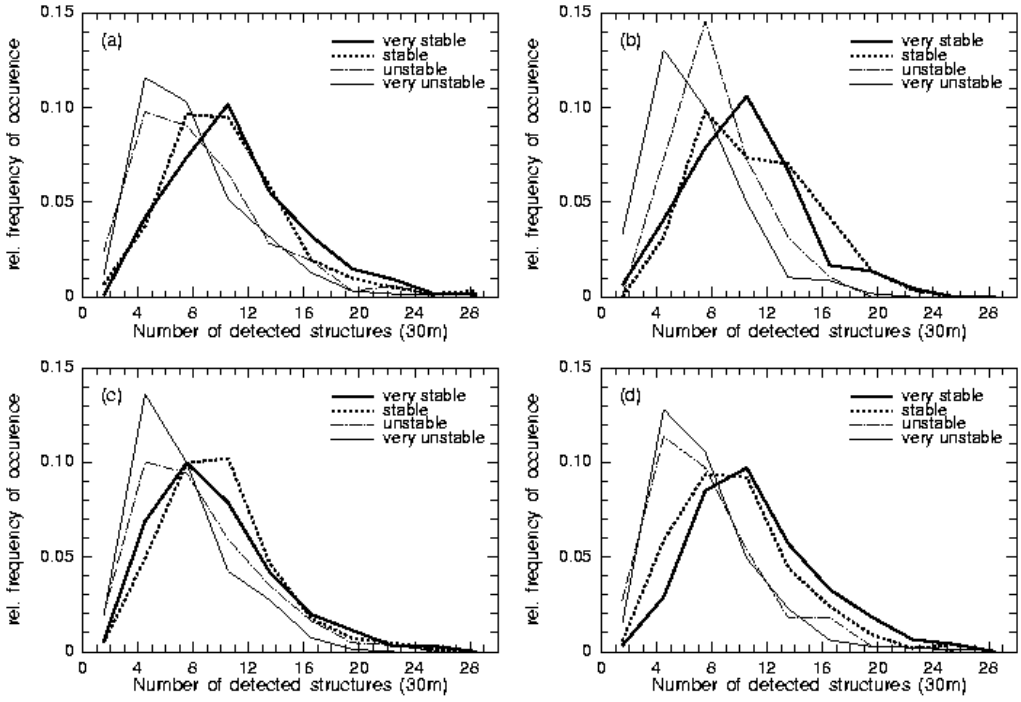


FIG. 5.6 – Fonctions de distribution de probabilité de l'occurence des structures cohérentes sur une période de 30 min, obtenues à partir des mesures à 30 m, et tracées en fonction de la stabilité pour un vent venant du nord (a), de l'est (b), du sud (c) et d'ouest (d).

	FORET PROCHE			
	très stable	stable	instable	très instable
$F_{coh}(uw)_{10m}$ (%)	46 ± 6	44 ± 6	37 ± 5	42 ± 3
$F_{coh}(wT)_{10m}$ (%)	45 ± 6	48 ± 6	44 ± 6	45 ± 2
FO_{10m} (30 min^{-1})	12 ± 2	11 ± 3	8 ± 1	8 ± 2
$F_{coh}(uw)_{30m}$ (%)	43 ± 3	39 ± 3	42 ± 5	53 ± 3
$F_{coh}(wT)_{30m}$ (%)	42 ± 3	42 ± 2	45 ± 3	51 ± 2
FO_{30m} (30 min^{-1})	11 ± 1	10 ± 1	8 ± 1	7 ± 1
	FORET LOINTAINE			
	très stable	stable	instable	très instable
$F_{coh}(uw)_{10m}$(%)	51 ± 6	42 ± 9	38 ± 20	48 ± 4
$F_{coh}(wT)_{10m}$(%)	48 ± 5	31 ± 11	64 ± 13	49 ± 2
FO_{10m} (30 min^{-1})	10 ± 1	8 ± 5	9 ± 2	8 ± 1
$F_{coh}(uw)_{30m}$ (%)	44 ± 5	44 ± 4	42 ± 10	50 ± 6
$F_{coh}(wT)_{30m}$ (%)	45 ± 4	47 ± 2	55 ± 10	50 ± 4
FO_{30m} (30 min^{-1})	10 ± 1	10 ± 1	8 ± 1	6 ± 1
	BATIMENTS			
	très stable	stable	instable	très instable
$F_{coh}(uw)_{10m}$(%)	46 ± 4	39 ± 4	38 ± 3	42 ± 2
$F_{coh}(wT)_{10m}$(%)	44 ± 3	42 ± 5	46 ± 3	46 ± 2
FO_{10m} (30 min^{-1})	10 ± 1	9 ± 1	8 ± 1	8 ± 1
$F_{coh}(uw)_{30m}$ (%)	40 ± 3	39 ± 2	40 ± 2	49 ± 3
$F_{coh}(wT)_{30m}$ (%)	44 ± 2	45 ± 3	46 ± 4	50 ± 2
FO_{30m} (30 min^{-1})	9 ± 1	9 ± 1	8 ± 1	7 ± 1
	CHAMP D'HERBE COURTE			
	très stable	stable	instable	très instable
$F_{coh}(uw)_{10m}$(%)	46 ± 4	40 ± 6	35 ± 6	45 ± 3
$F_{coh}(wT)_{10m}$(%)	46 ± 2	42 ± 5	48 ± 5	48 ± 2
FO_{10m} (30 min^{-1})	11 ± 1	10 ± 1	7 ± 2	7 ± 1
$F_{coh}(uw)_{30m}$ (%)	43 ± 2	39 ± 3	39 ± 4	50 ± 2
$F_{coh}(wT)_{30m}$ (%)	45 ± 2	44 ± 4	47 ± 6	51 ± 2
FO_{30m} (30 min^{-1})	11 ± 1	9 ± 1	7 ± 1	7 ± 1

TAB. 5.1 – Valeurs moyennes des propriétés des structures cohérentes pour les quatre régimes de stabilité et les quatre secteurs de vent à 10 et 30 m, ainsi que les incertitudes associées ($\simeq \pm 10$ % en moyenne, calculée en subdivisant la base de données et en estimant la variabilité de chaque variable moyenne pour les différentes sous-bases de données).

aucune relation claire entre la fréquence d'occurrence des structures cohérentes et la stabilité n'a été établie (en accord avec Gao et al. (1992)). Ces valeurs sont comparables à d'autres études (e.g. Feigenwinter and Vogt (2005) : 7-10 structures en 30 min). Il semble que plus de structures sont détectées en conditions stables qu'en conditions convectives. Les PDFs que nous obtenons sont très similaires pour une classe de stabilité donnée, quel que soit le secteur de vent. La PDF de la contribution des structures cohérentes au flux de quantité de mouvement (figure 5.7) semble confirmer ce résultat. Il est également observé que quelle que soit la rugosité amont, les structures cohérentes ne constituent pas, en moyenne, le processus dominant pour le transport turbulent dans la plupart des régimes de stabilité (tableau 5.1). En effet, les valeurs moyennes sont comprises entre 31 et 57 %. Une tendance qui semble se vérifier pour tous les secteurs de vent, est une contribution plus importante des structures cohérentes aux flux de quantité de mouvement en conditions très stables. La figure 5.8 montre la fonction de densité de probabilité de la contribution des structures cohérentes au flux de chaleur. Ici encore, les PDFs sont très similaires quel que soit le secteur de vent (ce qui est aussi un résultat attendu étant donnée la faible dépendance du flux de chaleur sensible moyen à la rugosité amont, voir la partie 5.1.2) avec une valeur moyenne de 46 % (Tableau 5.1).

L'indépendance des propriétés des structures cohérentes à la rugosité amont est un résultat important de cette étude étant donné que les variables statistiques moyennées de la turbulence sont fortement dépendantes de la complexité du terrain. Une possible explication pour l'absence de dépendance des propriétés des structures cohérentes aux éléments rugueux en amont de la mesure est que, ces structures sont créées par cisaillement (e.g. Drobinski and Foster, 2003; Drobinski et al., 2004) et/ou instabilité convective (Drobinski et al., 1998) très au-dessus de la canopée, dans la partie supérieure de la couche de surface, et sont ensuite transportées vers le sol en conservant leurs caractéristiques. Inversement, la turbulence de petite échelle, près de la surface, dépend des éléments rugueux puisqu'elle est créée par instabilité convective (comme suggéré par McNaughton, 2004) ou par cisaillement et blocage à la surface (comme suggéré par Hunt and Morrison (2000)) où elle interagit avec la turbulence de grande échelle venant des couches supérieures (McNaughton and Brunet, 2002). Une représentation schématique de ce mécanisme est présentée en figure 5.9. Cependant, notre base de données ne nous permet pas d'étendre ce concept à une distance (fetch) nor-

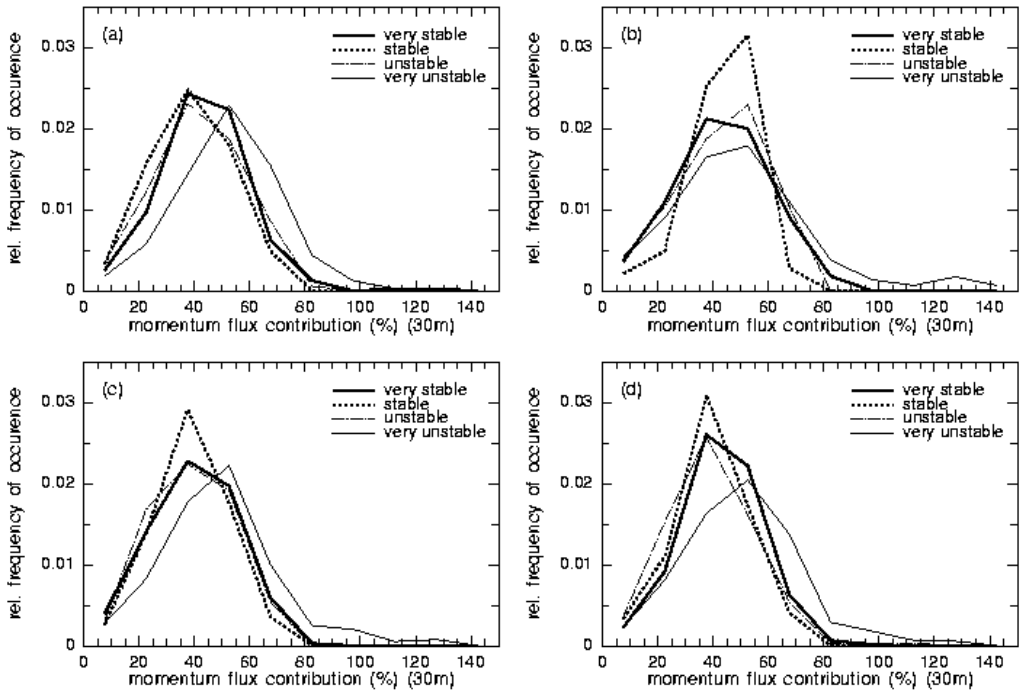


FIG. 5.7 – Fonctions de distribution de probabilité de la contribution des structures cohérentes aux flux turbulents totaux de moment, obtenues à partir des mesures à 30 m, et tracées en fonction de la stabilité pour un vent venant du nord (a), de l'est (b), du sud (c) et d'ouest (d).

malisée x/h inférieure à 3-4 car le mât instrumenté est localisé au moins à une distance de 3-4h des éléments rugueux en amont. Il nous faudrait pour cela modifier le dispositif expérimental et/ou conduire une étude numérique.

Quantitativement, nous pouvons séparer les propriétés des structures cohérentes en deux catégories. La première, concernant les propriétés structurelles telles que le temps de séparation entre deux structures consécutives, la durée des structures et la fréquence d'occurence, semble être, en valeur absolue, indépendante des conditions amont. Ceci signifie que la présence d'éléments rugueux ne contribue pas à la création de plus ou moins de structures cohérentes et n'a aucun impact sur la durée de vie de ces structures. La seconde

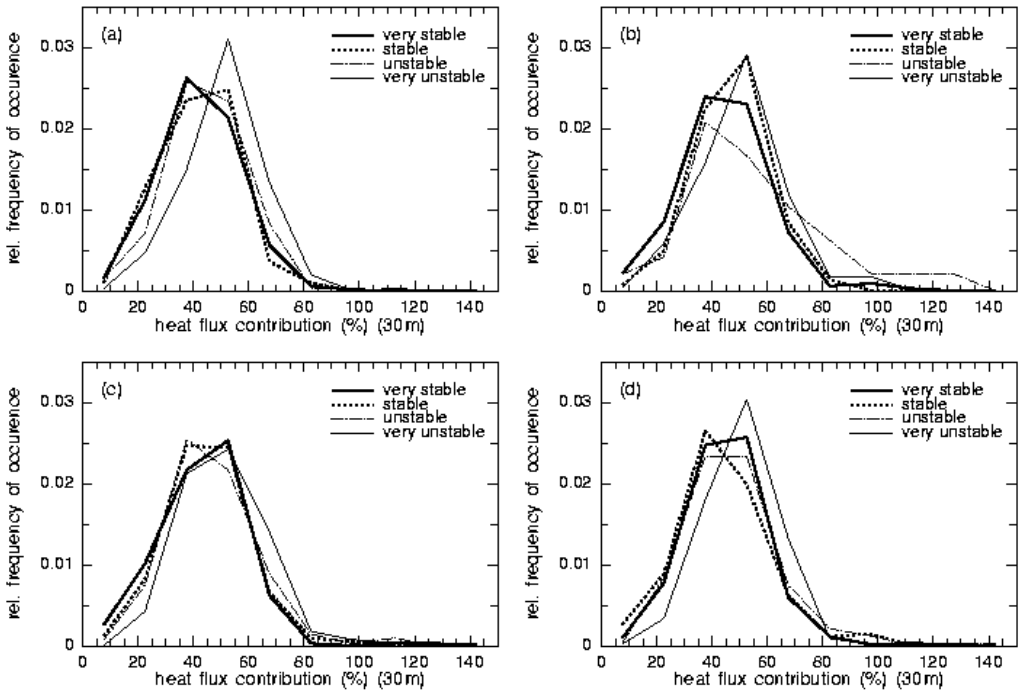


FIG. 5.8 – Similaire à la figure 5.7 pour le flux de chaleur.

catégorie concerne les propriétés énergétiques des structures cohérentes. La contribution relative des structures cohérentes aux flux totaux de surface ne dépend pas de la complexité du terrain mais les flux de surface associés aux structures cohérentes se comportent de façon similaire aux flux turbulents moyens, ils sont affectés par la rugosité amont. En d'autres mots, l'intensité de la turbulence près de la surface augmente avec la rugosité amont (i.e. avec l'augmentation du cisaillement, voir Barthlott et al. (2007), en stratification stable) mais la contribution relative des structures cohérentes aux flux restent inchangée quelle que soit la complexité du terrain.

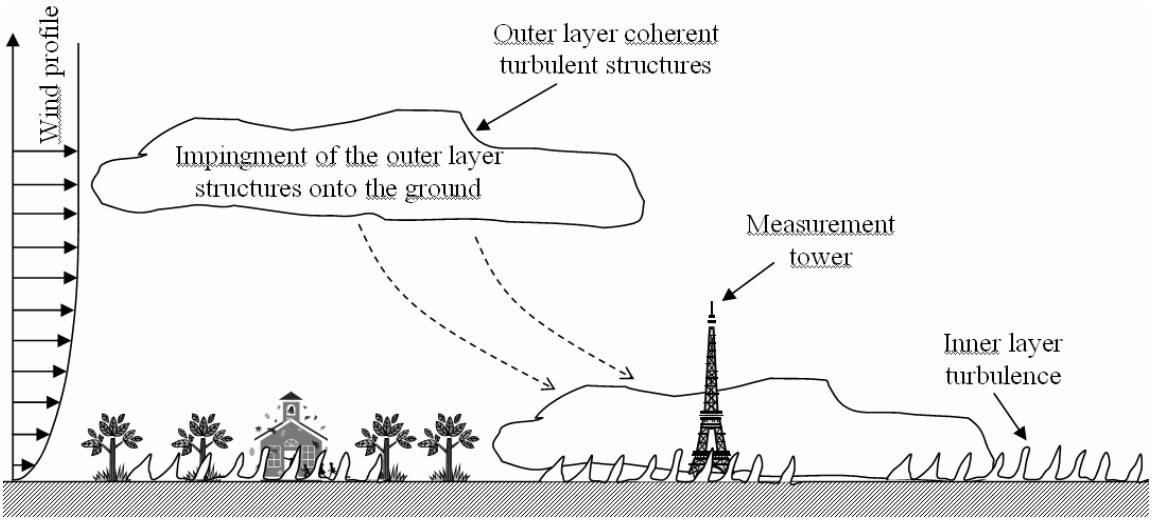


FIG. 5.9 – Schéma expliquant l'absence d'impact de l'hétérogénéité du terrain sur les propriétés structurelles et énergétiques des structures cohérentes.

5.3 Conclusion

Cette étude évalue l'impact des hétérogénéités de la surface sur des mesures locales de turbulence en utilisant les 18 mois de données de turbulence collectés à 10 et 30 m par les deux anémomètres soniques du SIRTA, dans diverses conditions météorologiques et des configurations de fetch différents.

Cette base de données montre que la complexité du terrain a un impact important sur la longueur de rugosité et sur les variables moyennées de la turbulence telles que l'énergie cinétique turbulente et les flux turbulents. En effet, ces variables mesurées sur un mât situé dans un champ d'herbe courte sont fortement affectées par les éléments rugueux en amont de la mesure (forêt proche, champ d'herbe courte, bâtiments ou forêt lointaine). Cependant, l'étude montre que quelle que soit la nature du terrain en amont de la mesure, les structures cohérentes ont des propriétés universelles. En effet, la fréquence d'occurrence, la durée des structures, le temps de séparation entre deux structures consécutives et leur contribution relative aux flux totaux (moment et chaleur) semblent être indépendants de la rugosité amont. Ces structures sont créées bien au-dessus de la canopée, dans la partie supérieure de la couche de surface, par cisaillement et/ou par instabilité convective et sont ensuite

transportées vers le sol. Les propriétés de cette turbulence externe ("outer turbulence") de grande échelle sont ainsi indépendantes de la nature du terrain. En revanche, la turbulence interne ("inner turbulence") de petite échelle dépend fortement des éléments rugueux étant donné qu'elle est créée à la surface où elle peut aussi interagir avec la turbulence de grande échelle venant des couches supérieures.

Cependant, notre base de données ne nous permet pas d'étendre ce concept à une distance (fetch) normalisée x/h inférieure à 3-4. Ainsi, la suite naturelle de cette étude est de mener la même analyse en effectuant des simulations numériques à très fine échelle (LES). Ce travail de simulation fait l'objet du chapitre suivant et nous permet de faire une comparaison avec les données numériques, d'affiner l'analyse des mécanismes explicatifs et d'étendre notre étude du comportement des structures cohérentes pour un fetch plus petit (i.e. plus près des éléments rugueux, pour $x/h < 3$).

Chapitre 6

Etude numérique

Dans la partie précédente, nous avons étudié l'impact de la complexité du terrain sur les mesures in-situ de turbulence collectées par 2 anémomètres soniques dans des conditions atmosphériques variées (Fesquet et al., 2008a, F08 dans la suite).

L'objectif de cette partie est d'étudier numériquement l'impact de la complexité du terrain sur les propriétés des structures cohérentes. Pour cela, nous utilisons une simulation LES à très fine échelle (quelques mètres) reproduisant les conditions de notre site expérimental par vents de nord (forêt proche) et d'ouest (champ homogène). Nous travaillons ici en atmosphère sèche (pas d'humidité) et en stratification neutre ($\overline{w'T'} = 0$). La configuration LES est appliquée car elle permet à la fois de simuler un écoulement moyen, mais elle donne également accès aux champs turbulents instantanés et aux structures cohérentes de taille 2 fois supérieures à la taille des mailles. De plus, il a été montré que l'approche LES permet de simuler les principales caractéristiques d'un écoulement turbulent en terrain homogène (Shaw and Schumann, 1992; Kanda and Hino, 1993; Dwyer et al., 1997; Shen and Leclerc, 1997; Su et al., 1998, 2000; Watanabe, 2004; Drobinski et al., 2007; Dupont and Brunet, 2008c) comme en terrain hétérogène (Yang et al., 2006b,a; Dupont and Brunet, 2008a,c,b) en stratification neutre, nous pouvons donc reproduire en détails l'écoulement observé pour les secteurs de nord et d'ouest.

Ces travaux ont fait l'objet d'une publication soumise à *Boundary-Layer Meteorology* (Fesquet et al., 2008b)[3].

6.1 Structure de l'écoulement

Avant de passer à l'extraction des structures cohérentes dans les séries temporelles simulées, nous nous assurons que les variables statistiques de la turbulence sont en accord avec l'écoulement observé. La figure 6.1 représente les profils verticaux de la vitesse du vent moyen, des flux turbulents de mouvement, des écarts types des trois composantes de la vitesse ($\sigma_u, \sigma_v, \sigma_w$) ainsi que de leurs rapports et enfin de l'énergie cinétique turbulente (TKE), en terrain homogène. Dans le cas hétérogène, nous représentons les champs instantanés de ces mêmes variables dans une coupe $x-z$ (figure 6.2) et leur évolution en fonction du fetch (figure 6.3) aux altitudes $z = 10$, 30 et 100 m.

En terrain homogène, les profils verticaux des variables statistiques de la turbulence (figure 6.1) sont typiques d'une couche de surface en conditions neutres. Elles sont en effet en accord avec de précédentes simulations LES (Moeng, 1984; Moeng and Sullivan, 1994; Liu et al., 1996; Drobinski et al., 2007) et des mesures in-situ dans des conditions similaires (Drobinski et al., 2004). Ainsi, le profil vertical de la vitesse longitudinale (dans le sens de l'écoulement) est logarithmique (figure 6.1a), le flux de moment turbulent est constant avec l'altitude (figure 6.1b), le profil d'énergie cinétique turbulente et des variances associées atteignent un maximum à environ z =2-3 m puis diminuent avec l'altitude (figure 6.1c-e). Il est important de signaler que la TKE et le flux de moment sous-maille représentent moins de 10% de leurs valeurs totales respectives à 10 m (figure 6.1b-c). La turbulence semble anisotrope : les valeurs des rapports σ_u/σ_v, environ 1.2-1.3, et σ_w/σ_v, environ 0.6-0.7, respectivement à 10 et 30 m (figure 6.1e) sont cohérentes avec les valeurs observées expérimentalement, respectivement 1.1-1.2 et 0.6-0.7. Elles sont également en accord avec de précédentes études (Nicholls and Readings, 1979; Grant, 1986, 1992; Drobinski et al., 2004).

[3]Fesquet, C., Dupont, S., Drobinski, P., Dubos, T., and Barthlott, C. (2008). Impact of terrain heterogeneity on coherent structure properties : numerical approach. *Bound.-Layer Meteorol.*, submitted

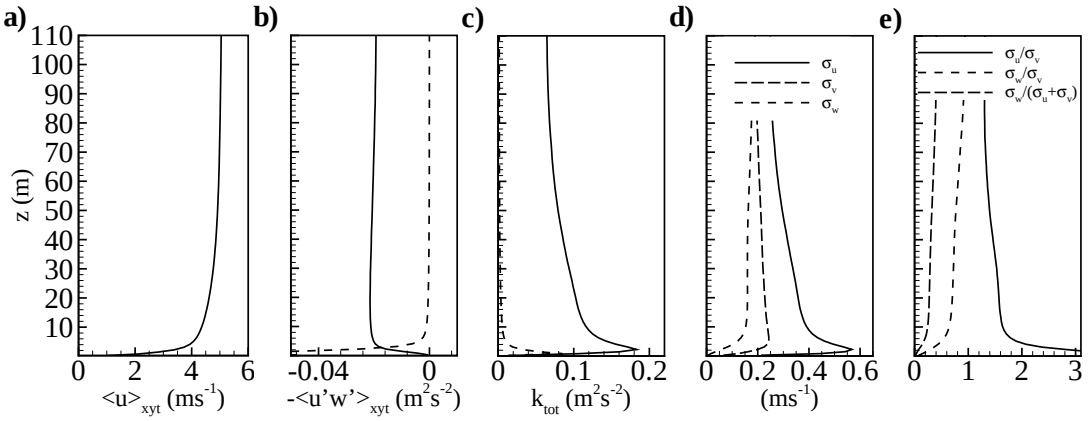


FIG. 6.1 – Profils verticaux de la vitesse horizontale du vent moyen (a) ; total (ligne continue) et échelle sous-maille (pointillés), du flux de quantité de mouvement (b) ; total (ligne continue) et échelle sous-maille (pointillés), de l'énergie cinétique (c) ; des écarts-types des trois composantes de la vitesse du vent (d) (σ_u : ligne continue ; σ_v : longs pointillés ; σ_w : petits pointillés) ; le rapport de ces écarts types (e) (σ_u/σ_v : ligne continue ; $\sigma_w/(\sigma_u + \sigma_v)$: longs pointillés ; σ_w/σ_v : petits pointillés), et le coefficient de corrélation de uw (f).

La contribution relative de la turbulence verticale par rapport à la turbulence horizontale, $\sigma_w/(\sigma_v + \sigma_u)$, augmente légèrement avec l'altitude (figure 6.1e) d'une valeur d'environ 0.3 à 10 et 30 m à la valeur de 0.5 à 100 m. Nous retrouvons le même ordre de grandeur que dans notre étude expérimentale, environ 0.3 à 10 et 30 m. Comme l'ont montré Dubos et al. (2008), ce rapport représentant l'anisotropie de la turbulence est largement piloté par la présence de structures cohérentes près de la surface.

Dans le cas d'un terrain hétérogène, l'écoulement est plus complexe car il est très perturbé en traversant la forêt. Ceci se traduit par une vitesse verticale positive en amont (figure 6.2b) et une diminution de la vitesse horizontale en aval de la barrière d'arbres (figure 6.2a). L'écoulement accélère au-dessus de la canopée. Le fort cisaillement induit par la cime des arbres produit une grande quantité d'énergie cinétique turbulente et de flux turbulent de moment (figure 6.2c-d) qui se développe vers le haut, à partir du changement de rugosité. Ce comportement a été précédemment observé par Liu et al. (1996); Morse et al. (2002); Dupont and Brunet (2006). En aval de la forêt, la force de trainée induite par le champ homogène étant plus petite que celle provoquée par la présence de la forêt, l'écoulement près

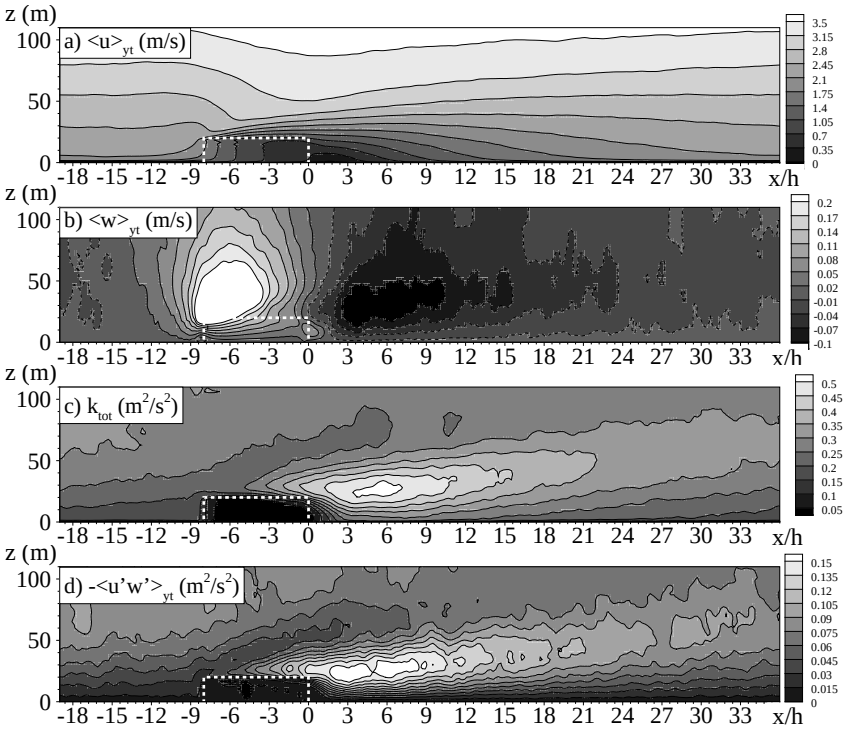


FIG. 6.2 – Ecoulement moyenné simulé en présence de la forêt : vitesse dans le sens de l'écoulement (a), vitesse verticale (b), énergie cinétique turbulente totale (c), le flux de mouvement (d). La ligne blanche pointillée indique le contour de la forêt.

de la surface accélère puis s'ajuste progressivement à la nouvelle surface. A 100 m d'altitude, les principales caractéristiques de l'écoulement ne dépendent pas du fetch. A cette altitude, la nature de la surface semble donc homogène (figure 6.3). Très près du changement du rugosité, nous identifions une région "calme", précédemment constatée par d'autres auteurs (McNaughton, 1989; Wang and Takle, 1995; Cleugh and Hughes, 2002), où la vitesse du vent moyen, l'énergie cinétique ainsi que le flux de quantité de mouvement sont plus faibles que partout ailleurs en aval (figure 6.3a-c). C'est une région où des recirculations intermittentes interviennent. La configuration de notre simulation en terrain hétérogène correspond au secteur nord de notre étude expérimentale. Le mât était alors localisé à $x = 3 - 4h$, dans la région de sillage de la forêt. Ceci explique un vent moyen plus faible et une énergie cinétique et un flux de mouvement plus importants dans cette situation que dans le cas homogène. Le rapport d'énergie cinétique entre situation hétérogène et homogène, calculé par le modèle, est cohérent avec le rapport observé, environ 3-5 contre 3-4. Les rapports entre la mesure à

30 m et celle à 10 m, de la vitesse du vent est proche de 2, de l'énergie cinétique et du flux de mouvement, respectivement, 1.5 et 1.3. Ces valeurs sont comparables à nos observations et à d'autre résultats numériques obtenus par Liu et al. (1996) en aval d'une barrière d'arbres. Les rapports des écarts types σ_u/σ_v et σ_w/σ_v s'ajustent rapidement à la nouvelle surface à 30 m, dans une moindre mesure à 10 m (figure 6.3d-e). Les valeurs obtenues, à $x = 3 - 4h$, sont en accord avec nos observations. La contribution relative de la turbulence verticale par rapport à la turbulence horizontale, $\sigma_w/(\sigma_v + \sigma_u)$, est très similaire au cas homogène sauf à 10 m (figure 6.3f). De plus, les valeurs obtenues par la simulation à $x/h = 3 - 4$, environ 0.4 à 10 et 30 m, sont en accord avec les valeurs expérimentales, respectivement 0.3 et 0.35 à 10 et 30 m.

En conclusion, nos simulations restituent bien, qualitativement et quantitativement, l'écoulement turbulent observé expérimentalement, que le terrain soit homogène ou hétérogène. Ces résultats sont également en bon accord avec de précédentes études menées dans des conditions similaires. De plus, nos simulations semblent confirmer l'influence de la nature du terrain, en amont de la mesure, sur les variables moyennes et turbulentes de l'écoulement. Dans la partie suivante, nous analysons l'influence de la complexité du terrain sur les propriétés des structures cohérentes simulées.

6.2 Analyse des structures cohérentes

6.2.1 Occurrence, durée et temps de séparation, contribution aux flux

Les principales propriétés des structures cohérentes, en terrains homogène et hétérogène, sont obtenues grâce notre analyse en ondelettes, appliquée cette fois aux séries temporelles de la vitesse verticale instantanée w, en plusieurs points de la grille. Pour cela, nous avons extrait 2 séries temporelles de 30-min de w à $z = 10$, 30 and 100 m le long de trois sections longitudinales de longueur $10h$ localisées à $y = 60$, 200 et 300 m. Dans le cas hétérogène, l'extraction commence à partir de $x = 1h$. Ainsi, 60 séries temporelles de 30 min ont été enregistrées à chaque altitude, à la fréquence de 1 Hz. Cette analyse nous donne donc accès

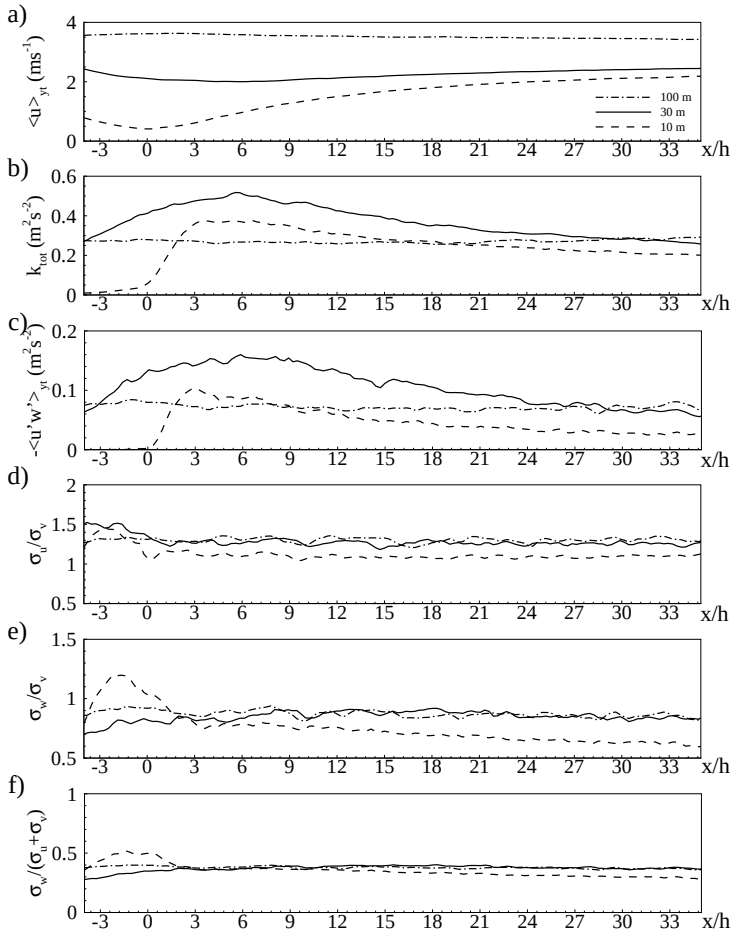


FIG. 6.3 – Comparaison de la vitesse horizontale du vent (a), de l'énergie cinétique turbulente (b), de σ_u/σ_v (c), de σ_w/σ_v (d), de $\sigma_w/(\sigma_u+\sigma_v)$ (e), du flux de quantité mouvement (f), et du coefficient de corrélation de uw (g), simulés à $z = 10$ m (ligne pointillée), à 30 m (ligne continue) et à 100 m (ligne pointillé-point) dans le cas hétérogène.

à la fréquence d'occurrence (FO) des structures cohérentes en 30 min, à leur durée (D), au temps de séparation (S) entre deux structures consécutives ainsi qu'à leur contribution au flux turbulent de moment ($Fcoh$). La figure 6.4 présente les distributions de probabilité de ces différentes propriétés en conditions homogènes alors que la figure 6.5 montre l'évolution de ces propriétés en fonction du fetch normalisé. De plus, les valeurs moyennes et dominantes (les plus probables) des caractéristiques des structures cohérentes, en terrain homogène et hétérogène, sont répertoriées dans le tableau 6.1. Nous rappelons également les valeurs obtenues expérimentalement en conditions proches de la neutralité (F08) dans ce tableau

afin de pouvoir les comparer à nos simulations.

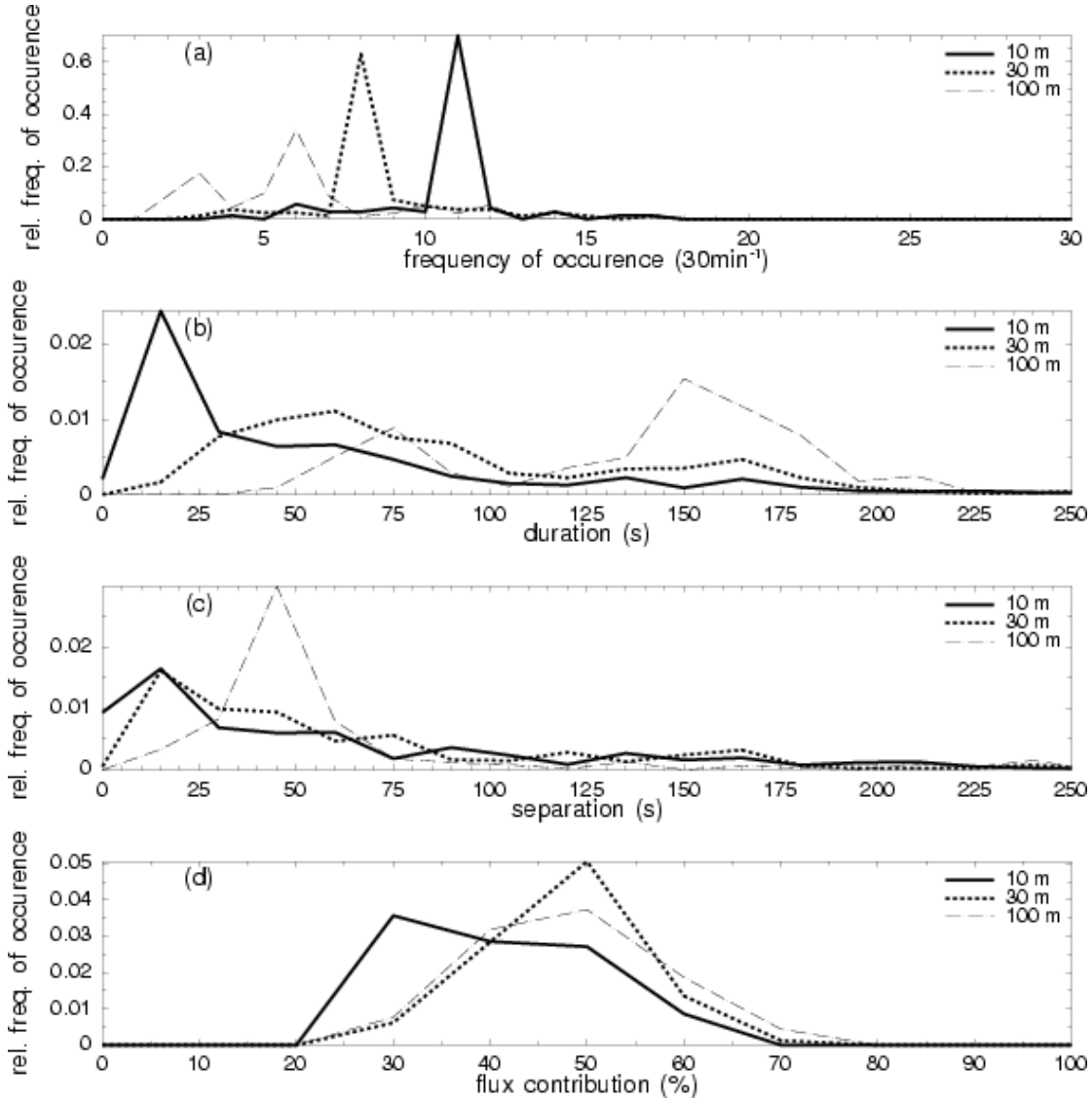


FIG. 6.4 – Distribution de probabilité de la fréquence d'occurence (a), de la durée des structures (b), du temps de séparation entre deux structures consécutives (c) et de la contribution relative au flux de quantité de mouvement (d) à $z = 10$, 30 et 100 m, en terrain homogène.

En terrain homogène, les distributions de probabilité de la fréquence d'occurrence (FO), aux trois altitudes considérées, sont très simples (figure 6.4) : un seul pic très marqué est mis en évidence, les valeurs moyennes et dominantes sont les mêmes. FO diminue avec l'altitude. En moyenne, nous détectons 11, 8 et 6 structures par 30 min, respectivement à z =10, 30 et 100 m. Ces résultats sont similaires à nos précédentes observations par vent d'ouest

(champ homogène). Nous détections, en effet, 8 structures à 10 et 30 m (tableau 6.1). En revanche, les distributions de la durée et du temps de séparation (figure 6.4b-c) affichent, conformément à nos précédentes observations, une large gamme de valeurs possibles. Les valeurs moyennes sont souvent beaucoup plus grandes que les valeurs dominantes, surtout à 10 et 30 m (tableau 6.1). Ainsi, la probabilité pour que les structures soient de courte durée et de temps de séparation faible est importante. Contrairement à FO, la durée des structures et leur temps de séparation augmentent avec l'altitude (figure 6.4b-c). Leurs valeurs sont du même ordre de grandeur que celles observées sauf pour la valeur dominante de la durée à $z = 10$ m qui est beaucoup plus faible : 15 s contre 50 s expérimentalement (tableau 6.1). Ainsi, le modèle semble surestimer l'occurrence des très petites structures près du sol. Ceci est probablement dû à l'influence plus importante de l'énergie cinétique sous-maille près de la surface. La distribution de la contribution des structures cohérentes au flux de mouvement, $Fcoh$, est très similaire quelle que soit l'altitude considérée (figure 6.4d). Pourtant, à $z = 10$ m, cette distribution semble légèrement décalée vers de petites valeurs. En moyenne, les structures contribuent à environ 40, 48 et 48 % respectivement à 10, 30 et 100 m, ce qui est proche des valeurs observées : 39 et 36 % à 10 et 30 m (tableau 6.1). On note également que les valeurs moyennes et dominantes sont très similaires.

En terrain hétérogène (figure 6.5), les propriétés des structures cohérentes semblent indépendantes de la nature du terrain à $z = 100$ m. Donc, comme pour les variables moyennes et statistiques de l'écoulement à cette altitude, les structures cohérentes se comportent comme si le terrain était homogène. En revanche, près de la surface, à $z = 30$ et 10 m, ces propriétés dépendent de la complexité du terrain et ainsi, du fetch (figure 6.5). Nous distinguons deux régions distinctes : très près de la barrière d'arbres, $0 < x/h < 4$, et plus loin en aval, $x/h \geq 4$. Dans cette dernière région, les propriétés des structures cohérentes semblent ajustées à la nouvelle surface. Elles sont ainsi similaires au cas homogène (tableau 6.1). En revanche, pour $0 < x/h < 4$, les caractéristiques des structures cohérentes sont sensiblement différentes, surtout à $z = 30$ m. En effet, les valeurs de FO diminuent lorsque l'on s'éloigne de la barrière d'arbres (figure 6.5a) ce qui explique les plus grandes valeurs moyennes et dominantes obtenues dans cette région (tableau 6.1). Cette diminution de la fréquence d'occurrence semble corrélée avec la diminution de la durée et du temps de séparation des structures (figure 6.5b-c). La contribution de ces structures

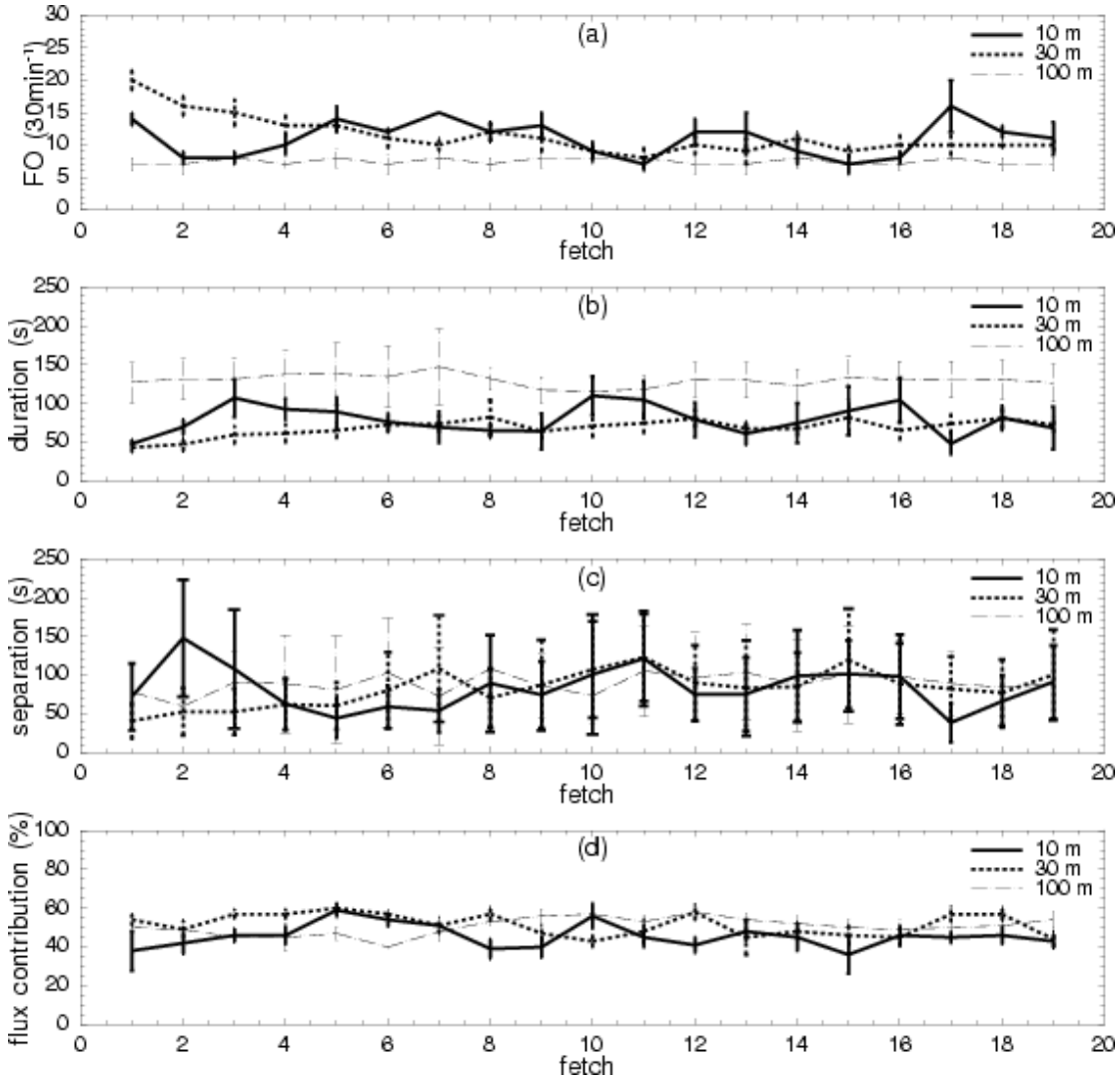


FIG. 6.5 – Valeurs moyennes de la fréquence d'occurence (a), de la durée (b), du temps de séparation (c) et de la contribution au flux (d) ainsi que les barres d'erreur associées à $z = 10$, 30 and 100 m en fonction du fetch normalisé.

au flux de mouvement ne semble pas varier avec le fetch (figure 6.5d), nous l'estimons en moyenne à la hauteur de 42 % et 53 % (tableau 6.1). A la distance $x = 3 - 4h$, correspondant à notre dispositif expérimental par vent de nord, nous détectons en moyenne 15 structures par 30 min contre 9 expérimentalement. Cette surestimation du nombre de structures est probablement liée aux faibles valeurs obtenues pour le temps de séparation entre deux structures. En revanche la durée des structures simulées ainsi que leur contribution au flux sont en bon accord avec nos observations. La variabilité des propriétés des structures

TAB. 6.1 – Valeurs moyennes et dominantes des propriétés des structures cohérentes obtenues numériquement et expérimentalement en terrains homogène et hétérogène.

	ETUDE NUMERIQUE						ETUDE EXPERIMENTALE			
	Forêt proche				Champ homogène		Forêt proche		Champ homogène	
	$x/h < 4$		$x/h \geq 4$							
	Moy.	Dom.	Moy.	Dom.	Moy.	Dom.	Moy.	Dom.	Moy.	Dom.
$FO_{10\mathrm{m}}$ (30 min^{-1})	11	9	11	9	11	11	9	5	8	6
$FO_{30\mathrm{m}}$ (30 min^{-1})	17	18	10	9	8	8	9	6	8	5
$FO_{100\mathrm{m}}$ (30 min^{-1})	7	6	8	6	6	6	-	-	-	-
$D_{10\mathrm{m}}$ (s)	75	45	80	60	61	15	70	40	78	50
$D_{30\mathrm{m}}$ (s)	50	45	72	60	93	60	75	50	76	40
$D_{100\mathrm{m}}$ (s)	130	120	130	105	136	150	-	-	-	-
$S_{10\mathrm{m}}$ (s)	109	15	79	15	73	15	92	15	93	15
$S_{30\mathrm{m}}$ (s)	49	15	89	15	88	15	83	15	97	15
$S_{100\mathrm{m}}$ (s)	76	30	92	30	95	45	-	-	-	-
$Fcoh_{10\mathrm{m}}$ (%)	42	40	45	50	40	30	41	31	39	43
$Fcoh_{30\mathrm{m}}$ (%)	53	60	52	55	48	50	45	43	36	38
$Fcoh_{100\mathrm{m}}$ (%)	48	50	52	45	48	50	-	-	-	-

cohérentes à $z = 30$ m, près de la barrière d'arbres, peut être attribuée aux caractéristiques des structures créées par le sommet de la canopée qui sont différentes des structures de la couche de surface. La détection de ces structures de canopée est supposée décroître avec le fetch du fait de leur tendance à se casser pour former de petites structures de sillage.

6.2.2 Taille et trajectoire des structures

Les caractéristiques spatiales des structures cohérentes ainsi que leur trajectoire (provenance) sont analysées en calculant respectivement les corrélations, spatiales et espace-temps, en deux points, pour les composantes longitudinale et verticale de la vitesse, u et w :

$$R_{ij\Delta t}(\Delta x, \Delta z, \Delta t) = \frac{\langle u_i(x_0, z_0, t_0) u_j(x_0 + \Delta x, z_0 + \Delta z, t_0 + \Delta t) \rangle_{yt}}{\sigma_{u_i}(x_0, z_0, t_0) \sigma_{u_j}(x_0 + \Delta x, z_0 + \Delta z, t_0 + \Delta t)} \tag{6.1}$$

où (x_0, z_0, t_0) sont les coordonnées longitudinale, verticale et temporelles du point de référence ; Δx et Δz sont les intervalle (ou pas) spatiaux longitudinal et vertical et Δt, le pas temporel. σ_{u_i} est l'écart type de la composante u_i de la vitesse du vent.

Les figures 6.6 et 6.7 présentent les contours obtenus pour la corrélation spatiale en deux points des composantes longitudinale et verticale de la vitesse, respectivement R_{110} et R_{330}

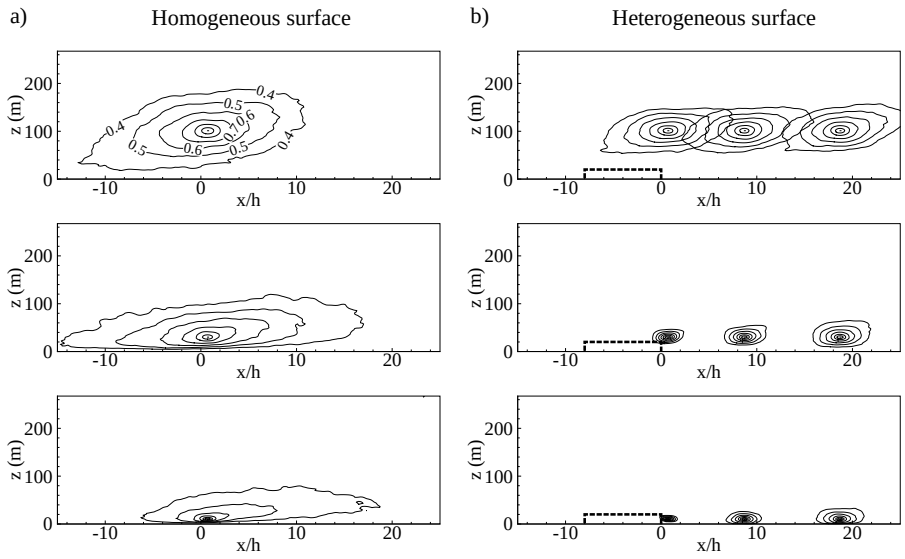


FIG. 6.6 – Contours des fonctions d'auto-corrélation spatiales pour la composante longitudinale de la vitesse du vent R_{110} en terrains homogène (a) et hétérogène (b), avec des points de référence localisés à $z = 10$, 30 et 100 m de bas en haut, respectivement, et à $x = 1h$ pour (a) et à $x = 1h$, $9h$ et $19h$ pour (b). Les contours varient de 0.4 à 1.0 comme indiqué sur la figure en haut à gauche. La ligne en pointillés indique le contour la canopée.

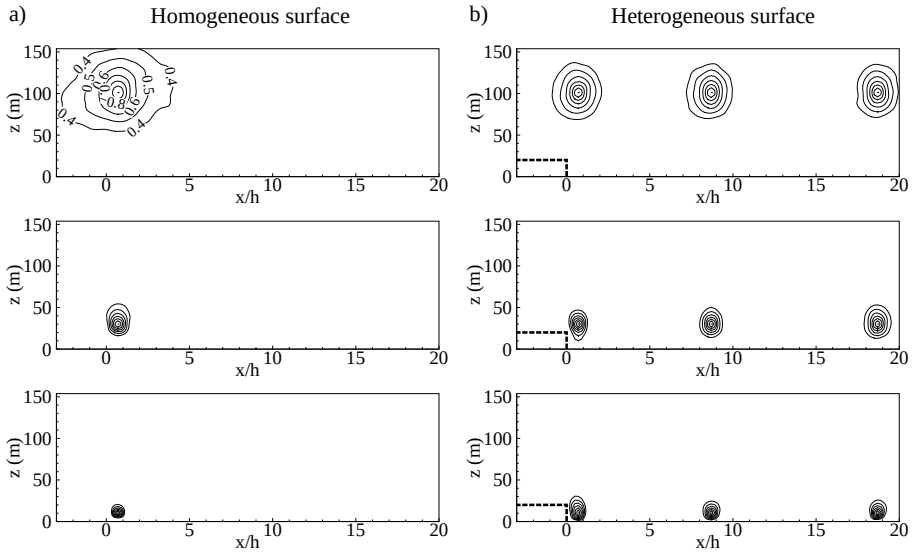


FIG. 6.7 – Idem figure 6.6, mais dans ce cas la fonction d'auto-correlation par rapport au temps zéro est appliquée à la composante verticale du vent R_{330}.

(équation 6.1). Ces contours sont tracés dans le plan $x - z$ en terrain homogène (panneaux de gauche) et hétérogène (panneaux de droite) pour trois positions verticales de référence : 10, 30 et 100 m. Nous considérons également trois positions longitudinales le long de l'écoulement : $x = 1h$, $9h$ et $19h$. Seules les zones de forte corrélation sont représentées, i.e. R_{110} et R_{330} supérieurs à 0.4.

En terrain homogène, R_{110} a une forme presque elliptique avec un angle par rapport à l'horizontale qui augmente avec l'altitude (figure 6.6a). Ceci est en accord avec l'image des streaks proposée par Adrian et al. (2000) et Hommema and Adrian (2003), à savoir ils sont composés de vortex de la forme d'un fer à cheval. La taille longitudinale (dans le sens de l'écoulement) des surfaces corrélées (i. e., $R_{110} > 0.4$) est maximale à $z = 30$ m, elle est d'environ $30h$. En revanche, sur la verticale, elle augmente avec l'altitude, environ 160 m à $z = 100$ m. Contrairement à R_{110}, la forme des surfaces corrélées correspondant à R_{330} ($R_{330} > 0.4$) semblent circulaire avec un diamètre augmentant avec l'altitude.

En terrain hétérogène, le contour de R_{330} apparaît également circulaire alors que R_{110} a la forme d'une ellipse allongée, à 10 et 30 m, mais cette fois sans angle par rapport à l'horizontale. Les zones corrélées de u et, dans une moindre mesure, de w augmentent avec

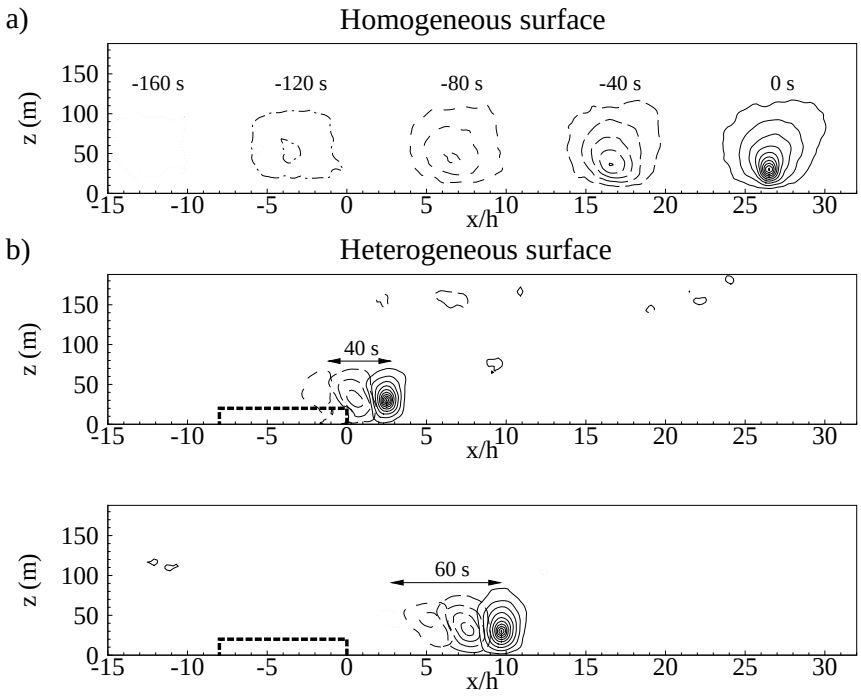


FIG. 6.8 – Identification de la trajectoire des structures cohérentes à partir des contours de la fonction d'auto-correlation espace-temps pour la composante verticale du vent $R_{33\Delta t}$ en terrains homogène (a) et hétérogène (b), pour des points de référence localisés au temps $t_0 = 0$ s à $z = 30$ m et $x = 26.5h$ pour (a), et à $x = 2.5h$ et $9.5h$ pour (b). Les contours varient de 0.1 à 1.0 avec un pas de 0.1. La ligne noire en pointillés indique le contour de la canopée.

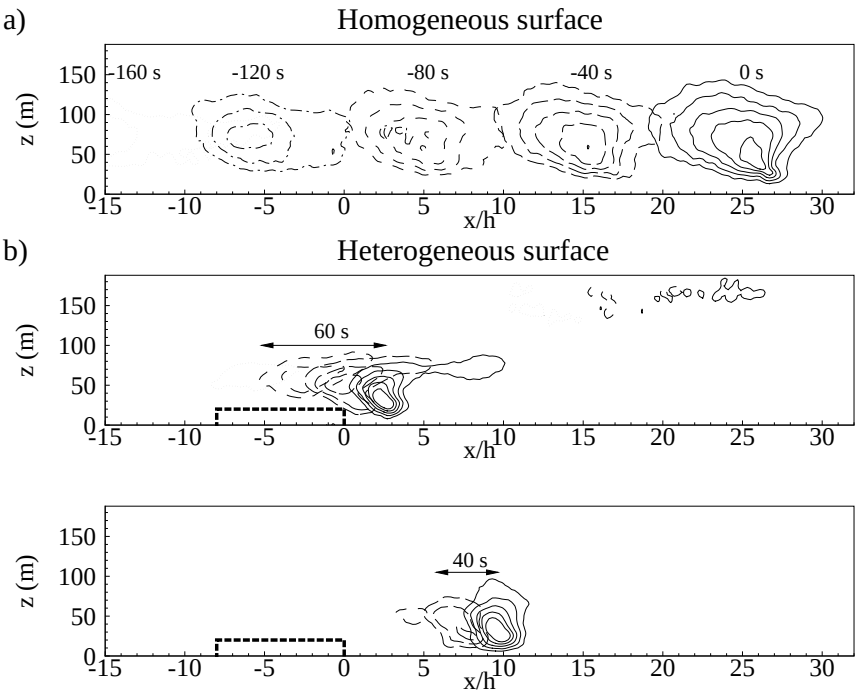


FIG. 6.9 – Identification de la trajectoire des structures cohérentes à partir des contours de la fonction de corrélation espace-temps croisée pour les composantes longitudinale et verticale de la vitesse du vent $R_{13\Delta t}$ en terrains homogène (a) et hétérogène (b), avec des points de de référence localisés au temps $t_0 = 0$ s à $z = 30$ m et $x = 26.5h$ pour (a), et $x = 2.5h$ et $9.5h$ pour (b). Les contours varient de -0.15 à -0.35 avec un pas de 0.05. La ligne noire en pointillés indique le contour de la canopée.

le fetch à 10 et 30 m. Ceci est probablement dû à la présence de la région "calme" protégée des structures de grande échelle et où des recirculations intermittentes surviennent. En revanche, à $z = 100$ m, les zones corrélées sont indépendantes de la distance à la barrière d'arbres ce qui semble indiquer que les structures sont adaptées à la nature de la surface consistant en une succession de forêts et de clairières. Ceci a également été observé dans les caractéristiques de l'écoulement (figure 6.3).

Les zones corrélées de u semblent clairement plus petites en terrain hétérogène quelles que soient les hauteurs de mesure. En revanche, les caractéristiques spatiales des zones corrélées de w en fonction de la nature de la surface semblent plus complexes. Loin en aval de la barrière d'arbres, l'échelle de longueur de la turbulence $L_w^{\cdot\cdot}$, obtenue par intégration de

R_{330} le long d'une section longitudinale, est approximativement égale à 28, 36 et 66 m respectivement à $z = 10$, 30 et 100 m. En terrain homogène, $L_w^{:}$ prend la valeur de 28, 60 et 160 m, respectivement. Ainsi, à $z = 10$ m, $L_w^{:}$ est identique dans les deux cas. A $z = 30$ m, bien que l'on estime un $L_w^{:}$ plus petit en terrain hétérogène, les zones corrélées de w ($R_{330} > 0.4$) apparaissent similaires quelle que soit la nature de la surface (voir figure 6.5). A l'altitude $z = 100$ m, la plus petite taille des zones corrélées, en terrain hétérogène, n'est pas due au vent plus faible, mais plutôt à la présence de la forêt qui casse probablement les grosses structures venant d'en haut et/ou accentue la dissipation de ces grandes structures du fait de l'importante concentration en petits tourbillons turbulents. De plus, en terrain homogène, la taille des tourbillons turbulents dépend de l'altitude du point de mesure alors que la présence de la forêt augmente la hauteur effective du sol (hauteur de déplacement), ce qui induit des tourbillons de plus petites tailles.

Les figures 6.8 et 6.9 montrent la provenance des structures cohérentes détectées à $z = 30$ m au moyen de l'auto-corrélation espace-temps de w, $R_{33\Delta t}$, et de la cross-correlation de u et w, $R_{13\Delta t}$. Le point de référence est situé à $z = 30$ m et $x = 27h$ en terrain homogène, et à $x = 3h$ et $10h$ dans le cas hétérogène. D'après ces deux figures, les structures cohérentes détectées à $z = 30$ m, en terrain homogène, semblent créées bien en amont, dans la partie supérieure de la couche de surface, entre $z = 50$ et 100 m. Ce résultat est en accord avec les récentes observations de Drobinski et al. (2004). En d'autres termes, les fortes valeurs positives de u et les valeurs négatives de w observées près du sol sont corrélées avec des mouvements descendants en amont (w négatif), dans la couche supérieure. En aval de la forêt, les structures cohérentes détectées à $z = 30$ m semblent également venir des couches supérieures mais en une distance et un temps plus courts, du fait du vent moyen plus faible. En conclusion, quelle que soit la nature de la surface, les structures cohérentes sont créées bien au-dessus des éléments rugueux et sont ensuite transportées vers le sol. Ce mouvement descendant est accentué en présence de la forêt car elle crée une zone de basse pression.

6.3 Discussion

L'étude des propriétés des structures cohérentes montre de petites différences entre les cas homogène et hétérogène (forêt proche avec $x \geq 4h$). Pourtant, l'incertitude étant grande (environ 15 %), du fait du nombre limité de séries temporelles, ces différences ne sont pas significatives. Ainsi, malgré l'impact important de la nature du terrain sur la statistique de l'écoulement turbulent, les propriétés des structures cohérentes semblent avoir une caractéristique universelle. Ce résultat confirme donc les conclusions de notre étude expérimentale ($x \geq 4h$). En revanche, près de la barrière d'arbres (pour $x/h < 3$), les différences importantes que nous constatons sont probablement dues à la présence de petites structures créées par la canopée. A partir de l'analyse des trajectoires des structures cohérentes, il semble que les structures détectées à 10 et 30 m soient créées bien au-dessus des éléments topographiques (entre $z = 50$ et 100 m) puis transportées vers la surface (figures 6.8 et 6.9). Ce mécanisme pourrait donc bien être la cause de l'invariance des caractéristiques des structures cohérentes. Pourtant, les corrélations croisées en deux points à $z = 100$ m indiquent des structures de tailles différentes en terrain homogène et hétérogène. Ainsi, l'indépendance des propriétés des structures à la nature du terrain semblerait plutôt liée à la présence de mouvements actifs et inactifs.

Townsend (1961) suggère que la turbulence près de la surface peut être décomposée en deux parties, l'une active et l'autre inactive (McNaughton and Brunet, 2002; Katul et al., 1996, 1998). La turbulence active dépend essentiellement des caractéristiques locales de l'écoulement. Elle est efficace pour le transport de mouvement et de scalaires dans la couche de surface de l'atmosphère (McNaughton and Brunet, 2002). En revanche, la turbulence inactive est produite dans les couches supérieures. Elle dépend donc des caractéristiques de l'écoulement dans cette couche. McNaughton and Brunet (2002) suggèrent que, dans la couche de surface de l'atmosphère, ces tourbillons inactifs sont identifiés par une alternance d'accélération et décélération de la vitesse horizontale. Ce comportement a été mis en évidence grâce à des études LES (e.g. Foster et al., 2006) et des mesures par lidar Doppler (e.g. Drobinski and Foster, 2003; Drobinski et al., 2004). McNaughton and Brunet (2002) ont également observé que ces mouvements inactifs peuvent interagir avec de la turbulence

active par la formation de zones de convergence. Ces zones génèrent, en effet, des "paquets d'ondes" composés de plusieurs tourbillons actifs très efficaces pour le transport de mouvement et de scalaires.

Si nous étendons cette notion de turbulence active et inactive à notre terrain hétérogène, la taille importante des zones corrélées de u (figures 6.6a et 6.7a) en comparaison avec celles de w (figures 6.6b et 6.7b) semble indiquer que u contient la contribution de tourbillons de grande échelle venant des couches supérieures alors que w ne dépend que des propriétés locales de l'écoulement. Ainsi, w est représentatif de la turbulence active (Raupach et al., 1996). De plus, la faible valeur dominante, observée à $z = 10$ et 30 m, pour le temps de séparation entre deux structures (15 s), en comparaison avec les grandes valeurs moyennes (50 s), semble indiquer que l'on détecte des groupes de structures très proches. Ceci pourrait être la signature des "paquets d'onde" composées de petites structures actives comme proposé McNaughton and Brunet (2002) et également observé par Raupach et al. (1996) (ondes *honami*).

Dans cette étude numérique, les structures cohérentes ont été détectées dans les séries temporelles de w. Elles représentent donc essentiellement la turbulence active. De plus, contrairement aux structures inactives, la taille des structures actives détectées à $z = 10$ et 30 m en aval de la forêt (for $x/h \geq 4$) (figure 6.7b) comme en terrain homogène (figure6.7a), est très similaire. Cette observation pourrait donc expliquer l'invariance des propriétés des structures cohérentes quelle que soit la nature du terrain. Après un changement de rugosité en surface, les structures de la turbulence inactive restent longtemps sous l'influence de l'hétérogénéité du terrain en amont alors que les structures de la turbulence active, près de la surface ($z = 30$ m), s'ajuste très rapidement à la nouvelle surface. Les très petites structures, dites de sillage, contribuent peu au transport de mouvement et de scalaires mais accentuent la dissipation des structures de plus grande échelle. Ainsi, à $x = 3 - 4h$ en aval de la barrière d'arbres, où est situé notre mât dans l'étude expérimentale, les structures turbulentes actives ne dépendraient que des caractéristiques locales de la surface, à $z = 10$ m et dans une moindre mesure à 30 m. Ceci explique les propriétés similaires estimées pour les structures cohérentes que le vent vienne d'ouest (champ homogène) ou de nord (forêt proche).

6.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons effectué des simulations LES afin de comprendre pourquoi les propriétés des structures cohérentes sont indépendantes de la complexité de la surface. Les deux simulations, en terrains homogène et hétérogène, représentent les caractéristiques de notre site d'observation par vent d'ouest et de nord, respectivement. La détection des structures cohérentes, en utilisant notre analyse d'ondelettes, confirme les précédents résultats expérimentaux. En effet, près de la surface (à $z = 10$ et 30 m), à une distance d'environ $3 - 4h$ de la barrière d'arbres, les propriétés des structures cohérentes telles que leur fréquence d'occurrence, leur durée, leur temps de séparation ou encore leur contribution au flux turbulent de quantité de mouvement sont indépendantes de la nature du terrain. En comparaison, la complexité de la surface a un impact important sur la statistique de l'écoulement.

Dans le chapitre précédent, nous avons suggéré que l'invariance des propriétés des structures cohérentes est due au fait qu'elles sont créées bien au-dessus des éléments topographiques puis transportées vers la surface en conservant leurs caractéristiques (mouvement "top-down"). Les résultats de nos auto-corrélations espace-temps semblent corroborer cette hypothèse. Pourtant, il semble que l'explication la plus plausible est liée à la nature des structures cohérentes que nous détectons. En effet, en extrayant les structures dans les séries temporelles de la vitesse verticale, nous détectons la turbulence active qui dépend essentiellement des caractéristiques locales de la surface alors que la vitesse longitudinale contient également le signal des structures de grande échelle (turbulence inactive) venant des couches supérieures. Ainsi, après un changement de rugosité en surface, les structures de la turbulence inactive ressentent toujours l'influence des éléments topographiques situés en amont alors que les structures de la turbulence active s'ajustent très rapidement à la nouvelle surface et ne dépendent donc que des caractéristiques locales.

Ces résultats sont importants dans la mesure où les structures cohérentes transportent efficacement le moment, la chaleur ou encore la masse entre la surface et l'atmosphère. Une meilleure compréhension du caractère universel de leurs propriétés va donc permettre de fa-

ciliter leur paramétrisation dans les modèles numériques même en présence d'hétérogénéités importantes.

Chapitre 7

Conclusion et perspectives

L'objectif de cette thèse était d'étudier la structure de la turbulence atmosphérique proche de la surface. Les moyens de mesure, expérimentaux et numériques, et les méthodes de traitement des données utilisés nous permettent de traiter les différentes échelles du mouvement turbulent afin de mieux appréhender leur interaction en fonction de la stabilité. Cette conclusion reprend les principales questions scientifiques identifiées dans ces travaux.

Quel est le comportement respectif de la turbulence locale ("inner turbulence") et la turbulence de grande échelle ("outer turbulence") ?
Cette question a été abordée dans le chapitre 3 où l'on identifie les différentes échelles du mouvement ("inner" et "outer") et l'on quantifie l'énergie qu'elles contiennent. Les résultats obtenus font partie intégrante des observations précédentes de la CSA en terme de contribution relative des différentes échelles du mouvement turbulent. Pour aller plus en avant, nous avons concentré nos efforts pour analyser la transition entre les différents régimes de stabilité. Nous avons identifié principalement trois comportements différents. En condition très stable, la turbulence de grande échelle est fortement atténuée par la stratification de l'atmosphère et présente des caractéristiques intermittentes. Dans ces conditions la turbulence peut être définie localement ("inner scale"). En condition instable et neutre, la gamme d'échelles de la turbulence devient importante. De plus, dans ces régimes de stabilité, la

turbulence de grande échelle ("outer scale") contribue autant voire plus à l'énergie cinétique turbulente que les petites échelles et doit être prise en compte.

Quelle est la contribution des structures cohérentes au transport d'énergie turbulente ?

Les propriétés des structures cohérentes, en terrain homogène, sont analysées en détail dans le chapitre 4. Nos résultats fournissent des valeurs moyennes et des probabilités de distribution de la fréquence d'occurrence de ces structures, de leur durée, du temps de séparation entre deux structures et de leur contribution au transport turbulent, permettant d'analyser de façon critique les résultats publiés dans la littérature. Nous détectons plus de structures en conditions stables qu'en conditions convectives, mais de tailles caractéristiques inférieures. La durée et le temps de séparation des structures cohérentes dans la CSA sont très variables mais les valeurs les plus probables ne dépendent pas de la stabilité. Enfin, en moyenne, ces structures occupent 36 % du temps total, elles contribuent à 44 % du flux de quantité de mouvement et à 48 % du flux de chaleur et elles transportent la chaleur plus efficacement que le moment.

Quel est l'impact de la complexité du terrain sur la structure de la turbulence dans la CSA ?

Les chapitres 5 et 6 traitent cette question respectivement par approche expérimentale et numérique. Il est mis en évidence que les hétérogénéités du terrain perturbent beaucoup l'écoulement turbulent de petite échelle ("inner scale"). En effet, les variables statistiques moyennes de la turbulence telles que l'énergie cinétique turbulente et les flux turbulents sont fortement affectées par les différents éléments topographiques en amont de la mesure. La représentativité d'une longueur de rugosité locale est également discutée. En revanche, l'étude montre que les propriétés structurelles et énergétiques des structures cohérentes ("outer scale") sont invariantes et indépendantes de la nature de la surface. La fréquence d'occurrence des structures, leur durée, le temps de séparation entre deux structures consécutives ainsi que la contribution des structures aux flux turbulents apparaissent "universels". La simulation numérique de ces structures montre qu'elles sont créées bien audessus des éléments topographiques, dans la partie supérieure de la CLA puis transportées vers la surface, ce qui explique en partie l'invariance de leurs propriétés. Ce concept d'in-

variance concerne la turbulence "active" qui est efficace pour le transport de moment et de chaleur et dépend essentiellement des caractéristiques locales de la surface. En revanche, il n'est pas applicable à la turbulence "inactive" qui ne contribue pas au transport turbulent.

La prise en compte de la turbulence dans la CSA atmosphérique constitue un enjeu fondamental dans la compréhension des processus de la CLA. Si ces travaux répondent à certaines questions clés, de nombreuses restent encore en suspens. Parmi celles-ci j'en identifie principalement trois qui me paraissent les plus pertinentes à courte échéance :

- Comment interagissent les échelles de la turbulence, en condition homogène, dans le régime proche de la neutralité ?
- Comment se comportent les spectres de la vitesse turbulente en terrain hétérogène ?
- Comment traduire le caractère universel des propriétés des structures cohérentes en terme de paramétrisation des modèles numériques ?

Bibliographie

Acevedo, O. C., Moraes, O. L. L., Degrazia, G. A., and Medeiros, L. E. (2006). Intermittency and the exchange of scalars in the nocturnal surface layer. *Bound.-Layer Meteorol.*, 119 :41–55.

Adrian, R. J., Meinhart, C. D., and Tomkins, C. D. (2000). Vortex organization in the outer region of the turbulent boundary layer. *J. Fluid Mech.*, 422 :1–54.

Al-Jiboori, M. H., X., Y., and Yongfu, Q. (2001). Turbulence characteristics over complex terrain in west china. *Bound.-Layer Meteorol.*, 101 :109–126.

Antonia, R. A. and Chambers, A. J. (1978). Note on the temperature ramp structure in the marine surface layer. *Bound.-Layer Meteorol.*, 15 :3347–3355.

Antonia, R. A., Chambers, A. J., Friehe, C. A., and Van Atta, C. W. (1979). Temperature ramps in the atmospheric surface layer. *J. Atmos. Sci.*, 36 :99–108.

Baldocchi, D. D. and Hutchinson, B. A. (1987). Turbulence in an almond orchard : vertical variations in turbulent statistics. *Bound.-Layer Meteorol.*, 40 :127–146.

Baldocchi, D. D. and Meyers, T. P. (1988). Turbulence structure in a deciduous forest. *Bound.-Layer Meteorol.*, 43 :345–364.

Barthlott, C., Drobinski, P., Fesquet, C., Dubos, T., and Pietras, C. (2007). Long-term study of coherent structures in the atmospheric surface layer. *Bound.-Layer Meteorol.*, 125(1) :1–24.

Barthlott, C. and Fiedler, F. (2003). Turbulence structure in the wake region of a meteorological tower. *Bound.-Layer Meteorol.*, 108 :175–190.

Bergström, H. and Högström, U. (1989). Turbulent exchange above a pine forest, II : organized structures. *Bound.-Layer Meteorol.*, 49 :231–263.

Bradley, E. F. (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. and Irvine, M. R. (2000). The control of coherent eddies in vegetation canopies : streamwise structure spacing, canopy shear scale and atmospheric stability. *Bound.-Layer Meteorol.*, 94 :139–163.

Busch, N. E. and Panofsky, H. A. (1968). Recent spectra of atmospheric turbulence. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 94 :132–148.

Businger, J. A., Wyngaard, J. C., Izumi, Y., and Bradley, E. F. (1971). Flux-profile relationships in the atmospheric surface layer. *J. Appl. Meteorol.*, 28 :181–189.

Byun, D. W. (1990). On the analytical solutions of flux-profile relationships for the atmospheric surface layer. *J. Appl. Meteorol.*, 29 :652–657.

Campbell Scientific (2002). CSAT Three dimensional sonic anemometer - User guide, Issued 04.9.02. Campbell Park, Shepshed, Loughborough, UK, 38 pp.

Caughey, S. J. and Readings, C. J. (1975). An observation of waves and turbulence in the earth's boundary layer. *Bound.-Layer Meteorol.*, 9 :279–296.

Caughey, S. J., Wyngaard, J. C., and Kaimal, J. C. (1979). Turbulence in the evolving stable boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, 36 :1041–1052.

Champagne, F. H. and Friehe, C. A. and LaRue, J. C. and Wynagaard, J. C. (1977). Flux measurements, flux estimation techniques, and fine-scale turbulence measurements in the unstable surface layer over land. *J. Atmos. Sci.*, 34.

Chen, J. and Hu, F. (2003). Coherent structures detected in atmospheric boundary-layer turbulence using wavelet transforms at Huaihe river basin, China. *Bound.-Layer Meteorol.*, 107 :429–444.

Chen, W., Novak, M. D., Black, T. A., and Lee, X. (1997). Coherent eddies and temperature structure functions for three contrasting surfaces. Part I : Ramp model with finite microfront time. *Bound.-Layer Meteorol.*, 84 :99–123.

Claussen, M. (1987). The flow in a turbulent boundary layer upstream of a change in surface roughness. *Bound.-Layer Meteorol.*, 40 :31–86.

Cleugh, H. A. and Hughes, D. E. (2002). Impact of shelter on crop microclimates : a synthesis of results from wind tunnel and field experiments. *Australian Journal Of Experimental Agriculture*, 42(6) :679–701.

Collineau, S. and Brunet, Y. (1993a). Detection of turbulent coherent motions in a forest canopy, Part 1 : Wavelet analysis. *Bound.-Layer Meteorol.*, 65 :357–379.

Collineau, S. and Brunet, Y. (1993b). Detection of turbulent coherent motions in a forest canopy, Part 2 : Time-scales and conditional averages. *Bound.-Layer Meteorol.*, 66 :49–73.

Courault, D., Drobinski, P., Brunet, Y., Lacarrère, P., and Talbot, C. (2007). Impact of surface heterogeneity on a buoyancy-driven convective boundary layer in light winds. *Bound.-Layer Meteorol.*, 124 :383–403.

Deardorff, J. W. (1972). Numerical investigation of neutral and unstable planetary boundary layers. *J. Atmos. Sci.*, 29 :91–115.

Donelan, M. and Miyake, M. (1973). Spectra and fluxes in the boundary layer of the trade-wind zone. *J. Atmos. Sci.*, 30 :444–464.

Drobinski, P., Brown, R. A., Flamant, P. H., and Pelon, J. (1998). Evidence of organized large eddies by ground based doppler lidar, sonic anemometer and sodar. *Bound.-Layer Meteorol.*, 88 :343–361.

Drobinski, P., Carlotti, P., Newson, R. K., Banta, R. M., Foster, R. C., and Redelsperger, J. L. (2004). The structure of the near-neutral atmospheric surface layer. *J. Atmos. Sci.*, 61(6) :699–714.

Drobinski, P., Carlotti, P., Redelsberger, J.-L., Banta, R. M., Masson, V., and Newsom, R. K. (2007). Numerical and experimental investigation of the neutral atmospheric surface layer. *J. Atmos. Sci.*, 64 :137–156.

Drobinski, P., Dabas, A., and Flamant, P. H. (2000). Remote measurement of turbulent wind spectra by heterodyne doppler lidar technique. *J. Appl. Meteorol.*, 39 :2434–2451.

Drobinski, P. and Foster, R. C. (2003). On the origin of near-surface streaks in the neutrally stratified planetary boundary layer. *Bound.-Layer Meteorol.*, 108 :247–256.

Drobinski, P., Foster, R. C., and Pietras, C. (2006). Evaluation of a planetary boundary layer subgrid-scale model that accounts for near-surface turbulence anisotropy. *Geophys. Res. Lett.*, 108 :247–256.

Dubos, T., Drobinski, P., and Carlotti, P. (2008). Turbulence anisotropy carried by streaks in the neutral atmospheric surface layer. *J. Atmos. Sci.*, 65 :2631–2645.

Dupont, S. and Brunet, Y. (2006). Simulation of turbulent flow in an urban forested park damaged by a windstorm. *Boundary-Layer Meteorology*, 120(1) :133–161.

Dupont, S. and Brunet, Y. (2008a). Edge flow and canopy structure : a large-eddy simulation study. *Bound.-Layer Meteorol.*, 126 :51–71.

Dupont, S. and Brunet, Y. (2008b). Impact of forest edge shape on tree stability : a large-eddy simulation study. *Forestry*, in press.

Dupont, S. and Brunet, Y. (2008c). Influence of foliar density profile on canopy flow : a large-eddy simulation study. *Agricultural And Forest Meteorology*, 148 :976–990.

Dwyer, M. J., Patton, E. G., and Shaw, R. H. (1997). Turbulent kinetic energy budgets from a large-eddy simulation of airflow above and within a forest canopy. *Boundary-Layer Meteorology*, 84(1) :23–43.

Dyer, A. J. (1974). A review of flux-profile relatinships. *Bound.-Layer Meteorol.*, 7 :363–372.

Etling, D. and Brown, R. A. (1993). Roll vortices in the planetary boundary layer : a review. *Bound.-Layer Meteorol.*, 21 :215–248.

Feigenwinter, C. and Vogt, R. (2005). Detection and analysis of coherent structures in urban turbulence. *Theor. Appl. Climatol.*, 81 :219–230.

Fesquet, C., Drobinski, P., Barthlott, C., and Dubos, T. (2008a). Impact of terrain heterogeneity on near-surface turbulence structure. *Bound.-Layer Meteorol.*, in revision.

Fesquet, C., Dupont, S., Drobinski, P., Dubos, T., and Barthlott, C. (2008b). Impact of terrain heterogeneity on coherent structure properties : numerical approach. *Bound.-Layer Meteorol.*, submitted.

Finnigan, J. J. and Shaw, R. H. (2000). A wind-tunnel study of airflow in waving wheat : an eof analysis of the structure of the large-eddy motion. *Bound.-Layer Meteorol.*, 96 :211–255.

Foster, R. C. and Brown, R. A. (1994). On large-scale PBL modelling : Surface layer models. *The Global Atmosphere and Ocean System*, 2 :185–198.

Foster, R. C., Vianey, F., Drobinski, P., and Carlotti, P. (2006). Near-surface coherent structures and the vertical momentum flux in a large-eddy simulation of the neutrally-stratified boundary layer. *Bound.-Layer Meteorol.*, 120 :229–255.

Gao, W. and Li, B. L. (1993). Wavelet analysis of coherent structures at the atmosphere-forest interface. *J. Appl. Meteorol.*, 32 :1717–1725.

Gao, W., Shaw, R. H., and Paw U, K. T. (1989). Observation of organized structure in turbulent flow within and above a forest canopy. *Bound.-Layer Meteorol.*, 47 :349–377.

Gao, W., Shaw, R. H., and Paw U, K. T. (1992). Conditional analysis of temperature and humidity microfronts and ejection/sweep motions within and above a deciduous forest. *Bound.-Layer Meteorol.*, 59 :35–57.

Garratt, J. R. (1990). The internal boundary layer - a review. *Bound.-Layer Meteorol.*, 50 :171–203.

Gash, J. H. C. (1986). Observations of turbulence downwind of a forest-heath transition. *Bound.-Layer Meteorol.*, 36 :227–237.

Grant, A. L. M. (1986). Observations of boundary layer structure made during the 1981 kontur experiment. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 112 :825–841.

Grant, A. L. M. (1992). The structure of turbulence in the near-neutral atmospheric boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, 49 :226–239.

Haeffelin, M., Barthès, L., Bock, O., Boitel, C., Bony, S., Bouniol, D., Chepfer, H., Chiriaco, M., Delanoë, J., Drobinski, P., Dufresne, J., Flamant, C., Grall, M., Hodzic, A., Hourdin, F., Lapouge, F., Lemaître, Y., Mathieu, A., Morille, Y., Naud, C., Noël, V., Pelon, J., Pietras, C., Protat, A., Romand, B., Scialom, G., and Vautard, R. (2005). Sirta, a ground-based atmospheric observatory for cloud and aerosol research. *Ann. Geophys.*, 23 :253–275.

Hagelberg, C. R. and Gamage, N. K. K. (1994). Structure-preserving wavelet decompositions of intermittent turbulence. *Bound.-Layer Meteorol.*, 70 :217–246.

Hicks, B. B., Hyson, P., and Moore, C. J. (1975). A study of eddy fluxes over a forest. *J. Appl. Meteorol.*, 14 :58–66.

Hommema, S. E. and Adrian, R. J. (2003). Packet structure of surface eddies in the atmospheric boundary layer. *Bound.-Layer Meteorol.*, 106(1) :147–170.

Howell, J. F. and Mahrt, L. (1994). An adaptive decomposition : Application to turbulence. in Foufoula-Georgiou, E., Kumar, P. (Eds.) : Wavelets in geophysics, Academic Press, San Diego, 107–128.

Hsieh, C. I., Katul, G., and Chi, T. (2000). An approximate analytical model for footprint estimation of scalar fluxes in thermally stratified atmospheric flows. *Advances in Water Resources*, 23 :765–772.

Hunt, J. C. R. and Morrison, J. F. (2000). Eddy structure in turbulent boundary layers. *Eur J Mech B/Fluids*, 19 :673–694.

Högström, U., Hunt, J. C. R., and Smedman, A. (2002). Theory and measurements for turbulence spectra and variances in the atmospheric neutral surface layer. *Bound.-Layer Meteorol.*, 103 :101–124.

Irvine, M. R., Gardiner, B. A., and Fiedler, F. (1997). The evolution of turbulence across a forest edge. *Bound.-Layer Meteorol.*, 84 :467–496.

Kader, B. A. and Yaglom, A. M. (1991). Spectra and correlation functions of surface layer turbulence in unstable thermal stratification. in Metais, E., Lesieur, M. (eds.) : *Turbulence and coherent structures*, Kluwer Academic Press, Dordrecht, pp 388–412.

Kaimal, J. C. (1978). Horizontal velocity spectra in an unstable surface layer. *J. Atmos. Sci.*, 35 :18–24.

Kaimal, J. C., Wyngaard, J. C., Haugan, D. A., and Cote, O. R. (1976). Turbulence structure in the convective boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, 33 :637–662.

Kaimal, J. C., Wyngaard, J. C., Izumi, Y., and Cote, O. R. (1972). Spectral characteristics of surface-layer turbulence. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 98 :563–589.

Kanda, M. and Hino, M. (1993). Organized structures in developing turbulent flow within and above a plant canopy, using a large eddy simulation. *Bound.-Layer Meteorol.*, 68 :237–257.

Karlsson, S. (1986). The applicability of wind profile formulas to an urban-rural interface site. *Bound.-Layer Meteorol.*, 34 :333–355.

Kastner-Klein, P. and Rotach, M. W. (2004). Mean flow and turbulence chararcteristics in an urban roughness sublayer. *Bound.-Layer Meteorol.*, 111 :55–84.

Katul, G., Kuhn, G., Schieldge, J., and Hsieh, C.-I. (1997). The ejection-sweep character of scalar fluxes in the unstable surface layer. *Bound.-Layer Meteorol.*, 83 :1–26.

Katul, G. G., Albertson, J. D., Hsieh, C. I., Conklin, P. S., Sigmon, J. T., Parlange, M. B., and Knoerr, K. R. (1996). The "inactive" eddy motion and the large-scale turbulent pressure fluctuations in the dynamic sublayer. *Journal Of The Atmospheric Sciences*, 53(17) :2512–2524.

Katul, G. G., Geron, C. D., Hsieh, C. I., Vidakovic, B., and Guenther, A. B. (1998). Active turbulence and scalar transport near the forest-atmosphere interface. *J. Appl. Meteorol.*, 37(12) :1533–1546.

Kolmogorov, A. N. (1941). Energy dissipation in locally isotropic turbulence. *Doklady AN SSSR*, 32, No. 1 :19–21.

Kondo, J. and Yamazawa, H. (1986). Aerodynamic roughness over an inhomogeneous ground surface. *Bound.-Layer Meteorol.*, 35 :331–348.

Kruijt, B., Malhi, Y., Lloyd, J., Nobre, A. D., Miranda, A. C., Pereira, M. G. P., Culf, A., and Grace, J. (2000). Turbulence statistics above and within two amazon rain forests canopies. *Bound.-Layer Meteorol.*, 94 :297–331.

Krusche, N. and De Oliveira, A. P. (2004). Characterization of coherent structures in the atmospheric surface layer. *Bound.-Layer Meteorol.*, 110 :191–211.

Lettau, H. (1969). Note on the aerodynamic roughness-parameter estimation on the basis of roughness-element description. *J. Appl. Meteorol.*, 8 :828–832.

Lien, F. S. and Yee, E. (2004). Numerical modelling of the turbulent flow developing within and over a 3-d building array, part i : a high-resolution reynolds-averaged navier-stokes approach. *Bound.-Layer Meteorol.*, 112 :427–466.

Liu, J., Chen, J. M., Black, T. A., and Novak, M. D. (1996). E-ϵ modelling of turbulent air flow downwind of a model forest edge. *Bound.-Layer Meteorol.*, 77(1) :21–44.

Lu, C.-H. and Fitzjarrald, D. R. (1994). Seasonal and diurnal variations of coherent structures over a deciduous forest. *Bound.-Layer Meteorol.*, 69 :43–69.

Mahrt, L. (1996). The bulk aerodynamic formulation over heterogeneous surfaces. *Bound.-Layer Meteorol.*, 78 :87–119.

Mahrt, L. (1999). Stratified atmospheric boundary layers. *Bound.-Layer Meteorol.*, 90 :375–396.

Marcolla, B., Pitacco, A., and Cescatti, A. (2003). Canopy architecture and turbulence structure in a coniferous forest. *Bound.-Layer Meteorol.*, 108 :39–59.

Martano, P. (2000). Estimation of surface roughness length and displacement height from single-level sonic anemometer. *J. Appl. Meteorol.*, 39 :708–715.

McAneny, K., Baille, A., and Sappe, G. (1988). Turbulence measurements during mistral winds with a 1-dimensional sonic anemometer. *Bound.-Layer Meteorol.*, 42.

McNaughton, K. G. (1989). Micrometeorology of shelter belts and forest edges. *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond.*, 323 :351–368.

McNaughton, K. G. (2004). Attached eddies and production spectra in the atmospheric logarithmic layer. *Bound.-Layer Meteorol.*, 111 :1–18.

McNaughton, K. G. and Brunet, Y. (2002). Townsend's hypothesis, coherent structures and monin-obukhov similarity. *Bound.-Layer Meteorol.*, 102(2) :161–175.

McNaughton, K. G., Clement, R. J., and Moncrieff (2007). Scaling properties of velocity and temperature spectra above the surface friction layer in a convective boundary layer. *Nonlin. Processes Geophys.*, 14 :257–271.

Menut, L., Flamant, C., and Pelon, J. (1999). Evidence of interaction between synoptic and local scales in the surface layer over the paris area. *Bound.-Layer Meteorol.*, 93 :269–286.

Moeng, C.-H. (1984). A large-eddy simulation model for the study of planetary boundary-layer turbulence. *J. Atmos. Sci.*, 41 :2052–2062.

Moeng, C.-H. and Sullivan, P. P. (1994). A comparison of shear-driven and buoyancy-driven planetary boundary-layer flows. *J. Atmos. Sci.*, 51(7) :999–1022.

Monin, A. S. and Obukhov, A. M. (1954). Basic laws of turbulent mixing in the ground layer of the atmosphere. *Trans Geophys Inst Akad Nauk USSR*, 151 :163–187.

Morille, Y., Haeffelin, M., Drobinski, P., and Pelon, J. (2007). Strat : an automated algorithm to retrieve the vertical structure of the atmosphere from a single channel lidar data. *J. Atmos. and Oceanic Tech.*, 24 :761–775.

Morse, A. P., Gardiner, B. A., and Marshall, B. J. (2002). Mechanisms controlling turbulence development across a forest edge. *Bound.-Layer Meteorol.*, 103 :227–251.

Nicholls, S. and Readings, C. J. (1979). Aircraft observations of the structure of the lower boundary layer over the sea. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 105 :785–802.

Nieuwstadt, F. T. M. (1984). The turbulent structure of the stable, nocturnal boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, 41 :2202–2216.

Nord, M. (1991). Shelter effects of vegetation belts - results of field measurements. *Bound.-Layer Meteorol.*, 54 :363–385.

Panofsky, H. A. and Townsend, A. A. (1964). Change of terrain roughness and the wind profile. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 90 :147–155.

Patton, E. G., Sullivan, P. P., and Moeng, C.-H. (2005). The influence of idealized heterogeneity on wet and dry planetary boundary layers coupled to the land surface. *J. Atmos. Sci.*, 62 :2078–2097.

Paw U, K. T., Brunet, Y., Collineau, S., Shaw, R. H., Maitani, T., Qiu, J., and Hipps, L. (1992). On coherent structures in turbulence above and within agricultural plant canopies. *Agricultural and Forest Meteorology*, 61 :55–68.

Pénelon, T., Calmet, I., and Mironov, D. V. (2001). Micrometeorological simulations over a complex terrain with submeso : a model study using a novel pre-processor. *Int. J. Env. Poll.*, 16 :583–602.

Peters, G., Fischer, B., and Kirtzel, H. J. (1998). One-year operational measurements with a sonic anemometer-thermometer and a doppler sodar. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 15.

Qiu, J., Paw U, K. T., and Shaw, R. H. (1995). Pseudo-wavelet analysis of turbulence patterns in three vegetation layers. *Bound.-Layer Meteorol.*, 72 :177–204.

Raupach, M. R., Coppin, P. A., and Legg, B. J. (1986). Experiments on scalar dispersion within a model plant canopy. part i : the turbulent structure. *Bound.-Layer Meteorol.*, 35 :21–52.

Raupach, M. R., Finnigan, J. J., and Brunet, Y. (1996). Coherent eddies and turbulence in vegetation canopies : the mixing-layer analogy. *Bound.-Layer Meterorol.*, 78 :351–382.

Raupach, M. R., Thom, A. S., and Edwards, I. (1980). A wind-tunnel study of turbulent flow close to regularly arrayed rough surfaces. *Bound.-Layer Meterorol.*, 18 :373–397.

Raynor, G. S. (1971). Wind and temperature structure in a coniferous forest and a contiguous field. *Forest Science*, 17 :351–363.

Richardson, L. F. (1922). Weather prediction by numerical process. Cambridge Univ., 236 pp.

Robinson, S. K. (1991). Coherent motions in the turbulent boundary layer. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 23 :601–639.

Sadani, L. K. and Kulkarni, J. R. (2001). A study of coherent structures in the atmospheric surface layer over short and tall grass. *Bound.-Layer Meteorol.*, 99 :317–334.

Schols, J. L. J. (1984). The detection and measurement of turbulent structures in the atmospheric surface layer. *Bound.-Layer Meteorol.*, 29 :39–58.

Seginer, I., Mulhearn, P. J., Bradley, E. F., and Finningan, J. J. (1976). Turbulent flow in a model plant canopy. *Bound.-Layer Meteorol.*, 10 :423–453.

Shaw, R. H. and Schumann, U. (1992). Large-eddy simulation of turbulent-flow above and within a forest. *Boundary-Layer Meteorology*, 61(1-2) :47–64.

Shen, S. H. and Leclerc, M. Y. (1997). Modelling the turbulence structure in the canopy layer. *Agricultural And Forest Meteorology*, 87(1) :3–25.

Smedman, A. (1988). Observations of a multi-level turbulence structure in a very stable atmospheric boundary layer. *Bound.-Layer Meteorol.*, 44 :231–253.

Stull, R. (1988). An introduction to boundary layer meteorology. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 666 pp.

Su, H. B., Shaw, R. H., and Paw U, K. T. (2000). Two-point correlation analysis of neutrally stratified flow within and above a forest from large-eddy simulation. *Boundary-Layer Meteorology*, 94(3) :423–460.

Su, H.-B., Shaw, R. H., Paw U, K. T., Moeng, C.-H., and Sullivan, P. S. (1998). Turbulent statistics of neutrally stratified flow within and above a sparse forest from large-eddy simulation and field observations. *Bound.-Layer Meteorol.*, 88 :363–397.

Taylor, P. A. (1968). The planetary boundary layer above a change in surface roughness. *J. Atmos. Sci.*, 26 :432–440.

Thomas, C. and Foken, T. (2006). Organised motion in a tall spruce canopy : temporal scales, structure spacing and terrain effects. *Bound.-Layer Meteorol.*, 122 :123–147.

Thompson, O. E. and Pinker, R. T. (1975). Wind and temperature profile characteristics in a tropical evergreen forest in thailand. *Tellus*, 27 :562–573.

Torrence, C. and Compo, G. P. (1998). A practical guide to wavelet analysis. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 79 :61–78.

Townsend, A. A. (1961). Equilibrium layers and wall turbulence. *J. Fluid Mech.*, 11 :97–120.

Turner, B. J., Leclerc, M. Y., Gauthier, M., Moore, K. E., and Fitzjarrald, D. R. (1994). Identification of turbulence structures above a forest canopy using a wavelet transform. *Journal of Geophysical Research*, 99 :1919–1926.

Vickers, D. and Mahrt, L. (1997). Quality control and flux sampling problems for tower and aircraft data. *J. Atmos. Oceanic Tech.*, 14 :512–526.

Villani, M. G. (2003). Turbulence statistics measurements in a northern hardwood forest. *J. Atmos. Sci.*, 108 :343–364.

Wallace, J. M., Eckelmann, H., and Brodkey, R. S. (1972). The wall region in turbulent shear flow. *J. Fluid Mech.*, 54 :39–48.

Wang, H. and Takle, E. S. (1995). A numerical-simulation of boundary-layer flows near shelterbelts. *Boundary-Layer Meteorology*, 75(1-2) :141–173.

Watanabe, T. (2004). Large-eddy simulation of coherent turbulence structures associated with scalar ramps over plant canopies. *Boundary-Layer Meteorology*, 112(2) :307–341.

Wyngaard, J. C., Coté, O. R., and Isumi, Y. (1971). Local free convection, similarity and the budgets of shear stress and heat flux. *J. Atmos. Sci.*, 28 :1171–1182.

Xue, M., Droegemeier, K. K., and Wong, V. (2000). The advanced regional prediction system (arps) - a multi-scale nonhydrostatic atmospheric simulation and prediction model. part i : Model dynamics and verification. *Meteorol. Atmos. Phys.*, 75(3-4) :161–193.

Xue, M., Droegemeier, K. K., Wong, V., Shapiro, A., Brewster, K., Carr, F., Weber, D., Liu, Y., and Wang, D. (2001). The advanced regional prediction system (arps) - a multi-scale nonhydrostatic atmospheric simulation and prediction tool. part ii : Model physics and applications. *Meteorol. Atmos. Phys.*, 76(3-4) :143–165.

Xue, M., Droegemeier, K. K., Wong, V., Shapiro, A., and K., B. (1995). *ARPS version 4.0 users guide.* University of Oklahoma, Norman, OK : Center for Analysis and Prediction of Storms.

Yaglom, A. M. (1993). Similarity laws for wall turbulent flows : their limitations and generalizations. in Monte Verita (ed.) : New approaches and concepts in turbulence, Birkhauser Verlag, Basel, 7–27.

Yang, B., Morse, A. P., Shaw, R. H., and Paw U, K. T. (2006a). Large-eddy simulation of turbulent flow across a forest edge. part ii : Momentum and turbulent kinetic energy budgets. *Boundary-Layer Meteorology*, 121(3) :433–457.

Yang, B., Raupach, M. R., Shaw, R. H., Tha, K., Paw, U., and Morse, A. P. (2006b). Large-eddy simulation of turbulent flow across a forest edge. part i : Flow statistics. *Boundary-Layer Meteorology*, 120(3) :377–412.