

Etude Expérimentale de caractérisation d'un écoulement catabatique sur forte pente

Résumé

En présence de vent catabatique, la confrontation des profils de vitesse et de température mesurés sur forte pente au modèle théorique de (Prandtl, 1942) mène à paramétrer le modèle à partir des mesures de vent, mettant en cause un facteur d'erreur d'ordre 10^2 dans les vitesses théoriques. Si le modèle ajusté peine à décrire correctement les processus en couche externe, il est cependant bien adapté à l'interpolation des mesures à hauteur du maximum de vent. Les spectres des différentes composantes de vitesses mesurées en couche externe concordent avec les modèles de (Kaimal and Finnigan, 1994) en couche limite stable à condition de fixer la longueur de Monin-Obukhov mesurée proche de la surface, au-dessus du maximum de vent. Un ajustement est nécessaire afin de garantir la validité mathématique du modèle, menant alors à devoir reconsidérer la définition même de cette longueur dans le cas d'écoulement catabatique.

Stage Recherche M2R

Effectué au sein :

du Laboratoire des Transferts en Hydrologie et Environnement (LTHE)
et du Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels (LEGI)

Encadré par :

Jean-Martial Cohard

Maitre de conférence à l'UGA, LTHE, Grenoble

Jean-Emmanuel Sicart

Chargé de Recherche à l'IRD, LTHE, Grenoble

Christophe Brun

Maitre de conférence à l'UGA, LEGI, Grenoble

Financé par le Centre National de Recherche Scientifique (CNRS)

MASTER Mention Sciences de la Terre et de l'Environnement
Spécialité Eau Climat Environnement

Université Grenoble Alpes (UGA)

Alban Philibert



INTRODUCTION.....	1
1. PROCESSUS PHYSIQUE DE LA COUCHE LIMITE ATMOSPHERIQUE.....	2
1.1. EQUATION D'ETAT DE L'AIR TROPOSPHERIQUE	2
1.2. EQUATIONS DE CONSERVATION	3
1.3. TURBULENCE	4
1.4. ECOULEMENT CATABATIQUE.....	6
2. METHODE	8
2.1. SITE D'ETUDE, CARACTERISATION D'UNE TOPOGRAPHIE COMPLEXE.....	8
2.2. PRESENTATION DU DISPOSITIF INSTRUMENTAL	10
2.3. CALIBRATION	11
2.4. METEOROLOGIE SUR LA PERIODE D'ETUDE	12
2.5. TRAITEMENT PAR EDDY PRO	14
3. RESULTATS.....	15
3.1. MESURES DE L'ECOULEMENT MOYEN.....	15
3.1. CONFORMITE DES DONNEES AVEC LE MODEL DE PRANDTL.....	17
a. Comparaison des profils de vitesse.....	17
b. Mesure de température.....	19
3.2. CARACTERISATION DE LA TURBULENCE AU GRAND COLON	20
a. Comparaison de diffusivités turbulentes	20
b. TKE et taux de turbulence.....	21
c. Analyse des densités spectrales de u' , v' , w' et T'	22
4. DISCUSSIONS	26
4.1. LONGUEUR DE MONIN-OBUKHOV EN ECOULEMENT CATABATIQUE.....	26
4.2. MODELE DE PRANDTL.....	26
4.1. DEFAUTS D'INCLINAISON	27
5. CONCLUSION	28
BIBLIOGRAPHIE	29
ANNEXE 1 : CALIBRATION DES ANEMOMETRES SONIQUES 3D	31
ANNEXE 1 : METEOROLOGIE GENERALE SUR LA PERIODE DE MESURE	33
ANNEXE 3 : DEFAUT D'INCLINAISON DES ANEMOMETRES SONIQUE 3D.....	37
ANNEXE 4 : FREQUENCES DE BRUNT-VÄISÄLÄ ET DE MCNIDER.....	38
ANNEXE 5 : COMPARAISON DES SPECTRES DE MESURES AU MODELE DE MOORE EN FONCTION DES L_{MO} LOCALES	39

Introduction

Les vents de pentes ont un rôle important sur la météorologie, le climat et le transport de polluant dans les vallées encaissées en région montagneuse. En particulier, ces phénomènes sont responsables de pics de pollution d'autant plus intenses en période hivernale comportant une atmosphère très stable et font de la vallée de Chamonix l'un des lieux les plus pollués d'Europe (Chemel et al., 2016) mais aussi toutes les cités de montagnes comme Grenoble (Largerion and Staquet, 2016). Ces vents de pente sont classés en deux catégories : les vents anabatiques générés par un réchauffement de la surface et les vents catabatiques générés quant à eux par le refroidissement de la pente, particulièrement pendant la nuit (Whiteman and Zhong, 2008). Leur modélisation est un véritable Challenge physique puisqu'ils comportent trois aspects de la dynamique des fluides géophysiques : le forçage par la flottabilité, la stratification de l'atmosphère et la turbulence (Fedorovich and Shapiro, 2009). Toutefois, peu de données détaillées sont disponibles à ce jour pour documenter ces phénomènes (Nadeau et al., 2013) (Blein, 2016).

Ce rapport présente alors une étude expérimentale de vents catabatiques sur forte pente, et particulièrement lorsque la surface est enneigée. Différents modèles de couche limite atmosphérique sont confrontés aux mesures acquises lors d'une campagne expérimentale du 07 avril 2015 au 22 avril 2015 sur les pentes ($\sim 30^\circ$) du Grand Colon, une montagne située à une dizaine de kilomètres de Grenoble. Les développements de (Prandtl, 1942) (voir (Fedorovich and Shapiro, 2009)) permettent, suivant des hypothèses fortes sur le mélange turbulent, d'exprimer des solutions analytiques des profils de vents catabatiques. D'autre part, le modèle issue de la théorie de Monin-Obukhov, réservé aux surfaces planes non-inclinées est très bien documenté, en particulier pour l'analyse de la turbulence (flux, spectres, etc.) (Foken, 2006) (Kaimal and Finnigan, 1994) (Moore, 1986) (Stull, 2012).

Les processus physiques de couche limite atmosphérique sont d'abord présentés afin d'introduire les équations théoriques caractéristiques de vents catabatiques. Les caractérisations du site de mesures ainsi que les différents capteurs utilisés sont ensuite introduits avant d'établir la météorologie générale sur la période d'étude et de choisir les périodes d'intégration temporelle des données turbulentes. Enfin, ces deux modèles sont confrontés aux données récoltées. Les erreurs possibles dans les mesures et les modèles sont alors discutées.

1. Processus Physique de la Couche Limite Atmosphérique

La couche limite atmosphérique est définie comme étant la partie de la troposphère directement influencée par la surface terrestre et dont l'échelle de temps de la réponse aux forçages surfaciques est d'environ une heure ou moins. Ces forçages incluent les forces de friction, l'évapotranspiration, le transfert de chaleur, les émissions de polluant, etc. (Stull, 2012).

Cette première partie présente les équations qui gouvernent la couche limite atmosphérique. Le développement présenté est inspiré de (Stull, 2012), (Triplet and Roche, 1977) et (Kaimal and Finnigan, 1994) :

1.1. Equation d'état de l'air troposphérique

L'air de la troposphère peut être considéré comme un gaz parfait, pour lequel l'équation d'état s'écrit :

$$P = \rho R_a T_v \quad (1.1)$$

Où P est la pression atmosphérique d'une particule d'air humide (Pa), ρ sa masse volumique (Kg.m^{-3}), R_a la constante spécifique de l'air sec ($287 \text{ J.Kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$) et T_v (K) la température virtuelle (équation (1.2)) qui est la température qu'aurait la particule si elle était sèche :

$$T_v = T \times \left(\frac{1 + 1.608 \times r}{1 + r} \right) \quad (1.2)$$

Avec T la température de l'air humide (K) et r le rapport de mélange de vapeur d'eau dans l'atmosphère :

$$r = \frac{0.622 \times e}{P - e} \quad (1.3)$$

Où la pression partielle de vapeur d'eau e (Pa) vaut:

$$e = \frac{H \times e_{sat}}{100} \quad (1.4)$$

Avec H l'humidité relative (%) et la pression de vapeur d'eau saturante e_{sat} (Pa) qui est calculée par la loi de Dupré :

$$e_{sat} = 610.67 \times e^{\frac{0.018 \times 2.46019^6 \times (\frac{1}{273.16} - \frac{1}{T})}{8.314}} \quad (1.5)$$

1.2. Equations de conservation

La première équation de conservation est celle de la masse, également appelée équation de continuité. Dans l'approximation de Boussinesq où toutes variations des propriétés physiques avec la température sont négligées hormis celle de la masse volumique ρ dans les termes de gravité de l'équation de conservation de quantité de mouvement, on peut écrire avec les notations de sommation d'Einstein où les vitesses U_j peuvent être égales à u, v ou w respectivement suivant les directions x_j suivant $\vec{x}, \vec{y}$ ou $\vec{z}$:

$$\rho_{ref} \frac{\partial U_j}{\partial x_j} = 0 \quad (1.6)$$

ρ_{ref} désigne ainsi la masse volumique de référence. L'équation de conservation du mouvement s'écrit alors:

$$\underbrace{\frac{\partial U_i}{\partial t}}_I + \underbrace{U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j}}_{II} = \underbrace{-\delta_{i3}g(1-\alpha_v(\theta - \theta_{ref}))}_{III} - \underbrace{2\varepsilon_{ijk}\Omega_j U_k}_{IV} - \underbrace{\frac{1}{\rho_{ref}} \frac{\partial p}{\partial x_i}}_V + \underbrace{\nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j^2}}_{VI} \quad (1.7)$$

Où I est le terme de stockage; II le terme d'advection ; III décrit les forces de flottabilité avec α_v le coefficient de dilatation thermique et θ défini ci-dessous ; le terme IV l'influence du vecteur rotation de la Terre Ω_j (Coriolis) ; le terme V les forces du gradient de pression ; et le terme VI l'influence des forces visqueuses (un terme de diffusivité).

En introduisant la température potentielle θ , définie comme la température qu'aurait une particule en s'affranchissant des variations causées par les changements de pression dus à l'altitude pour des transformations adiabatiques (sans échange de chaleur):

$$\theta = T \left(\frac{P_0}{P} \right)^{\frac{R_a}{C_p}} \quad (1.8)$$

avec P_0 la pression de référence (1000hPa) et C_p la chaleur spécifique de l'air humide à pression constante ($J.Kg^{-1}.K^{-1}$). Les variations de température potentielle $\delta\theta$ d'une particule à température θ par rapport à la température potentielle de son environnement θ_{ref} ($\delta\theta = \theta - \theta_{ref}$) donne alors le potentiel qu'a une particule d'air à s'écarter de sa position initiale pour atteindre sa position d'équilibre. Si $\delta\theta = 0$, la particule est à sa position d'équilibre, si $\delta\theta > 0$ la particule s'élève jusqu'à atteindre sa pression d'équilibre (atmosphère instable), si au contraire $\delta\theta < 0$, la particule est plus lourde et trouve sa position d'équilibre sous-jacente. De la même manière, les gradients verticaux de θ apportent une information sur les forces de flottabilité : si $grad(\theta) = 0$ l'atmosphère est neutre, si $grad(\theta) < 0$ les forces de flottabilité dirigées vers le haut, on parle

d'atmosphère instable, si $grad(\theta) > 0$ les forces de flottabilité dirigées vers le bas, on parle dans ce cas d'atmosphère stable et stratifiée.

L'équation de conservation de la chaleur s'écrit avec la température potentielle en négligeant l'apport par radiation nette ou changement de phase:

$$\underbrace{\frac{\partial \theta}{\partial t}}_I + \underbrace{U_j \frac{\partial \theta}{\partial x_j}}_{II} = \underbrace{\nu_\theta \frac{\partial^2 \theta}{\partial x_j^2}}_{VI} \quad (1.9)$$

1.3.Turbulence

La notion de turbulence est alors introduite. Ainsi, les variables χ_j (U, C, θ ou ρ) sont moyennées sur une période d'intégration temporelle et décomposées suivant la décomposition de Reynold comme somme d'une valeur moyenne temporelle $\bar{\chi}_j$ et d'une fluctuation χ'_j autour de cette moyenne :

$$\chi_j = \bar{\chi}_j + \chi'_j \quad (1.10)$$

En considérant l'hypothèse d'ergodicité, ces moyennes temporelles obéissent aux mêmes lois que les moyennes d'ensemble. La difficulté réside alors dans le choix de la période d'intégration (voir section 2.5).

En injectant cette décomposition dans les équations de Navier-Stokes, les termes II font apparaître des termes de covariances $\overline{\chi'_j \chi'_l}$, noté flux de quantité de mouvement pour $\rho \overline{u'w'}$ et flux de chaleur sensible pour $\rho C_p \overline{w'\theta'}$. Les équations de Navier-Stokes comportent alors un nombre trop important d'inconnues ne permettant pas leur résolution. C'est pourquoi la k-théorie apporte des modèles de fermeture en introduisant des coefficients de diffusivité turbulente de mouvement K_m et de chaleur K_h :

$$\overline{u'w'} = -K_m \frac{\partial u}{\partial z} \quad (1.11)$$

$$\overline{w'\theta'} = -K_h \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad (1.12)$$

Le nombre de Prandtl Pr turbulent peut être défini par le rapport de ces coefficients et indique si la turbulence est plus apte à mélanger la quantité de mouvement ou la chaleur :

$$Pr = \frac{K_m}{K_h} \quad (1.13)$$

L'intensité de la turbulence est caractérisée par l'énergie cinétique turbulente (TKE) définie comme la moitié de la somme des variances de chaque composante de la vitesse :

$$TKE = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad (1.14)$$

Les fluctuations de TKE étant :

$$TKE' = \frac{1}{2} (u'^2 + v'^2 + w'^2) \quad (1.15)$$

On peut alors introduire le taux de turbulence τ_{TKE} afin de comparer plusieurs écoulements où :

$$\tau_{TKE} = \frac{\sqrt{TKE}}{\bar{U}} = \sqrt{\frac{TKE}{\bar{u}^2 + \bar{v}^2 + \bar{w}^2}} \quad (1.16)$$

Comme pour la quantité de mouvement, il est possible d'établir une équation de conservation pour la TKE avec une numérotation des termes différente :

$$\frac{\partial TKE}{\partial t} + U_j \frac{\partial TKE}{\partial x_j} = \frac{g}{\theta_{ref}} \overline{w'\theta'} - \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} \overline{TKE'} - \frac{1}{\rho_r} \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} \overline{p'} - \epsilon \quad (1.17)$$

Stockage	Advection	Production thermique	Production mécanique	Transport turbulent	Redistribution par la pression	Dissipation
I	II	III	IV	V	VI	VII

D'après les équations (1.11) et (1.12), le terme IV ($-\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i}$) est toujours positif, tandis que le terme III peut être négatif (si l'atmosphère est stable) menant à une destruction de la turbulence. En couche de surface, les flux turbulents varient peu de leur valeur en surface. Ainsi, dans le cas d'une atmosphère stable, le cisaillement exercé au sol est la source de production mécanique de la turbulence dans la couche limite atmosphérique.

Le nombre de Richardson de flux R_i apporte alors une information sur la stabilité statique de la turbulence en faisant le rapport des termes IV et III, en supposant une homogénéité horizontale de l'écoulement sur une surface plane, une subsidence nulle ($w \sim 0$) et un profil logarithmique de vitesse et température en fonction de la hauteur, on a :

$$R_i = \frac{g \overline{w'\theta'}}{\theta_{ref} (\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \overline{v'w'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z})} \quad (1.18)$$

Par la théorie des similitudes, la théorie de Monin-Obukhov vise à caractériser les écoulements turbulents dans la couche limite atmosphérique en un minimum de paramètres. En effectuant une rotation dans le sens principal de l'écoulement (sur u), le nombre de Richardson montre qu'il est possible d'utiliser seulement $\overline{u'w'}$, $\overline{w'\theta'}$ et $\beta = \frac{g}{\theta_{ref}}$ (le paramètre de flottabilité) pour former un

groupement adimensionnel nommé le paramètre de Monin-Obukhov (fonction de la longueur de Monin-Obukhov L_{MO}):

$$\left(\frac{z}{L_{MO}}\right) = z \frac{\kappa \beta \overline{w'\theta'}}{\overline{u'w'}^{(3/2)}} \quad (1.19)$$

Où $\kappa=0.4$ est la constante de Von Karman.

La turbulence peut être vue comme une superposition de tourbillons de tailles variées engendrées par les cisaillements et la flottabilité (termes III et IV). Les plus gros tourbillons ont le plus d'énergie cinétique et sont responsables du transport dans l'atmosphère. En effectuant des transformées de Fourier sur les variables χ_j' , Kolmogorov 1941 montre ainsi une décroissance de l'énergie spectrale des plus grandes longueurs d'onde k aux plus petites en suivant une loi en $k^{-5/3}$. Ainsi, les tourbillons se détruisent et donnent leur énergie aux tourbillons plus petits jusqu'à une taille critique à l'échelle de la viscosité, transformant l'énergie cinétique en chaleur. On appellera spectre de χ_j' la densité spectrale de χ_j' en fonction de la fréquence (nommé périodogramme), dont l'intégrale est égale aux variances $\overline{\chi_j'^2}$.

Cette brève introduction à la turbulence en couche limite atmosphérique permet d'introduire le concept de vent catabatique.

1.4.Écoulement Catabatique

Un écoulement catabatique est un écoulement gravitaire généré par le refroidissement d'une surface inclinée dans une atmosphère stable et stratifiée. Ainsi une particule d'air p_1 située proche de la surface subit un refroidissement, augmentant sa densité, plus intense qu'une particule p_2 plus éloignée de la surface, à même altitude. En termes de température potentielle, un déséquilibre s'installe entre p_1 et p_2 générant ainsi un vent catabatique dévalant la pente, caractérisé par un maximum de vitesse proche de la surface.

A partir des approximations de Boussinesq pour un flux laminaire d'un fluide visqueux, stable et stratifié le long d'une pente plane et uniformément refroidie, Prandtl 1942 met au point un model unidimensionnel fournissant une bonne approximation de la structure verticale des vents catabatiques (Fedorovich and Shapiro, 2009).

Les équations de Navier-Stokes (1.6), (1.7) et (1.9) peuvent être réduites en un système à deux équations dans un repère orthonormé où $\vec{z}$ est normal à la pente d'angle α :

$$\beta \delta \theta \sin(\alpha) - K_m \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = 0 \quad (1.20)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial z'} u \sin(\alpha) + K_h \frac{\partial^2 \delta \theta}{\partial z^2} = 0 \quad (1.20)$$

L'équation thermodynamique (1.20) fait apparaître un terme de perturbation de température potentielle $\delta \theta$ générée par la surface : $\theta(z) = \theta_{ref} + \delta \theta(z) = \theta(z=0) + \frac{\partial \theta}{\partial z'} z' + \delta \theta(z)$ où z' est suivant $\vec{g}$ et $\frac{\partial \theta}{\partial z'}$ est le gradient de température potentielle ambiant (sans écoulement catabatique).

(Fedorovich and Shapiro, 2009) proposent alors les solutions analytiques correspondantes aux conditions aux limites de non glissement ($u(0)=0$) et de refroidissement de la surface $\delta \theta(z=0) = a_1$:

$$\delta \theta(z) = a_1 \cos(a_2 z) e^{-a_2 z} \quad (1.21)$$

$$u(z) = -a_1 \left[\frac{g}{\theta_0 \frac{\partial \theta}{\partial z'} P_r} \right] \sin(a_2 z) e^{-a_2 z} \quad (1.22)$$

Avec $a_2 = \left(\frac{N^2 \sin^2(\alpha)}{4 K_m K_h} \right)^{\frac{1}{4}}$ où la fréquence de Brunt-Väisälä $N = \sqrt{\beta \frac{\partial \theta}{\partial z'}}$ est une fonction de la stabilité de l'atmosphère. Elle correspond à la fréquence d'oscillation d'une particule autour de sa position d'équilibre. D'autres fréquences sont caractéristiques des vents catabatiques comme la fréquence de McNider, trouvée à partir de model unidimensionnel instationnaire dont la solution sur la vitesse $u(t)$ est une équation d'onde de période : $P_{McNider} = \frac{2\pi}{N \sin(\alpha)}$ (McNider, 1982).

Dans le cas du modèle de Prandtl, les solutions (1.23) et (1.24) prédisent deux modes de vents en fonction de la hauteur : un premier avec un gradient positif de la surface jusqu'à la hauteur du maximum de vent, on parlera de couche interne; un second au-dessus du maximum où le gradient s'inverse jusqu'à ce que la vitesse oscille autour d'une valeur nulle, on parlera de couche externe.

Aucune dépendance de l'amplitude du maximum de vent sur la valeur de la pente n'est cependant observée pour ce choix de conditions aux limites (Grisogono and Axelsen, 2012).

Ainsi, l'objectif de ce stage est de comparer des mesures de vents catabatiques sur forte pente, et à relief complexe, au modèle de Prandtl, et de vérifier que les relations qui régissent la turbulence sur surface infiniment plane sont valides sur forte pente

2. Méthode

2.1.Site d'étude, Caractérisation d'une topographie complexe

Le site d'étude choisi est situé sur la face ouest du Grand Colon (Alt. :1770, lat. :45.1621, long. :5.9138). Les différents capteurs constituant la station météorologique (repérée par l'étoile noire sur la figure 1.a/) ont été placés face à la pente, en direction de l'est.

Afin d'étudier cette topographie complexe, chaque point de l'espace est caractérisé par: une *direction de pente* (la direction où le gradient d'altitude est maximal), ainsi qu'une *direction de la station* (la direction passant par le point de l'espace considéré et la station météorologique, voir figure 1.a/). L'intersection de ces droites au point de l'espace considéré forme l'angle θ , dont la spatialisation est présentée en figure 2.

Ainsi, les zones comportant un faible angle θ et situées en amont seront plus susceptibles de générer des vents catabatiques en direction de la station puisque la pente est en direction de la station. Inversement, ces zones situées en aval auront plus de potentiel à produire des vents anabatiques. On remarque alors sur la figure 2.a/ et 2.b/ l'existence d'une large zone à faible θ en amont de la station, expliquée par le fait que la station ait été placée dans un vallon

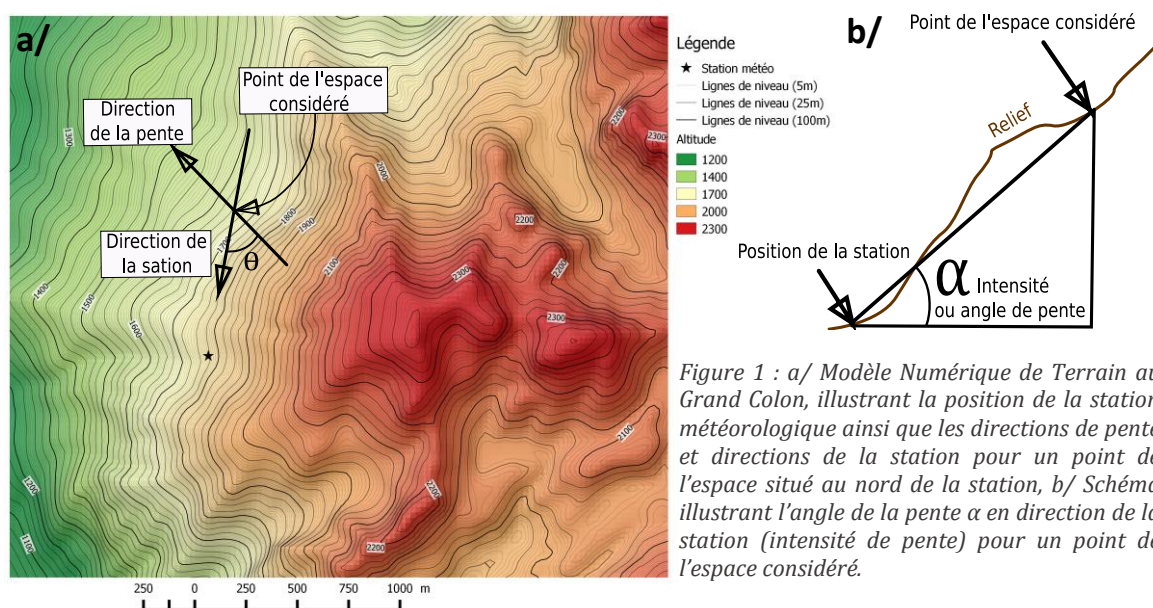


Figure 1 : a/ Modèle Numérique de Terrain au Grand Colon, illustrant la position de la station météorologique ainsi que les directions de pente et directions de la station pour un point de l'espace situé au nord de la station, b/ Schéma illustrant l'angle de la pente α en direction de la station (intensité de pente) pour un point de l'espace considéré.

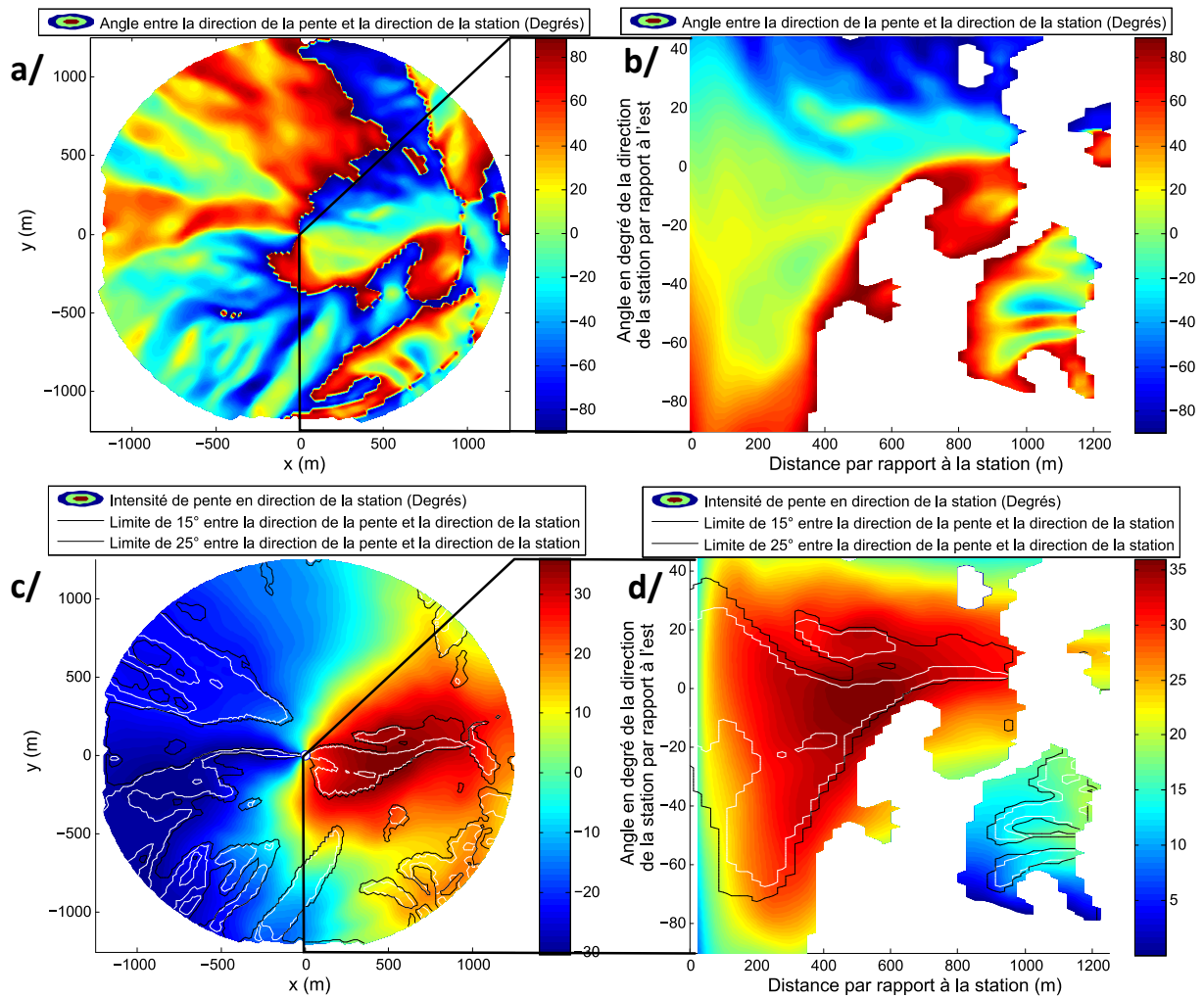


Figure 2 : Caractérisation de la pente autour de la station ($x=0, y=0$), a/ Spatialisation de l'angle θ entre la direction de la pente et la direction de la station (voir figure 1 a/) en coordonnée cartésienne, b. identique à a/ en coordonnée polaire (par rapport à l'est en norme trigonométrique), c/ Spatialisation de l'angle de la pente α en direction de la station (voir figure 1 b/) en coordonnée cartésienne avec les limites $\theta=15^\circ$ et $\theta=25^\circ$, d/ identique à c/ en coordonnée polaire. Les zones non représentées en b/ et c/ correspondent aux zones dont l'altitude est plus faible que celle de la station ou dont le gradient d'altitude local suivant la direction de la station est négatif.

(voir figure 1.a/), mais également l'existence de deux zones privilégiées: l'une directement à l'est de la station, remontant jusqu'au sommet du Grand Colon ; une seconde située entre 100 et 400m de la station entre -30° et -50° par rapport à l'est, remontant sur la face nord du vallon.

La théorie de Prandtl prédit une dépendance à l'intensité de la pente (voir équation (1.21) et (1.22)), ainsi, de la même manière que l'angle θ , l'angle de la pente en direction de la station α a été spatialisé sur les figures 2 c/ et 2 d/. Cet angle ne peut être caractérisé par une unique valeur puisque différentes zones sont susceptibles de produire des catabatiques en direction de station. On remarque sur la figure 2 d/ que l'intensité de la pente des zones à faible θ ($<15^\circ$) en amont varie de 17° pour une pente très locale ($<25m$) à 35° pour une pente moins locale (500m), illustrant alors le fait que la station ait été placée dans une zone concave de la montagne. Ces données proviennent d'interpolations de modèle numérique de terrain à 25 m de résolution, ainsi

la valeur locale de la pente à proximité de la station dans la direction du maximum de gradient d'altitude a été choisie pour une distance d'au moins deux fois la résolution (50m), soit 23°.

Les zones dont le gradient d'altitude local est négatif suivant la distance par rapport à la station des figures 2.b/ et 2.d/ ont été exclues de la carte.

2.2.Présentation du Dispositif instrumental

Le mat météo est constitué de trois capteurs de température et humidité (CS215 de marque Campbell) placés à des niveaux de hauteur différents (voir figure 3) ainsi que deux capteurs de flux radiatif visible et infra rouge (CG4 et CNR2 de marque Kipp & Zonnen). Cependant, une erreur encore inconnue s'est produite dans l'acquisition des données de flux radiatif, où il a été mesuré d'avantage de rayonnement visible la nuit que la journée, et des températures de surface (calculées par la lois de Stefan-Boltzman à partir des mesures de flux infrarouge émis par la surface) de l'ordre de 7°C pour une surface enneigée. Il a alors été décidé de ne pas utiliser ces données.

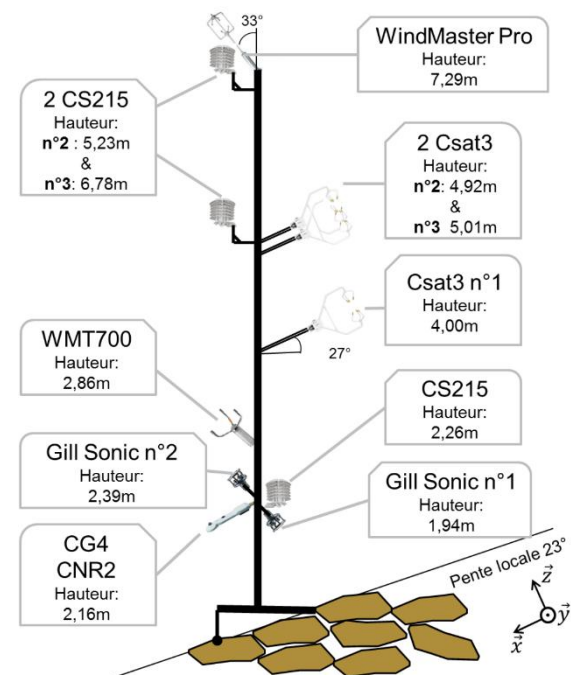


Figure 3 : Schéma du mat météo illustrant la hauteur des capteurs par rapport au sol suivant la normale à la pente (z).

Sept anémomètres soniques ont également été installés, dont trois capteurs à deux dimensions $\vec{x}$ et $\vec{y}$ (deux Gill Sonic de marque Gill et un WT700 de marque Vaisala pour une fréquence d'acquisition à la minute), ainsi que quatre capteurs à trois dimensions (trois Csat de marque Campbell et un WindMaster Pro de marque Gill, pour une fréquence d'acquisition de 20 Hz) (voir figure 3). Dans le but de mieux caractériser la couche externe, il a été choisi de placer les anémomètres soniques 3D sur la partie supérieure du mat. Une dizaine de centimètres sépare les Csat n°2 et n°3 afin d'obtenir des valeurs précises du gradient de vitesse de vent et de calculer par les modèles de fermeture (équation (1.11) et (1.12)) les coefficients de diffusivité turbulente, impliquant une calibration des capteurs (voir section 2.3). Les anémomètres 2D ont quant à eux été placés proches de la hauteur attendue du maximum de vent (entre 2 et 3 mètres (Blein, 2016)). Tous les capteurs ont été disposés de sorte à mesurer u suivant la direction Est-Ouest ($\vec{x}$) et v suivant la direction Nord-Sud ($\vec{y}$, voir figure 3). L'angle d'attaque des Csat3 est de 27° par rapport à l'horizontale tandis que les autres anémomètres comptaient un angle de 33°. Ainsi les intensités

de vents mesurés sur $\vec{x}$ par les anémomètres 2D ont été corrigées en supposant un flux strictement parallèle à la pente locale trouvée. La correction de la position des anémomètres 3 D est discutée en sections 3.1 et 4.2.

2.3. Calibration

Une calibration des anémomètres soniques 3D a d'abord été effectuée en utilisant les données d'un test effectué sur le toit du LTHE, avant la campagne de mesure du Grand Colon, où les capteurs avaient été placés sur un même niveau. Une sélection des données sur les périodes où la direction du vent avait le moins de chance d'interagir avec la géométrie de l'installation (supports de fixation, mat météo, bras des capteurs, ...) a fourni une trop faible corrélation pour obtenir des intercalibrations précises (voir Annexe 1 Figure 1.1). Les écoulements mesurés ne sont ni homogènes ni stationnaires en extérieur.

C'est pourquoi une calibration a été effectuée dans la veine aéraulique du Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels. Cette soufflerie a l'avantage de générer des vents stationnaires et homogènes, allant de 1 m.s^{-1} (vitesse minimale permettant de garantir l'homogénéité et la stationnarité du flux) à 30 m.s^{-1} . Des intercalibrations des anémomètres deux à deux ont été effectuées en prenant comme référence le Csat n°1 (dernier instrument à avoir subi une calibration usine). Les anémomètres ont alors été disposés symétriquement par rapport à l'axe d'écoulement afin de mesurer le vent sur les mêmes composantes u , v et w (voir Annexe 1 Figure 1.2). Cependant, la moindre incertitude sur le positionnement des capteurs ne permet pas d'obtenir des coefficients de calibration pour chacune des composantes. C'est pourquoi les coefficients de calibration a et b ont été appliqués sur la norme de la vitesse telle que : $U_{\text{calibrée}} = aU + b = a\sqrt{u^2 + v^2 + w^2} + b$. Il a été remarqué que les anémomètres Csat n°3 et WindMaster ont tendance à légèrement surestimer les vitesses tandis que le Csat n°2 fournit sensiblement les mêmes mesures que le Csat n°1 (voir Annexe 1 figure 1.3). Il faut noter que cette calibration est propre à cette configuration de positionnement des capteurs.

Ainsi, les coefficients de calibration trouvés (voir Annexe 1 Figure 1.3) peuvent être appliqués aux mesures de normes de vents effectuées sur le terrain seulement, où comme en soufflerie, la composante u serait principale. Théoriquement au Grand Colon, les écoulements catabatiques doivent être mesurés principalement sur cette composante (suivant $\vec{x}$ de figure 3). Il serait intéressant de caractériser préalablement la météorologie sur la période d'étude afin de définir des sous-périodes potentiellement propices à l'établissement de vents catabatiques.

2.4.Météorologie sur la période d'étude

Afin de caractériser les vents catabatiques qui sont des vents locaux, toutes les périodes de pluie ou de fort vent synoptique (signes de forçage extérieur) ne doivent pas être prises en compte.

Les relevés pluviométriques à Grenoble et à Chamrousse (respectivement distant de 12 et 5 km de la station) ont mis en évidence des journées pluvieuses : le 16/04, le 17/04 et le 19/04 (InfoClimat ¹). Les cartes de réanalyses (voir Annexe 2) n'ont quant à elles pas montré des périodes à fort vent synoptique (Centre Météo UQAM ²). Deux anticyclones persistants ont été observés entre le 07/04 et le 15/04 et entre le 20/04 et le 22/04, néanmoins, des nuages ont été aperçus la nuit du 10 au 11 Avril (Météo60 ³), traduisant un léger changement de météo durant ces nuits (voir Annexe 2).

En supposant que la loi de Dalton soit vérifiée, que les transformations des particules d'air soient adiabatiques au sein l'atmosphère, et que la température virtuelle soit une fonction linéaire du logarithme de la pression, le calcul de la pression au Grand Colon P_c peut être effectué à partir de la formule de Laplace (Triplet and Roche, 1977) :

$$P_c = P_g \times 67.445 \times e^{-\left(\frac{dz}{67.445 \times T_{vm}}\right)} \quad (2.1)$$

Où P_g est la pression mesurée à Grenoble sur le toit du LTHE et T_{vm} la température virtuelle moyenne entre Grenoble (T_{vg}) et le Grand Colon (T_{vc}) telle que : $T_{vm} = \frac{T_{vg} + T_{vc}}{2}$. Le calcul de T_{vc} nécessite cependant de connaître P_c (voir équation 1.2 et 1.3). Ainsi, un calcul itératif est effectué afin de trouver P_c et T_{vc} jusqu'à ce que la pression et la température virtuelle moyenne soient constante, le premier calcul prenant T_{vm} égale à la température virtuelle mesurée à Grenoble. A partir des données de pression, la température potentielle au Grand Colon peut être calculée ainsi que le gradient de température potentielle ambiant, calculé linéairement à partir des mesures de températures sur le toit du LTHE et au sommet du mat météo (à hauteur du CS215 n°3). Il faut noter que de fortes incertitudes règnent sur le calcul de la pression ainsi que sur le choix de la température potentielle de référence au Grand Colon qui mène au gradient de température potentielle ambiant, supposé linéaire.

Les valeurs de pression calculées et les températures mesurées sont tracées en figure 4 afin d'apporter des informations météorologiques sur la période d'étude et d'identifier les sous-périodes favorables aux vents catabatiques. Puisque l'on s'attend à observer d'avantage de vents dévalant la pente durant la nuit (lorsque la surface se refroidit), les mesures de vitesse de vent suivant la pente ont été ajoutées à cette figure. Paramètre clef de l'établissement d'un catabatique, le gradient de température potentiel ambiant calculé grâce aux données de pression a également

¹ Site Web d'archives de données météo : <http://www.infoclimat.fr/archives/> visité le 04/02/2016

² Site Web d'archives de cartes de réanalyse : <http://meteocentre.com/analyses/> visité le 04/02/2016

³ Site Web d'archives d'images satellites sat24 : <http://archives.meteo60.fr/archives-sat.php> visité le 04/02/2016

été ajouté à cette figure. On remarque alors que sur toute la période de mesure, l'atmosphère est stable la nuit ($\frac{\partial\theta}{\partial z} > 0$) et favorable à l'établissement d'écoulement catabatique. La journée et particulièrement en fin d'après-midi, l'atmosphère tend vers la neutralité ($\frac{\partial\theta}{\partial z} \sim 0$).

Des profils diurnes de température sont observés avec une forte croissance au lever du soleil (vers 7H) jusqu'à atteindre un maximum vers 16 H, puis une forte décroissance au coucher du soleil. La nuit, la température diminue légèrement et progressivement jusqu'à atteindre son minimum vers 7H. Entre le 07/04 et le 11/04, les cycles diurnes décrits précédemment sont moins bien respectés qu'entre le 11/04 et le 16/04 d'autant plus que la pression semble diminuer progressivement, pouvant expliquer la présence de nuages observés par satellite la nuit du 10 au 11/04. Cette première période sera donc traitée avec précaution, nous la noterons « Période Bleue ». Du 11/04 au 16/04 une augmentation progressive de la température est observée, certainement due à l'installation de l'anticyclone, confirmée par des pressions plus élevées. Les mesures de vitesse montrent qu'un écoulement est brusquement généré dans le sens de la pente au coucher du soleil. S'agissant probablement de vents catabatiques, cette période « verte » constitue la première période d'intérêt. Durant la période de pluie (du 16/04 au 20/04), le gradient de température potentielle est plus faible et l'établissement de vents dans le sens de la pente est bien moins marqué. Cette période « rouge » ne sera pas traitée. Du 20/04 au 22/04, on observe les mêmes phénomènes que la première période « verte ». Puisque l'on est également en période anticyclonique (confirmé par l'augmentation de la pression), cette période sera considérée comme la seconde période d'intérêt (« verte »).

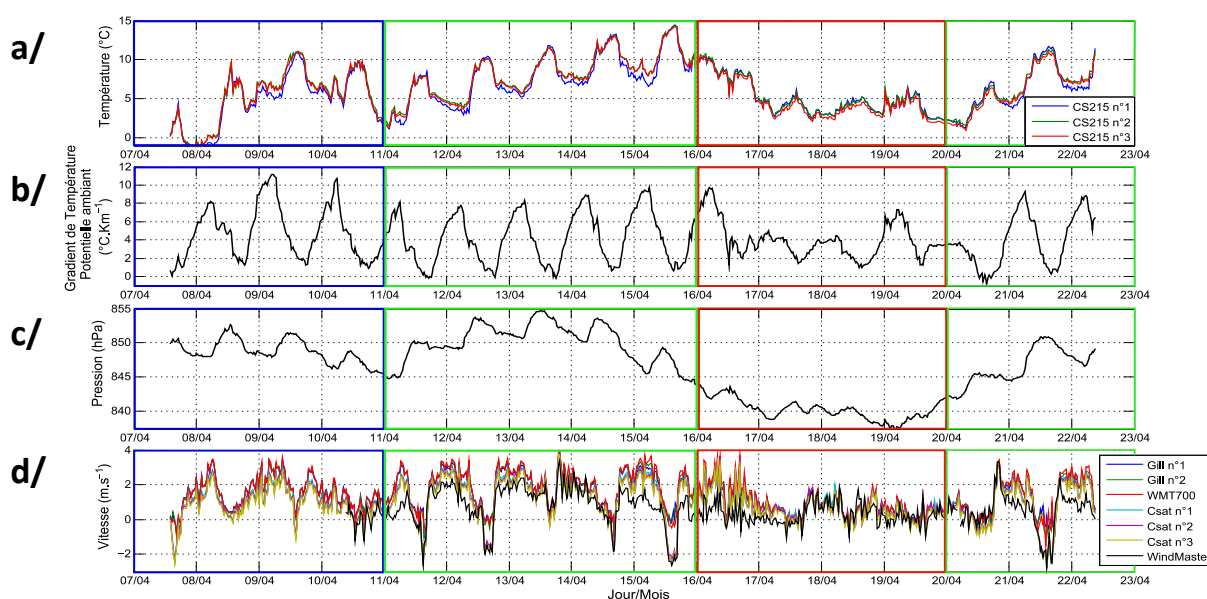


Figure 4 : Données Météorologiques moyennées à 30 minutes au cours de la période d'étude : a/ Mesures de température des CS215, b/ Gradient de température potentielle entre Grenoble et la station météo au Grand Colon, c/ Pression à la station recalculée à partir des mesures à grenoble, d/ Vitesse de vent suivant le sens de la pente. La période d'étude est sectionnée en sous périodes : Verte comme périodes d'intérêt, Bleu comme période de moindre intérêt, Rouge comme période sans intérêt.

La station était disposée sur une pente enneigée (1m de neige) durant une période printanière favorisant ainsi la perturbation de température de l'atmosphère par la surface. Cependant, la fonte entraîne une modification de la hauteur des capteurs qui doit être prise en compte. Afin de pallier ce problème, il a été conçu un modèle de fonte en fonction de l'intégrale des valeurs de températures supérieures à 0°C et prenant une densité de neige constante. Il s'est avéré particulièrement juste en le comparant aux mesures de hauteur de neige lors d'une visite de la station le 14/04. Il est alors considéré que la totalité de la neige ait fondu après la période de pluie, ce qui est vrai pour le 22/04. Néanmoins, une grande incertitude sur la hauteur des capteurs demeure.

2.5. Traitement par Eddy Pro

Les données obtenues avec les anémomètres 3D ont été analysées avec le logiciel Eddy-Pro (conçut par Licor). Les traitements Eddy pro consistent en du despiking, des rotations du vecteur vent de sorte à annuler les composantes transverse et verticale, les corrections de stochanus, etc. (Aubinet et al., 2012). Le logiciel calcule alors les covariances et les différentes statistiques des variables u , w , T pour chaque capteur. A partir de leur moyenne sur un pas de temps défini à l'avance, les grandeurs turbulentes sont calculées.

L'hypothèse d'ergodicité de ces décompositions implique que les fluctuations doivent être statistiquement stationnaires durant la période d'intégration (Aubinet et al., 2012). Ainsi, cette période doit être suffisamment grande afin de prendre en compte les tourbillons les plus larges (basse fréquence de $\overline{u'w'}$) et suffisamment courte pour ne pas sous-estimer les flux turbulents (Foken and Wichura, 1996). Comme l'intégrale des cospectres d'énergie turbulente correspond aux flux turbulent, on peut introduire la fonction ogive comme intégrale cumulée des cospectres C_{ws} :

$$Og_{ws}(f_0) = \int_{\infty}^{f_0} C_{ws}(f) df \quad (2.2)$$

Les ogives deviennent constantes pour une certaine fréquence f_0 correspondant alors aux périodes d'intégration à prendre en compte puisque les flux deviennent également constants.

La figure 5 montre les ogives ainsi calculées sur les nuits de la première période « verte » pour des périodes d'intégration allant jusqu'à deux heures. On remarque que les flux turbulents de quantité de mouvement ne se stabilisent pas et comportent des valeurs négatives les nuits du 13/04 au 15/04. En termes de données turbulentes, ces nuits risquent de ne pas être exploitables.

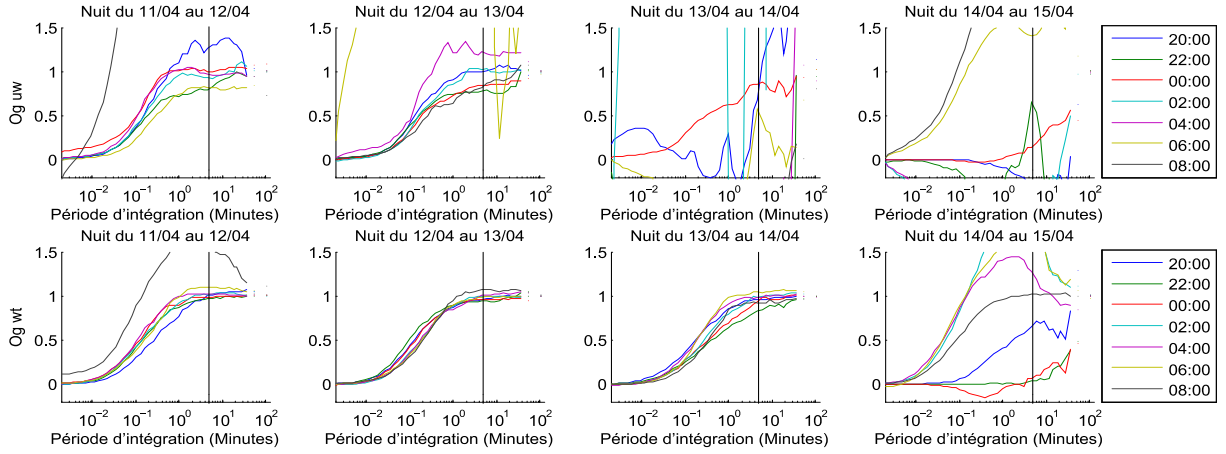


Figure 5 : Ogives des flux turbulents de quantité de mouvement $O_{g_{uw}}$ (en haut) et flux turbulents de chaleur $O_{g_{wt}}$ (en bas) calculés sur une période de deux heures sur chacune des nuits de la première période d'intérêt (Verte). La barre verticale correspond à la période d'intégration de 5 minutes.

Concernant les nuits du 11/04 au 13/04, les flux turbulents de quantité de mouvement se stabilisent plus rapidement que les flux turbulents de chaleur. La nuit du 12/04 au 13/04, les flux ne semblent pas encore totalement stables pour 5 minutes d'intégration, tandis qu'ils le sont la nuit précédente. De manière générale, on observe une meilleure convergence des $O_{g_{wt}}$ que des $O_{g_{uw}}$.

Ces compromis ont mené à choisir une période d'intégration de 5 minutes pour l'ensemble de la période d'étude, proche de celles trouvées par (Blein, 2016) pour des données similaires issues d'une campagne de mesures au Grand Colon en 2012.

La période d'intégration étant choisie, il est alors possible de comparer les résultats des données acquises au Grand Colon en termes de valeurs moyennes.

3. Résultats

3.1. Mesures de l'écoulement moyen

Des questions sur le positionnement des capteurs se posent lorsque l'on souhaite caractériser les différentes mesures d'écoulement. Il est alors nécessaire de quantifier les erreurs sur l'inclinaison verticale des capteurs. En supposant un écoulement strictement parallèle à la pente, la subsidence mesurée est théoriquement nulle. Dans le cas où un capteur comporte un défaut d'inclinaison $\delta\zeta$ par rapport à la pente, la vitesse verticale mesurée est alors une fonction sinusoïdale de la direction du vent et de $\delta\zeta$. Les mesures ont montrées que la subsidence mesurée par le Csat n°3 était la moins dépendante de l'orientation du vent (voir Annexe 3). Ainsi, ce capteur a servi de référence afin de calculer les possibles $\delta\zeta$ des autres capteurs. Des $\delta\zeta$ ont été appliqués sur une

large gamme d'angle afin de calculer les corrélations qu'ont les subsidences par rapport au Csat n°3 en fonction du défaut appliqué. Ainsi le $\delta\zeta$ le plus probable à chaque capteur est trouvé lorsque les corrélations sont maximales. Pour la première période verte, il a été trouvé un défaut d'inclinaison non négligeable de $+5.9^\circ$ pour le Csat n°1, -5.4° pour le Csat n°2 et $+12.8^\circ$ pour le WindMaster qui a subi un double traitement puisque qu'un défaut d'orientation autour de l'axe z de 38.5° a également dû être calculé de la même manière (voir Annexe 3).

Les vitesses des différentes composantes du Csat n°1 ainsi corrigées sont tracées en figure 6. On remarque alors que la dynamique des vents suit un cycle diurne avec l'établissement de l'écoulement catabatique stable à partir de 18H, repéré par une forte augmentation de la vitesse u suivant la pente. Les directions de vents sont alors très stables, allant de 0° (est) à 45° (sud-est), concordant bien avec les zones potentiellement génératrices de catabatique étudiées précédemment (voir figures 2). A partir de 9H, l'écoulement perd progressivement de l'intensité et devient très variable en direction, montrant ainsi la fin du catabatique. Les vitesses moyennes $\bar{w}$ sont faibles et dépendent fortement de l'inclinaison des capteurs qui reste mal connue. Les données de la seconde période verte ne sont pas présentées dans cette section et présentent sensiblement les mêmes caractéristiques que la nuit du 14/04 au 15/05. Comme la subsidence, elles feront l'objet d'une discussion ultérieure (voir section 4.2).

Les contributions de v sont à prendre en compte dans l'écoulement catabatique puisque la direction du vent n'est pas toujours face à direction de plus grande pente. Ainsi les comparaisons au modèle de Prandtl seront effectuées à partir de la norme de la vitesse.

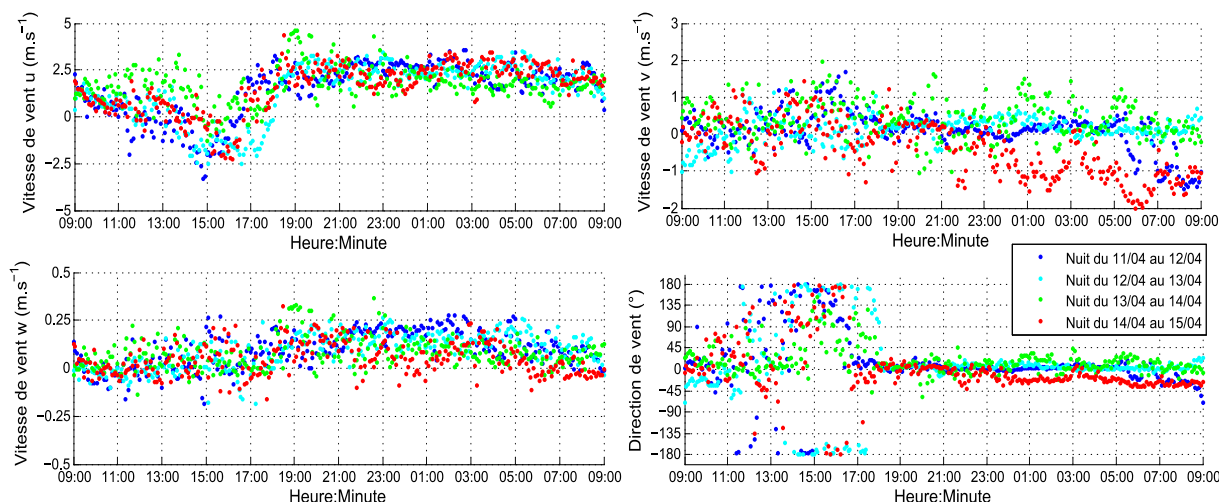


Figure 6 : Présentation des données journalières de vents mesurés par le Csat n°1 sur la première période verte, de gauche à droite et de haut en bas : Vitesse de vent u le long de la pente ; Vitesse de vent v transverse ; Vitesse de vent w vertical, Direction de vent par rapport à l'est, positif vers le nord, négatif vers le sud.

3.1.Conformité des données avec le model de Prandtl

A partir des mesures météorologiques effectuées par la station, le model de Prandtl a été comparé aux différentes mesures. L'obtention de valeurs aberrantes de vitesse de vent de l'ordre de 10^2 m.s⁻¹ a mené à inverser le problème : calibrer les paramètres du modèle à partir des mesures de vitesse de vent et de température.

a. Comparaison des profils de vitesse

Dans le but de faire correspondre le modèle aux données, les mesures de vent suivant la hauteur ont été fittées par une fonction de la forme (1.22) dont les coefficients a_1 et a_2 sont calculés par la méthode des moindres carrés. La forme du modèle de Prandtl, en particulier la fonction sinusoïdale, ne permet pas de trouver une fonction de la forme (1.22) passant au mieux par l'ensemble des mesures et particulièrement celles de la couche externe. Il a donc été choisi de n'utiliser seulement les quatre premiers capteurs : les trois anémomètres 2D et le Csat n°1 (voir figure 3), permettant ainsi de mieux caractériser la zone du maximum de vent.

La figure 7 présente les profils de la norme du vent mesurée par les différents anémomètres en fonction de la hauteur ainsi que les modèles de type Prandtl ajustés sur ces données pour différentes horaires des nuits d'intérêts. Pour chacune d'elles, les profils fittés correspondent bien aux mesures de la zone du maximum de vent, mais sous-estiment largement les mesures de la couche externe. La prise en compte des coefficients de calibration trouvés en soufflerie ne suffit pas à compenser ces fortes vitesses.

Une vision temporelle des profils mesurés est donnée en figure 9 avec une interpolation linéaire entre les mesures afin d'avoir des valeurs de vitesses réalistes dans la couche externe. La hauteur du maximum de vent est calculée analytiquement à partir de l'équation (1.22) et des coefficients a_1 et a_2 de chaque fit. On remarque des pulsations de vent de période ~30 minutes sur toute la hauteur de mesure, confirmée par une analyse spectrale (voir Annexe 4 Figure 4.2 pour la première nuit). La période de McNider moyenne pour la nuit du 11/04, calculée avec une pente de 23° et le gradient de θ entre Grenoble et la station, est d'environ 15 à 20 minutes (voir Annexe 4 Figure 4.1). Cette valeur ne correspond pas tout à fait à celle identifiée sur les spectres. L'incertitude sur le gradient de θ et la pente peuvent être la cause de cette différence (voir Annexe 4 Figure 4.1 pour l'influence de l'angle de la pente sur la fréquence de McNider).

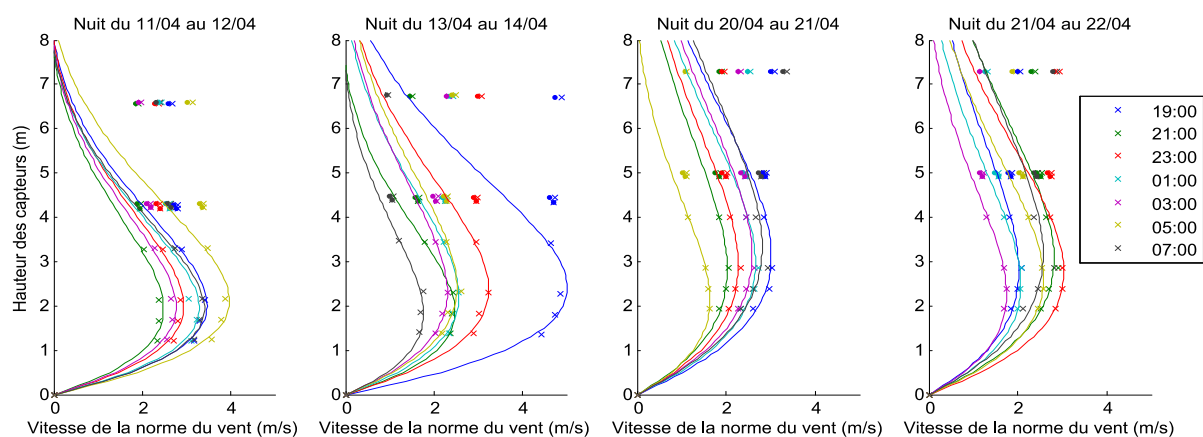


Figure 9 : Profils de la norme de la vitesse en fonction de la hauteur pour différentes nuits à différentes horaires (couleurs), les croix représentent les mesures non corrigées, les ronds pleins représentent les mesures affectées de leur coefficient de calibration, les lignes correspondent au fit des 4 mesures jusqu'à 4 m par les fonctions similaires au modèle de Prandtl.

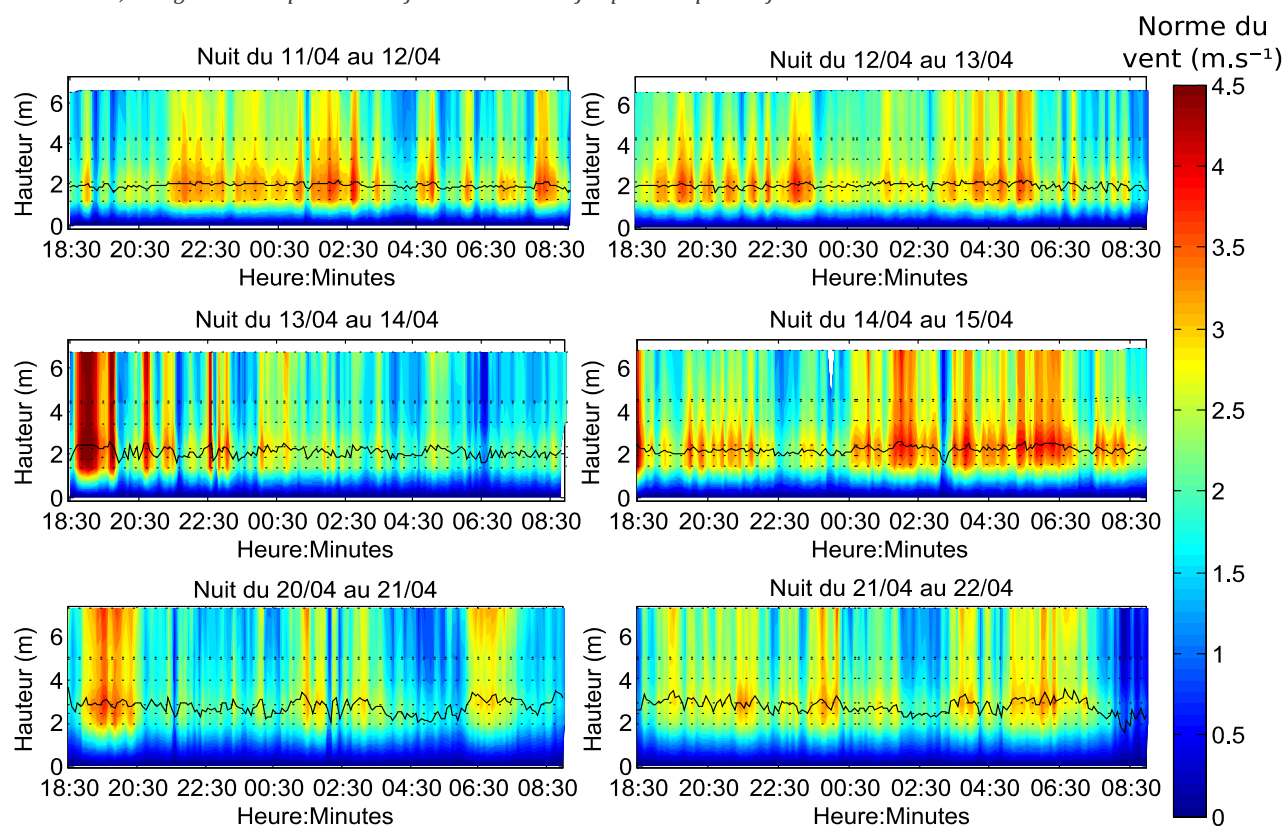


Figure 9 : Profils sur l'ensemble des nuits de périodes d'intérêt de la norme des vitesses mesurées par les anémomètres soniques et moyennées à 5 minutes suivant une interpolation linéaire. Les lignes pointillées représentent la hauteur des différents anémomètres sonique. Les lignes continues représentent la hauteur du maximum de vent calculée analytiquement suivant les fonction de fit similaires au modèle de Prandtl.

Les coefficients a_2 trouvés sur les courbes d'ajustement des vitesses sont injectés dans l'équation (1.22) du profil de température, conformément au modèle de Prandtl qui prédit la même expression pour le paramètre de la fonction exponentielle.

b. Mesure de température

La même procédure que pour les vitesses est effectuée en laissant libres seulement les paramètres a_1 fonction de θ_0 et θ_{ref} . Il a été trouvé que θ_{ref} pouvait être pris comme la moyenne des températures de la couche externe mesurées par les CS215 n°2 et n°3. En réitérant l'opération et en laissant seulement la température de surface θ_0 comme paramètre libre, les profils modélisés de température potentielle nocturne durant la première période d'intérêt correspondent bien à l'unique mesure de température dans la couche interne (à $\sim 1.5m$) ainsi qu'à la première mesure de la couche externe à $\sim 4.5m$ (voir figure 9.a/). Cependant, le modèle surestime systématiquement les températures potentielles à 6m. L'évolution temporelle de ces profils est tracée en figure 9.b/ où la température potentielle est transformée en température normale.

D'après le modèle, l'anomalie de température générée par la surface est souvent positive durant les journées, repérée par des températures de surface supérieures aux températures environnantes. Ces températures ne peuvent être prises en considération puisque des vents catabatiques ne sont pas clairement identifiés durant les journées. Seules les mesures par les CS215 sont représentatives des profils de températures durant les journées.

En revanche, durant les nuits, l'anomalie de température générée par la surface est toujours négative. On remarque une propagation verticale du refroidissement par la surface,

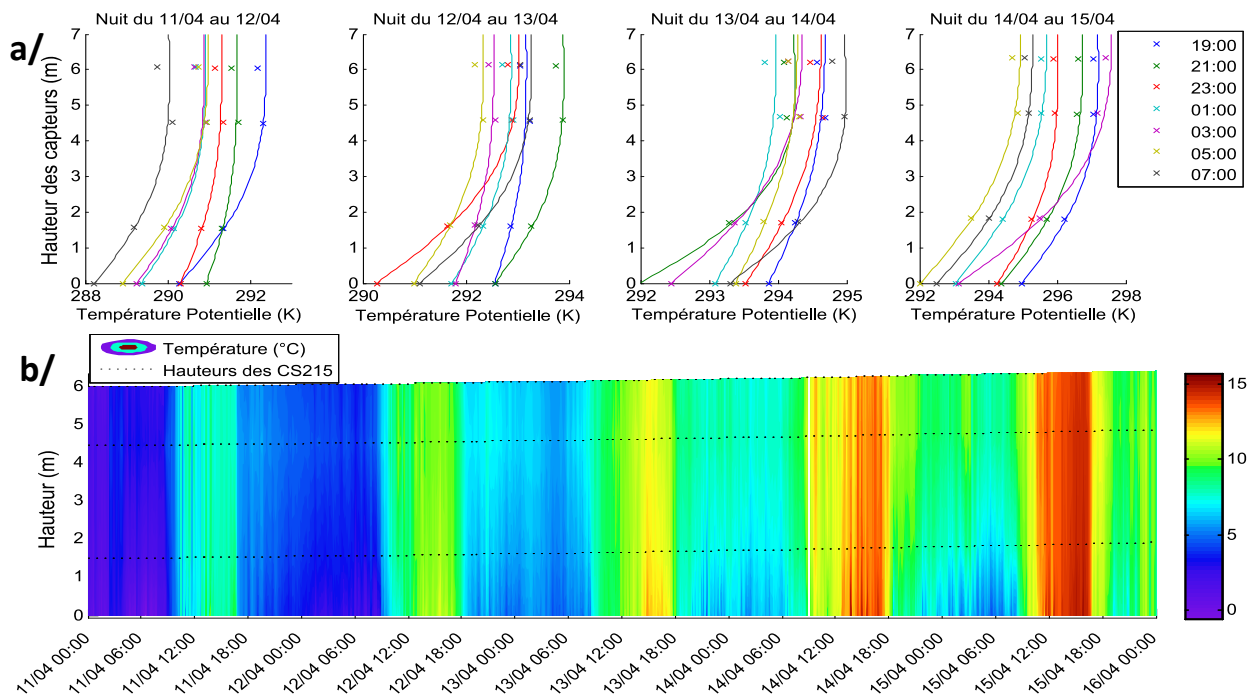


Figure 9 : a/ Profils de températures moyennées à 5 minutes en fonction de la hauteur pour les nuits de la première période d'intérêt, les croix représentent les mesures par les CS215, les lignes correspondent au fit des 3 mesure par les fonctions similaires au modèle de Prandtl. b/ Profils sur l'ensemble de la période d'intérêt des températures mesurées par les CS215 et moyennées à 5 minutes suivant une interpolation linéaire. La température au sol est issue des résultats du modèle de Prandtl ajusté par les mesures. Les lignes pointillées représentent la hauteur des différents CS215.

particulièrement la nuit du 14/04 au 15/04 (voir figure 9.b/). Cependant, la température de surface calculée peut atteindre 10°C, trop élevée pour être caractéristique d'une surface enneigée.

Les incertitudes sur le calcul des pressions (voir section 2.4) menant au calcul du gradient de température potentielle ambiant peuvent être grandes. C'est pourquoi il est préférable de ne prendre en considération que les anomalies de températures potentielles plutôt que les températures normales recalculées.

3.2.Caractérisation de la turbulence au Grand Colon

a. Comparaison de diffusivités turbulentes

Les données haute fréquence des anémomètres 3D permettent d'obtenir les flux turbulents à partir des périodes d'intégration trouvées en section 2.5. A partir des équations de fermetures (1.11) et (1.12), on peut calculer les coefficients de diffusivité turbulente de la couche externe menant au nombre de Prandtl. La difficulté réside alors dans le choix des gradients de vitesse et de température verticaux. Concernant la vitesse, le gradient à hauteur du Csat n°1 est calculé à partir des mesures du WMT700 et de la moyenne des vitesses mesurées par les Csat n°2 et n°3, en supposant un profil linéaire. De la même manière, le gradient à hauteur des Csat n°2 et n°3 est calculé à partir des mesures du Csat n°1 et du WindMaster, où l'hypothèse de linéarité est dans ce cas plus robuste (voir figure 7). Concernant les températures potentielles, le gradient à hauteur des trois Csat est calculé à partir des mesures des CS215 n°1 et n°2, en supposant également un profil linéaire de température.

En présence de vents catabatique, ces approximations mènent à observer une dynamique similaire des nombres de Prandtl à hauteur des Csat n°1 et des Csat n°2 et n°3, particulièrement pour les nuits du 11/04 au 14/04 (voir figure 10). La nuit du 14/05 au 15/04 montre une variabilité de Pr plus marquée que les nuits précédentes, sans doute expliquée par des flux turbulents moins stables et une période d'intégration non adaptée (voir section 2.5). Lorsque les périodes d'intégration sont correctement définies (Nuits du 11/04 au 13/04), une diminution du nombre de Pr est observé en début de nuit, suivie d'une légère augmentation aux alentours de

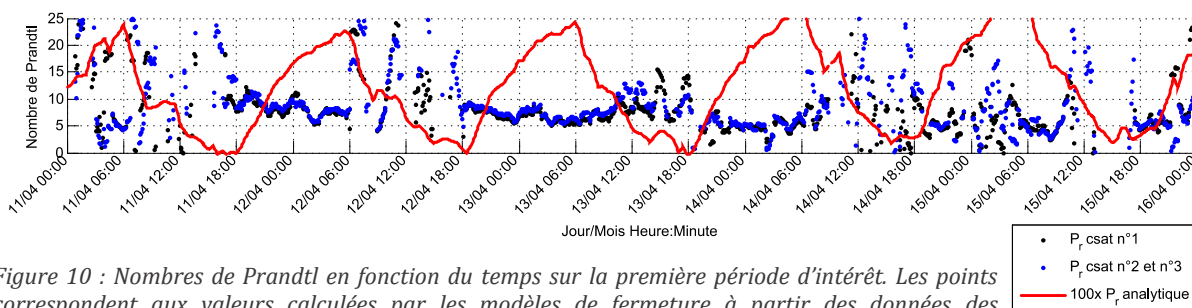


Figure 10 : Nombres de Prandtl en fonction du temps sur la première période d'intérêt. Les points correspondent aux valeurs calculées par les modèles de fermeture à partir des données des anémomètres en couche externe. La ligne rouge correspond à 100x les valeurs trouvées par le modèle de Prandtl en couche interne.

00H. On remarque également que les diffusivités turbulentes de quantité de mouvement sont systématiquement cinq à dix fois supérieures aux diffusivités turbulentes de chaleur. Durant les journées, les Pr sont extrêmement variable puisqu'en l'absence de vents catabatique, les gradients de vitesses et de températures ne sont pas correctement définis par la méthode utilisée.

Ne disposant pas de données haute fréquence dans la couche interne, le nombre de Prandtl est calculé analytiquement à partir de l'équation thermique de Prandtl (1.23) et des coefficients trouvés pour chaque fit puisque la théorie de Prandtl semble particulièrement juste en couche interne. En moyenne, les Pr trouvés en couche interne sont 100 fois inférieurs à l'ordre de grandeur de ceux de la couche externe. Leur dynamique suit celle de la fréquence de Brunt-Väisälä, d'où l'importance d'avoir des valeurs fiables de gradient de température potentielle.

b. TKE et taux de turbulence

Les énergies cinétiques turbulentes TKE et les taux de turbulence sont présentés en figure 11 seulement pour les nuits du 11/04 au 13/04 où les périodes d'intégration ont correctement été définies. D'une manière générale, on observe que la TKE et le taux de turbulence sont maximales à hauteur du WindMaster durant la journée, et proche du maximum de vent durant les nuits, à hauteur du Csat n°1. Lorsque le vent catabatique s'installe la première nuit, la TKE chute pour atteindre une valeur relativement constante de $0.2\text{m}^2\text{s}^{-2}$. Aux alentours de 1H, elle devient plus variable et gagne en amplitude. Ce phénomène n'est pas relié à une augmentation de la vitesse de vent puisque le taux de turbulence suit la même dynamique. Cette nuit met en évidence un changement dans le comportement du catabatique, la première partie de la nuit correspond à un catabatique pur tandis que la seconde correspond à un catabatique dit perturbé (voir (Blein, 2016)). En début de journée, la TKE diminue fortement puis augmente considérablement, créant d'important taux de turbulence supérieurs à 50%. La seconde nuit, la TKE semble suivre la même tendance. Cependant la forte augmentation de la variabilité de la TKE en fin de nuit ne correspond

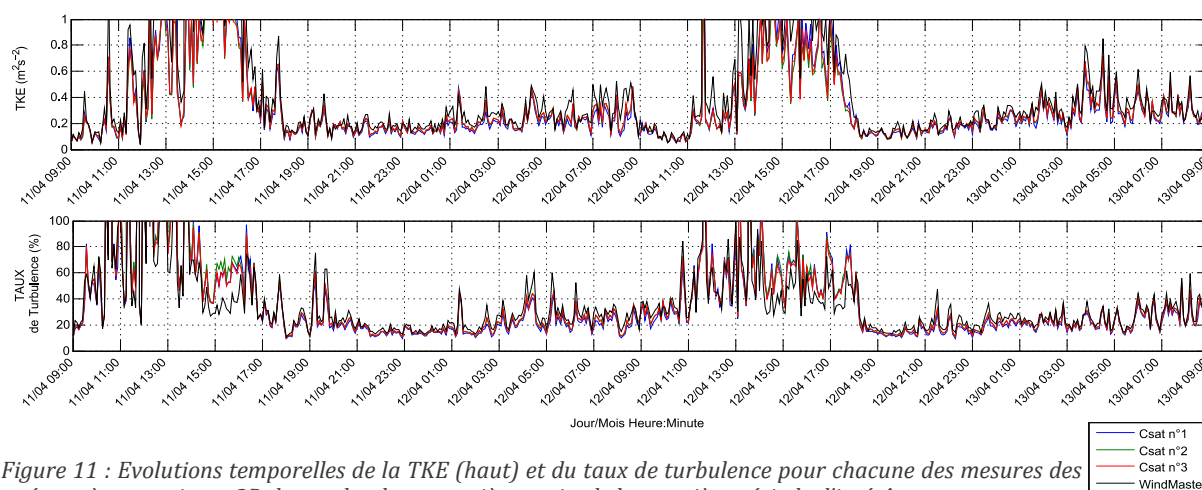


Figure 11 : Evolutions temporelles de la TKE (haut) et du taux de turbulence pour chacune des mesures des anémomètres soniques 3D durant les deux premières nuits de la première période d'intérêt.

pas à la destruction d'un catabatique pur mais plutôt à une augmentation de la vitesse de vent puisque taux de turbulence montre que le catabatique semble perturbé tout au long de la nuit.

Puisque la TKE (fonction des variances) est relativement constante au sein de la première nuit de 20H à 07 H, les spectres de vitesses et de température peuvent être analysés pour cette période.

c. Analyse des densités spectrales de u' , v' , w' et T'

Les spectres de u' , v' , w' et T' présentés en figure 12 ont subi un traitement spécifique basé sur la méthode de Welch (Welch, 1967). Cette méthode consiste à décomposer le signal en fenêtre temporelle, d'effectuer une transformée de Fourier rapide sur chacune des fenêtres et de moyenner les densités spectrales de chaque fenêtre. Afin de s'affranchir des effets de bord dû au fenêtrage, chaque fenêtre doit être multipliée par une fonction porte (hamming dans ce cas). L'avantage de cette méthode est de réduire le bruit des densités spectrales et de permettre une meilleure interprétation des spectres (voir Annexe 4 Figure 4.2) pour un spectre brut). Cependant, le fenêtrage entraîne une perte d'information dans les basses fréquences où l'on est limité par la taille de la fenêtre choisie. Au contraire, si la taille de la fenêtre est trop grande, le bruit persistera dans les hautes fréquences. C'est pourquoi les spectres présentés sont issus de la reconstitution de trois spectres aux gammes de fréquences différentes (dites basse, moyenne et haute fréquence) où chacun de ces trois spectres a subi un fenêtrage différent (voir tableau 1). Afin d'augmenter le nombre d'échantillons, il est possible d'effectuer un recouvrement des fenêtres.

La fréquence normalisée par s'exprime par $n = f \frac{Z}{U_{moyen}}$ où respectivement Z et U_{moyen} sont la hauteur et la moyenne de la norme de la vitesse sur la période, propres à chaque capteur.

On remarque alors sur la figure 12 que pour chaque composante et pour chaque capteur, le domaine inertiel suivant la loi en $k^{-5/3}$ est bien représenté pour des fréquences normalisées allant de 1 à 10. Dans les basses fréquences, les spectres ont d'avantage d'énergie sur les composantes horizontales des vitesses u et v que sur la composante verticale w . De l'aliasing est observée dans

Gamme de Périodes sectionnées	Gamme de fréquences correspondantes (Hz)	Longueur des fenêtres	Longueur de recouvrement	Déphasage entre les fenêtres
11 Heures → 10 minutes	$10^{-5} \rightarrow 10^{-2.8}$	2 Heures	2 Heures – 1 Seconde	1 Seconde
10 Minutes → 30 Secondes	$10^{-2.8} \rightarrow 10^{-1.5}$	30 Minutes	30 Minutes-1 Seconde	1 Seconde
30 Secondes → 0.1 Seconde	$10^{-1.5} \rightarrow 10^1$	1 Minute	Sans recouvrement	1Minute

Tableau 1 : Présentation des gammes de décomposition du signal ainsi que leurs paramètres de fenêtrage.

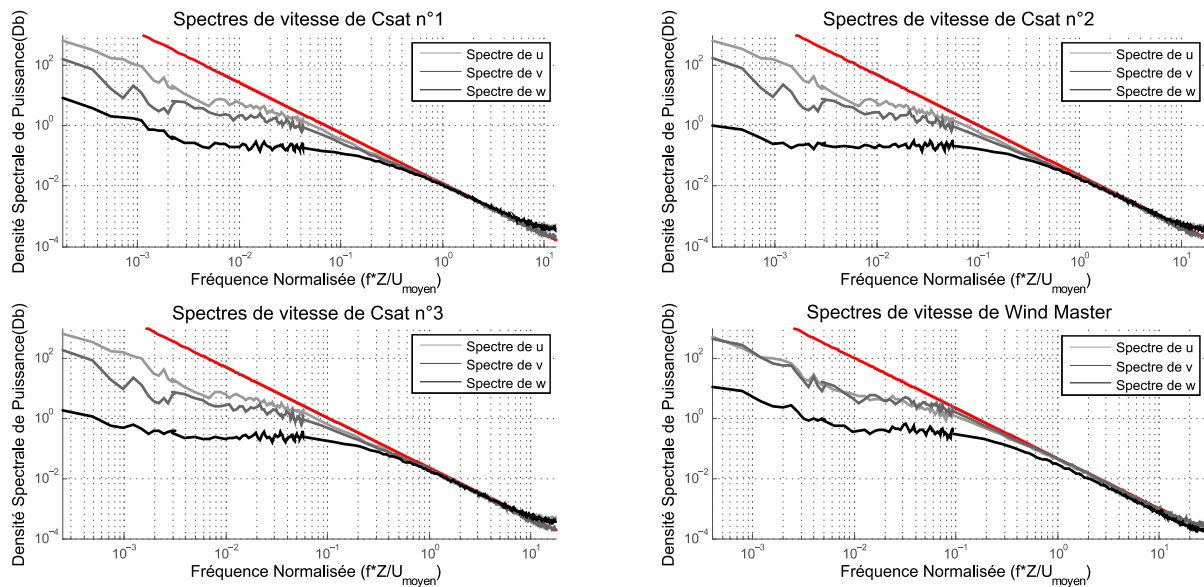


Figure 12 : Spectres de vitesses obtenue pour chacun des anémomètres soniques 3D pour chacune des composantes u, v et w mesurées entre 20H le 11/04 et 07H le 12/04.. La ligne rouge représente la décroissance en $k^{-5/3}$ prédit par Kolmogorov.

les plus hautes fréquences où les densités spectrales ne suivent plus la loi en $-5/3$ de Kolmogorov, expliquée par un manque de résolutions des capteurs. En effet, ce phénomène est moins marqué sur les spectres de v des Csats et w du WindMaster, qui sont les composantes où les bras des capteurs sont les plus distancés. Le calcul de la vitesse par temps de vol est ainsi plus précis sur ces composantes. Une légère tendance à quitter la loi en $-5/3$ par dissipation visqueuse est alors observée sur ces composantes, particulièrement pour les Csats, mais rapidement compensée par l'aliasing.

Pour chaque capteur, les densités spectrales se détachent de la loi en $-5/3$ pour une fréquence normalisée égale à 1. Ce phénomène est expliqué par la limitation sur la hauteur des capteurs Z à observer des tourbillons de cette taille caractéristique (Kaimal and Finnigan, 1994). Ainsi, un déficit d'énergie inversement proportionnel aux fréquences est généré et les densités spectrales tendent vers une constante dans les moyennes fréquences. On remarque cependant une augmentation d'énergie dans les plus basses fréquences, pouvant être due à un forçage extérieur de grande échelle.

On remarque pour chaque capteur Csats, l'existence d'un pic d'énergie sur la composante u aux alentours des fréquences normalisées de $10^{-2.9}$, compensé par un déficit d'énergie sur v. Sur la composante v, un pic similaire existe aux alentours des fréquences normalisées de 10^{-3} . Les deux fréquences correspondent à des périodes d'environ 15 et 30 minutes, pouvant s'apparenter à des fréquences de McNider. Cependant, le modèle proposé par (McNider, 1982) est un modèle unidimensionnel. Les équations d'ondes en trois dimensions n'obéissant pas aux mêmes lois physiques, chaque composante peut avoir sa propre fréquence semblable à celle de McNider.

Les spectres obtenus à partir des mesures sont comparés au modèle adapté décrit par (Moore, 1986) (inspiré de (Kaimal and Finnigan, 1994)) en couche limite stable où les spectres S_{aa} normalisés par la variance $\overline{a'^2}$ des différentes composantes a est fonction de la longueur de Monin-Obukhov, tel que :

$$n \frac{S_{aa}}{\overline{a'^2}} = \frac{f}{A_a + B_a f^{\frac{5}{3}}} \quad (3.1)$$

$$A_T = 0.0961 + 0.644 \left(\left| \frac{Z}{L_{MO}} \right| \right)^{0.6} \quad (3.2)$$

$$A_w = 0.83 + 1.172 \left(\frac{Z}{L_{MO}} \right) \quad (3.4)$$

$$A_u = 0.2 A_w \quad (3.5)$$

$$B_a = 3.124 A_a^{\frac{2}{3}} \quad (3.6)$$

Le modèle initial de (Moore, 1986) est valide seulement dans le cas de la théorie de Monin-Obukhov, prenant une surface infiniment plane et en supposant que les profils de vitesse et de température obéissent à une loi logarithmique. Ces hypothèses mènent alors à calculer des longueurs de Monin-Obukhov positives lorsque l'atmosphère est stable. Dans le cas des écoulements catabatiques, les profils log ne sont pas vérifiés et l'on trouve des $L_{MO} < 0$ en couche externe, dû aux flux turbulents de quantité de mouvement négatifs (voir (1.19)).

C'est pourquoi ce modèle a été adapté en prenant la valeur absolue de L_{MO} seulement dans les spectres de température, afin de rendre le modèle mathématiquement viable (A_T n'est plus un nombre réel si $L_{MO} < 0$) et de garder l'information d'un flux turbulent de chaleur positif typique d'une atmosphère stable. Pour l'ensemble des capteurs, L_{MO} est alors calculée par les données du Csat n°1, qui semble être la plus représentative de l'écoulement catabatique puisqu'il s'agit du capteur haute fréquence situé le plus proche de la surface pour être le moins perturbé par une possible turbulence externe. On trouve alors que la moyenne de L_{MO} sur la nuit du 11/04 au 12/04 vaut -0.4 m.

Comme la période d'intégration est relativement bien choisie pour cette nuit (voir figure 5) et que la TKE reste constante (voir figure 11), les variances $\overline{a'^2}$ propres à cette période ont été calculées comme la moyenne des variances à 5 minutes.

Malgré toutes les hypothèses concernant le signe de la longueur de Monin-Obukhov ou la moyenne des variances, on remarque sur la figure 13 que les spectres des mesures de vitesses

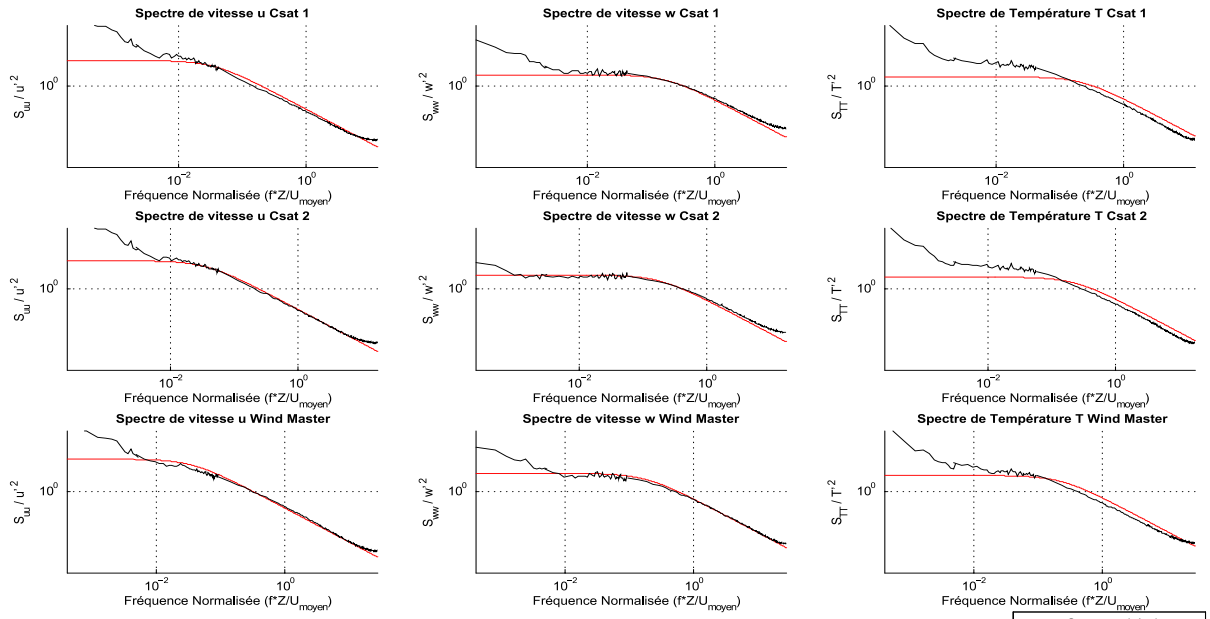


Figure 13 : Comparaison des spectres de u' , w' et T' normalisés par leur variance pour chacun des anémomètres soniques 3D (lignes noires) aux spectres des modèles adaptés décrits par (Moore, 1986), fonction de L_{M0} (lignes rouges) prise égale à -0.4 pour toute la durée de la nuit.

correspondent étonnamment bien au modèle introduit par (Moore, 1986), expecté dans les plus basses fréquences, d'où l'hypothèse d'un forçage externe de grande échelle.

Cependant, les spectres de températures mesurées ne sont pas aussi proches de leur modèle. La meilleur concordance du model à hauteur du WindMaster pourrait être expliquée par le fait qu'à cette hauteur, L_{M0} locale est positive égale à $+0.2$ en moyenne, ainsi le modèle n'est pas modifié. De plus il a été trouvé une différence moindre entre le modèle et les mesures en prenant en compte cette LMO locale (voir Annexe 5). Une autres source d'erreur des spectres des mesures de température est la considération d'une variance totale $\overline{T'^2}$ au cours de la nuit égale à la moyenne des variances à 5 minutes $\overline{T'^2}_{5min}$. En effet, il a été observé que les $\overline{T'^2}_{5min}$ n'étaient pas aussi constantes que les variances de vitesses $\overline{u'^2}_{5min}$ et $\overline{w'^2}_{5min}$, pouvant ainsi induire des erreurs sur le niveau d'énergie des spectres normalisés de température. Cependant, l'observation systématique la plus marquante sur les modèles de températures est la surestimation de l'énergie des hautes fréquences et la sousestimation du plateau d'énergie des moyennes fréquences, ne pouvant être expliqué par les erreurs induites par les variances.

Le seul paramètre permettant de corriger cette tendance est la longueur de Monin-Obukov. Ainsi, une redéfinition de L_{M0} doit être apportée dans le cas des écoulements catabatiques.

4. Discussions

4.1. Longueur de Monin-Obukhov en écoulement catabatique

La longueur de Monin-Obukhov est initialement définie pour des profils log de vitesse et température dans l'atmosphère. Le paramètre $\frac{z}{L_{MO}}$ est alors une constante suivant la hauteur. Or en

écoulement catabatique, ces profils ne sont pas respectés et $\frac{z}{L_{MO}}$ ne

peut être considéré comme une constante. D'après les mesures, les fortes vitesses mesurées en couche externe pourraient provenir d'une superposition des profils type de Prandtl et de profils log d'un éventuel forçage extérieur. La figure 14 illustre les variations de signes de L_{MO} suivant la hauteur dans le cas d'un écoulement catabatique réaliste en fonction du signe des flux turbulents. On remarque qu'il devient difficile de caractériser la couche externe en

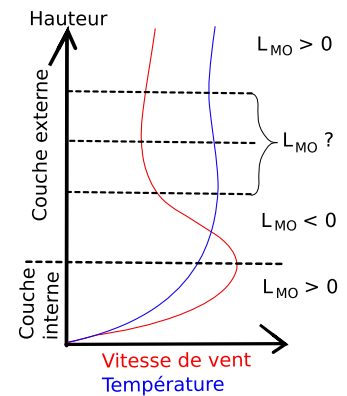


Figure 14 : Schéma illustrant les profils de vitesses de vent et de températures réaliste ainsi que les signes des L_{MO} en fonction de la hauteur pour une superposition de profils type de Prandtl et de profils log.

terme de L_{MO} si un profil log de l'atmosphère vient se superposer à un écoulement de type Prandtl puisque les signes des flux turbulents tendent à s'inverser lorsque le profil log commence à dominer. Cette mauvaise caractérisation de L_{MO} pourrait ainsi expliquer les fortes différences observées dans la comparaison des spectres de température des modèles de (Kaimal and Finnigan, 1994) aux spectres de température mesurée. Cependant, on observe une bonne concordance des spectres de vitesses sur toute la hauteur (voir figure 13) en choisissant une valeur constante et négative de L_{MO} . Cette concordance est moins bien respectée lorsque l'on choisit d'introduire dans les modèles les L_{MO} locales propres à chaque capteur, en particulier pour le WindMaster (L_{MO} locale = +0.2) sur les modèles de vitesse, pouvant être expliqué par la variabilité de L_{MO} locale à cette hauteur (voir Annexe 5). En revanche, sur la température, les modèles semblent bien fonctionner pour ce capteur. A noté que dans ce cas, aucune modification mathématique n'est apportée et $\frac{z}{L_{MO}}$ peut être injecté tel que dans l'équation (3.2). Ces observations mènent alors à une question ouverte : comment redéfinir L_{MO} dans le cas des écoulements catabatiques ?

4.2. Modèle de Prandtl

Il a été introduit dans l'analyse des données l'hypothèse d'un possible forçage extérieur non repéré clairement par les cartes de réanalyses (voir Annexe 1) menant à une superposition d'un profil log aux profils de Prandtl. Cependant, les fortes valeurs de vitesses mesurées en couche

externe peuvent provenir simplement d'une superposition de profil type de Prandtl à angles de pente différents, puisqu'il a été vu que la pente ne pouvait pas être caractérisée par une simple valeur d'angle (voir section 2.1). Finalement, la complexité de la pente pourrait être à l'origine de la sous-estimation des vitesses de vent par le modèle en couche externe.

Le modèle semble fournir de bon résultat dans la caractérisation de la couche interne. Cependant, il ne peut être appliqué directement puisque la comparaison des nombres de Prandtl analytiques et mesurés montre qu'un facteur d'ordre 2 est à appliquer seulement dans les solutions analytiques de vitesse afin d'obtenir des valeurs comparables aux mesures. Ce facteur montre alors que les équations proposées par Prandtl ne sont pas adéquates et que les approximations proposées ne peuvent être représentatives de la réalité. Une recherche analytique doit être effectuée en posant le problème inverse : retrouver les équations de conservation à partir de la forme des solutions de Prandtl. (Grisogono and Oerlemans, 2001) montrent également que la plus forte incertitude du modèle provient du choix des valeurs constantes des diffusivités turbulentes. En introduisant, des diffusivités turbulente fonctions de la hauteur, les simulations LES (Large-Eddy Simulation) fournissent des résultats en termes de vitesses tout à fait comparables en ordre de grandeur à celles habituellement mesurées sur faible pente (Grisogono and Oerlemans, 2001).

4.1.Défauts d'inclinaison

Il a été montré qu'il était difficile de conclure sur une éventuelle subsidence en écoulement catabatique. La figure 6 montre que lorsque l'écoulement catabatique est en place, on mesure des vitesses verticales positives. Or, théoriquement en présence d'un jet, les lois de conservation impliquent la création d'entraînement : des vitesses verticales négatives au-dessus du maximum de vent. Rien ne prouve que la faible dépendance des mesures de w sur la direction de vent fasse de ce capteur une référence en termes d'inclinaison par rapport à la pente. De plus, les calculs des défauts d'inclinaison sur la seconde période verte (effectués par la méthode décrite en 4.1) ont montré des résultats différents de ceux effectués sur la première période verte, avec des défauts de 6.7° pour le Csat n°1, -4.8° pour le Csat n°2 et 19.6° pour le WindMaster, soit respectivement une différence de $+1.2^\circ$, $+0.6^\circ$ et $+6.8^\circ$. Il y aurait alors d'avantage de subsidence sur cette seconde période, où, la neige ayant fondu, la surface se trouvait nettement plus rugueuse.

Ces défauts d'inclinaison constituent un véritable problème car leur incertitude se propage sur l'ensemble de la chaîne de traitement de données jusqu'à l'obtention des spectres. Ainsi, pour des campagnes de mesures ultérieures, les anémomètres pourraient être équipés d'inclinomètres numériques, permettant alors une comparaison solide entre les différents capteurs et une possible caractérisation des vitesses verticales en fonction de la hauteur.

5. Conclusion

Cette campagne de mesures expérimentales sur forte pente a mis en évidence que des conditions météorologiques anticycloniques étaient plus propices à l'observation de vents catabatiques durant les nuits. Une sélection de périodes d'intérêt a alors montré que ces écoulements se s'établissent brusquement à partir 18H et se détruisent lentement à partir de 09H et ce, quelles que soient les journées d'intérêt, décrivant ainsi un cycle diurne des catabatiques.

Le modèle de Prandtl ne peut être appliqué tel quel pour une comparaison avec les mesures d'écoulement moyen et demande une reparamétrisation, en particulier pour les équations de vitesses où une différence d'ordre 2 peut être observée par rapport aux mesures. Ces ajustements en fonctions des données acquises permettent alors de bien représenter les profils de vitesses de la zone du maximum de vent mais sous-estiment systématiquement les mesures de la couche externe. De plus, si les profils de température modélisés semblent assez cohérents avec les mesures, une température de surface enneigée, supérieure à 5°C montre cependant que le gradient de température est largement sous-estimé proche du sol, mettant ainsi en évidence que les formes des fonctions ne sont pas adaptées aux cas réalistes. Néanmoins, ces modèles ajustés fournissant des résultats de bonne qualité au niveau de la zone du maximum de vent, les gradients ainsi calculés peuvent être pris en considération pour d'éventuelles caractérisations de la turbulence à cette hauteur.

Les périodes d'intégration choisies par une analyse en ogive ne permettent pas forcément de choisir un temps caractéristique de l'ensemble de la période d'étude. Une étude plus poussée permettrait de définir les temps propres à chaque nuit (voir (Blein, 2016)) puisque ces approximations entraînent des erreurs dans les calculs de données turbulentes. En revanche, lorsque ces périodes sont correctement définies, et que les variances restent stables au cours de la nuit, des comparaisons entre des modèles de spectres de (Kaimal and Finnigan, 1994) et des spectres mesurés peuvent être effectuées. La difficulté réside alors dans le choix non-trivial de la longueur de Monin-Obukhov caractéristique d'un écoulement catabatique, au point de devoir redéfinir cette grandeur pour ces écoulements.

Une recherche approfondie, et similaire à celle effectuée au cours de ce stage, peut être effectuée afin de retrouver quelles équations de température et de vitesse, fonctions de paramètres communs, peuvent être appliquées aux différents profils à partir de mesures d'anémomètres soniques 3D et uniformément repartis sur la hauteur et équipés d'inclinomètres numériques. L'ensemble de ces données constitueraient ainsi une base solide à la caractérisation de l'écoulement moyen et de la turbulence sur toute la hauteur d'un vent catabatique.

Bibliographie

Aubinet, M., Vesala, T., and Papale, D. (2012). *Eddy Covariance: A Practical Guide to Measurement and Data Analysis* (Springer Science & Business Media).

Blein, S. (2016). Observation et modélisation de couche limite atmosphérique stable en relief complexe : le processus turbulent d'écoulement catabatique.

Chemel, C., Arduini, G., Staquet, C., Largeron, Y., Legain, D., Tzanos, D., and Paci, A. (2016). Valley heat deficit as a bulk measure of wintertime particulate air pollution in the Arve River Valley. *Atmos. Environ.* *128*, 208–215.

Fedorovich, E., and Shapiro, A. (2009). Structure of numerically simulated katabatic and anabatic flows along steep slopes. *Acta Geophys.* *57*, 981–1010.

Foken, T. (2006). 50 Years of the Monin–Obukhov Similarity Theory. *Bound.-Layer Meteorol.* *119*, 431–447.

Foken, T., and Wichura, B. (1996). Tools for quality assessment of surface-based flux measurements. *Agric. For. Meteorol.* *78*, 83–105.

Grisogono, B., and Axelsen, S.L. (2012). A Note on the Pure Katabatic Wind Maximum over Gentle Slopes. *Bound.-Layer Meteorol.* *145*, 527–538.

Grisogono, B., and Oerlemans, J. (2001). Katabatic Flow: Analytic Solution for Gradually Varying Eddy Diffusivities. *J. Atmospheric Sci.* *58*, 3349–3354.

Kaimal, J., and Finnigan, J. (1994). *Atmospheric boundary layer flows: their structure and measurement* (Oxford University Press).

Largeron, Y., and Staquet, C. (2016). Persistent inversion dynamics and wintertime PM10 air pollution in Alpine valleys. *Atmos. Environ.* *135*, 92–108.

McNider, R.T. (1982). A Note on Velocity Fluctuations in Drainage Flows. *J. Atmospheric Sci.* *39*, 1658–1660.

Moore, C.J. (1986). Frequency response corrections for eddy correlation systems. *Bound.-Layer Meteorol.* *37*, 17–35.

Nadeau, D.F., Pardyjak, E.R., Higgins, C.W., Huwald, H., and Parlange, M.B. (2013). Flow during the evening transition over steep Alpine slopes. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* *139*, 607–624.

Prandtl, L. (1942). Bemerkungen zur Theorie der freien Turbulenz. *ZAMM - J. Appl. Math. Mech. Z. Für Angew. Math. Mech.* *22*, 241–243.

Stull, R.B. (2012). *An Introduction to Boundary Layer Meteorology* (Springer Science & Business Media).

Triplet, J.P., and Roche, G. (1977). *Meteorologie generale*.

Welch, P. (1967). The use of fast Fourier transform for the estimation of power spectra: A method based on time averaging over short, modified periodograms. *IEEE Trans. Audio Electroacoustics* 15, 70–73.

Whiteman, C.D., and Zhong, S. (2008). Downslope Flows on a Low-Angle Slope and Their Interactions with Valley Inversions. Part I: Observations. *J. Appl. Meteorol. Climatol.* 47, 2023–2038.

Annexe 1 : Calibration des anémomètres soniques 3D

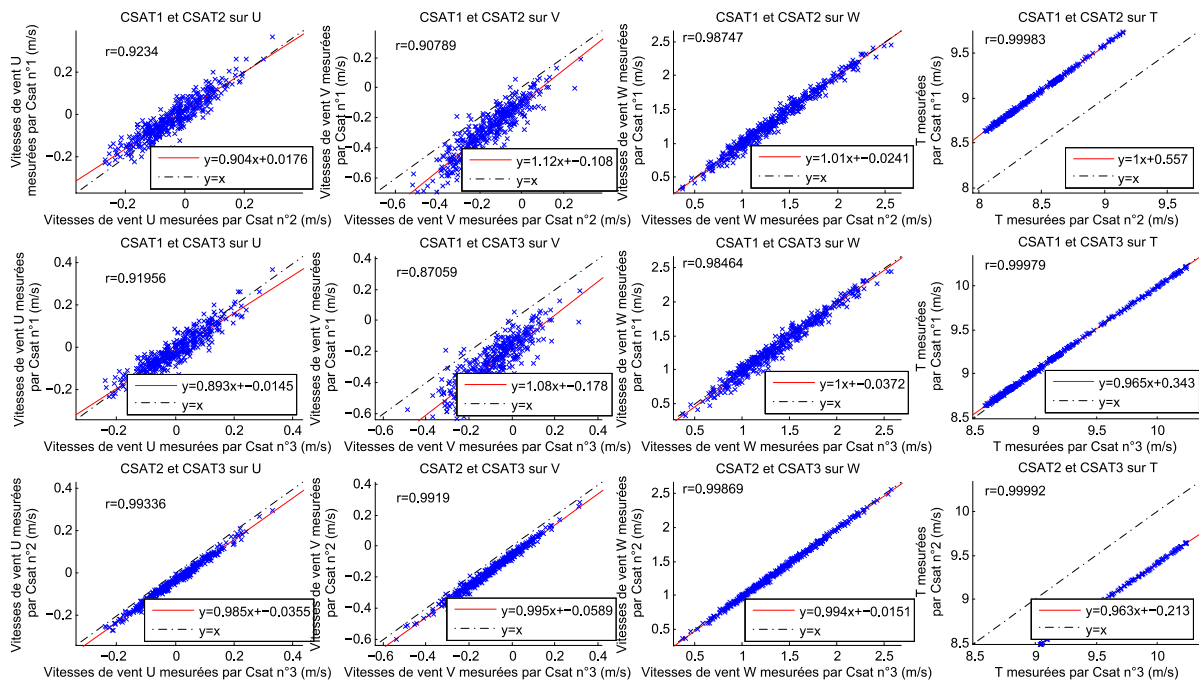


Figure 1.1 : Courbes de calibration en extérieur de anémomètres Csat n°2 et n°3 en fonction du Csat n°1 pour chacune des composantes, associées de de leurs coefficients de calibration et de corrélation r . Ces calibrations sont issues des données acquises sur le toit du LTHE et sélectionnées sur gamme de direction ayant le moins de chance d'interagir avec le montage entraînant de faibles vitesses mesurées sur u et v et l'impossibilité de calibrer correctement les anémomètres.

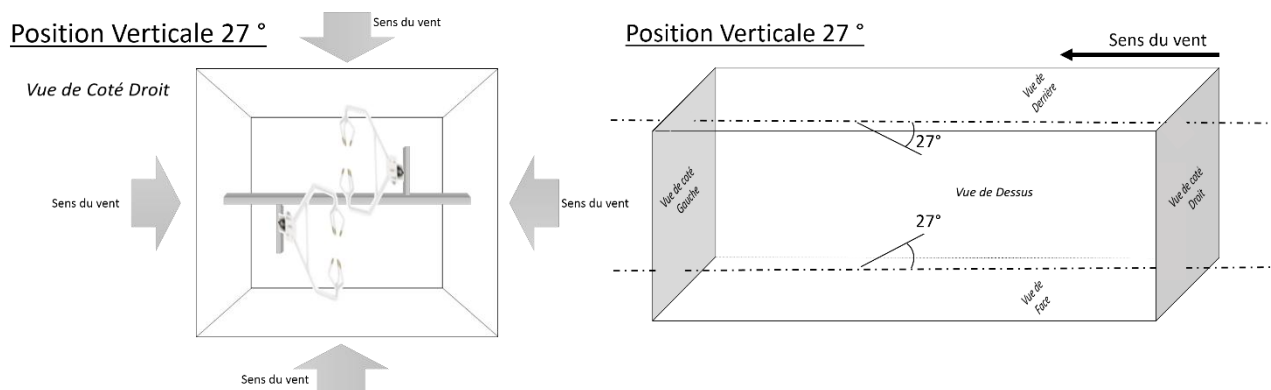


Figure 1.2 : Schéma de positionnement des anémomètres soniques Csat en veine aéroulique du LEGI pour l'intercalibration, illustrant la symétrie par rapport à l'écoulement. Le WindMaster a quant à lui été installé suivant sa position normale, avec le Csat n°1 en position verticale 27°.

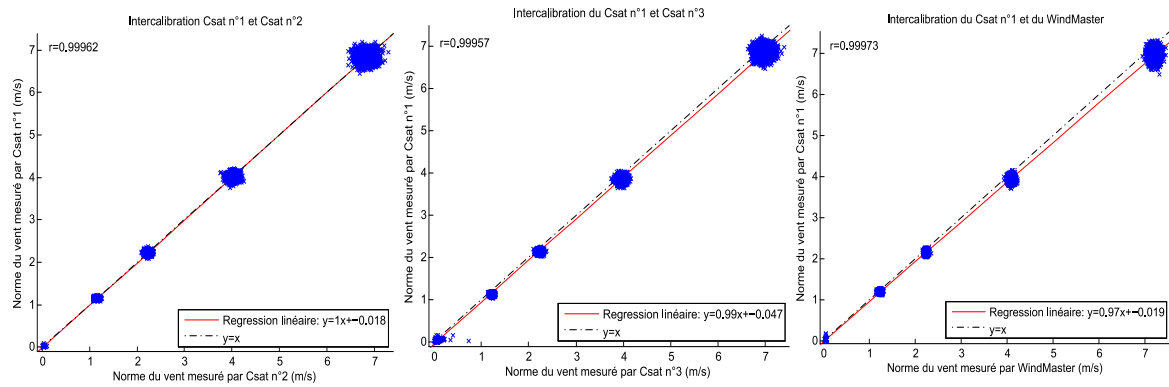


Figure 1.3 : Courbes de calibration en veine aéraulique de anémomètres Csats n°2, Csats n°3 et WindMaster en fonction du Csats n°1 pour la norme du vent U, associées de de leurs coefficients de calibration et de corrélation r. Ces calibrations sont issues des données acquises en vaine aéraulique et sélectionnées sur gamme de vitesse correspondante aux gammes de vents mesurés au Grand Colon. On remarque que le Csats n°2 fournit sensiblement les mêmes mesures que le Csats n°1, ce qui n'est pas le cas pour les Csats n°2 et le WindMaster qui ont des coefficients de calibration plus élevés. Chacune des 5 gammes de vitesse correspond aux mesures à 20 Hz sur une période de 120 secondes, soit des coefficients de corrélation r calculés sur $5 \times 20 \times 120$ mesures. La dispersion des mesures est due à l'introduction d'une grille de turbulence dans la soufflerie afin de simuler des mesures réalistes (le taux de turbulence est estimé à 20%).

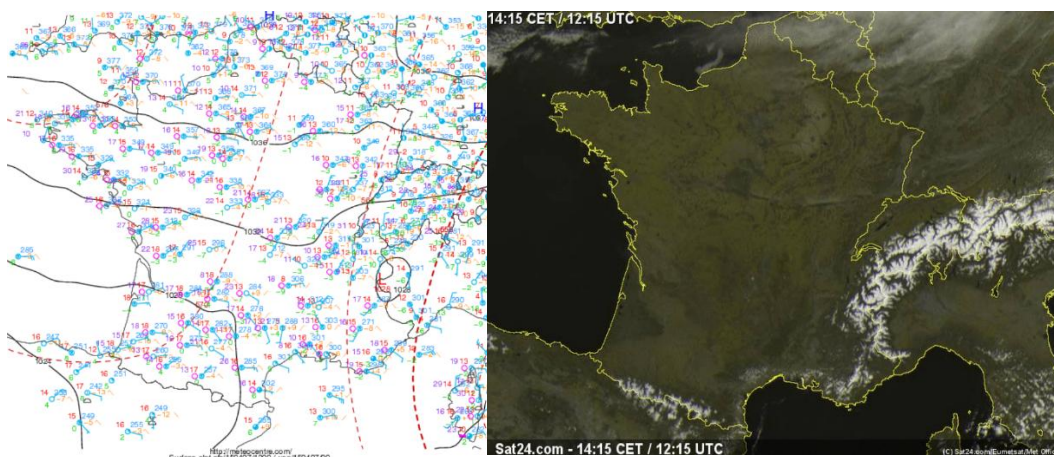
Annexe 1 : Météorologie générale sur la période de mesure

Figure 1.1 : Présentation des cartes de réanalyses ¹ (gauche) et d'images satellites Sat24² (droite) pour les différentes journées de la période d'étude à 12H. Les périodes pluvieuses ne sont pas représentées.

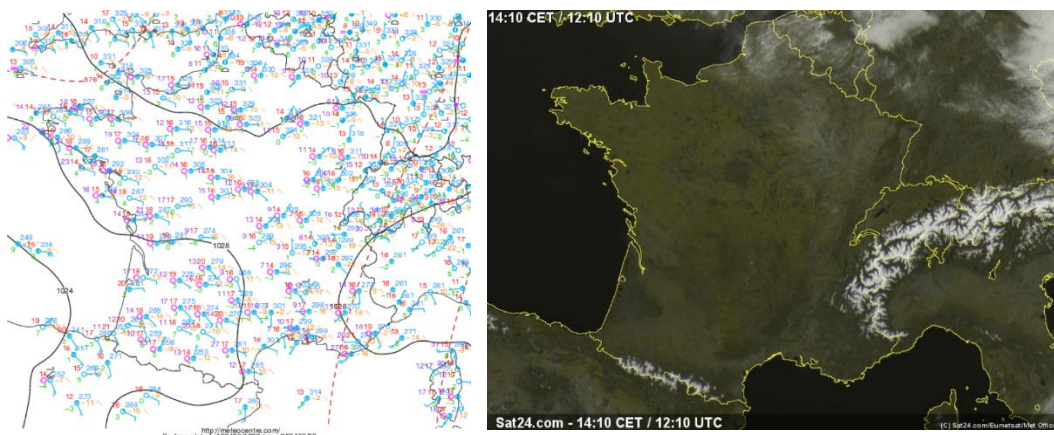
¹ Site Web d'archives de cartes de réanalyse : <http://meteocentre.com/analyses/> visité le 04/02/2016

² Site Web d'archives d'images satellites sat24 : <http://archives.meteo60.fr/archives-sat.php> visité le 04/02/2016

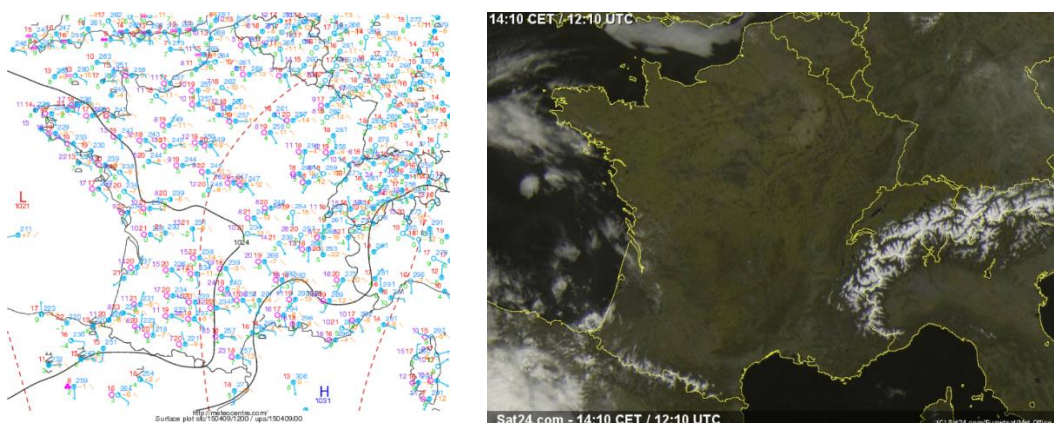
07/04 :



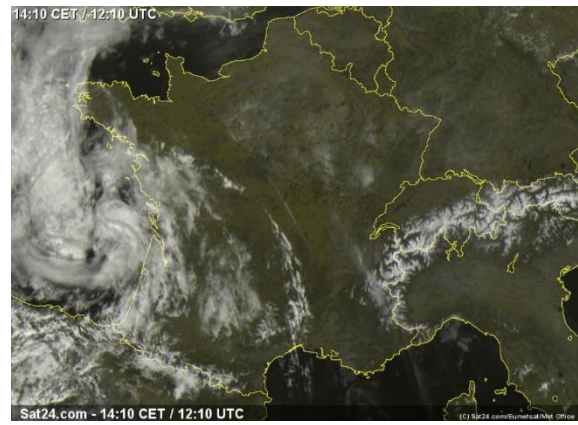
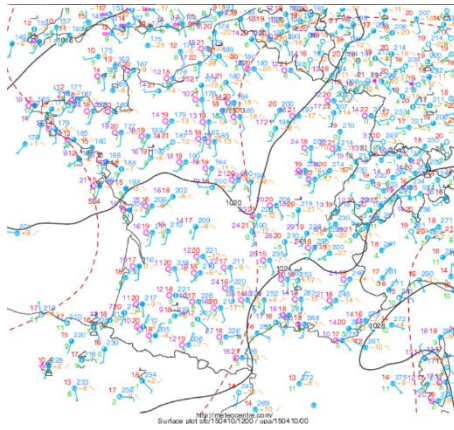
08/04 :



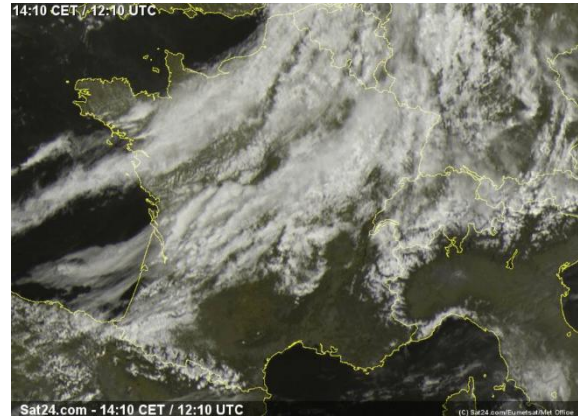
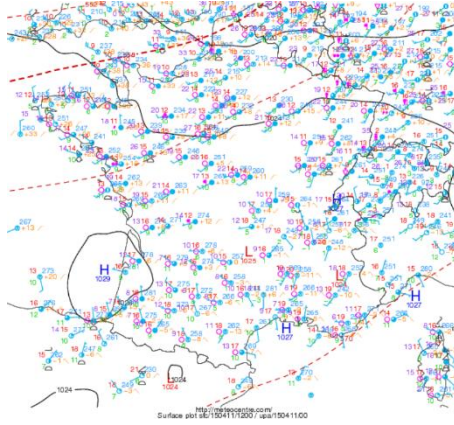
09/04 :



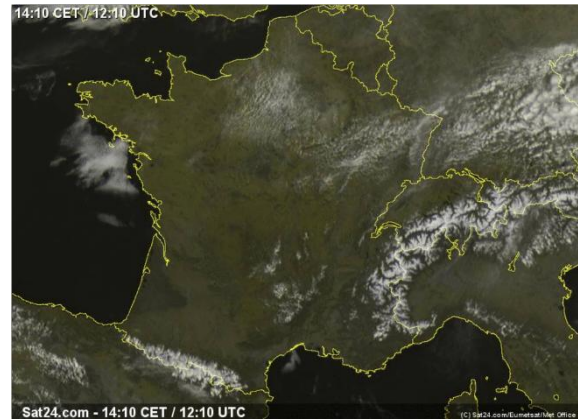
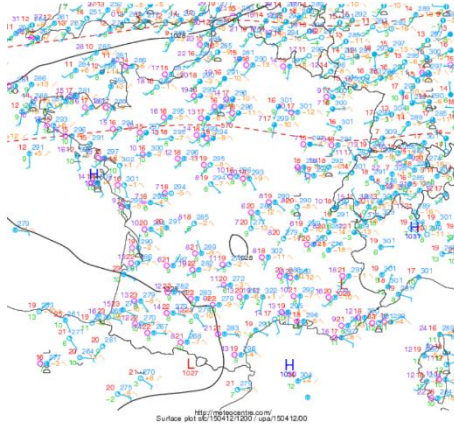
10/04 :



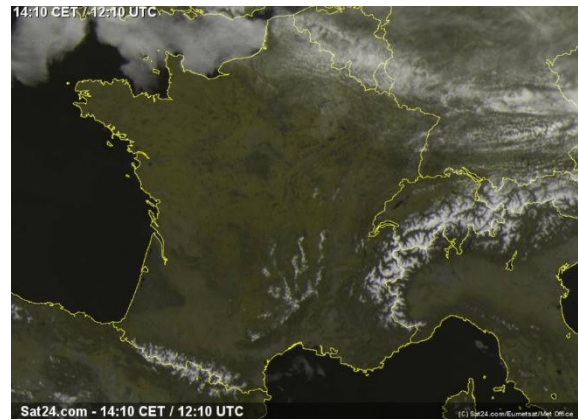
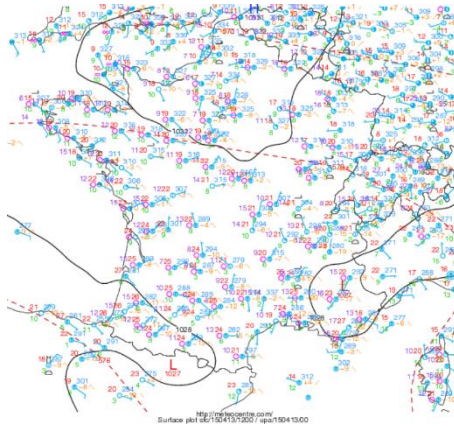
11/04 :



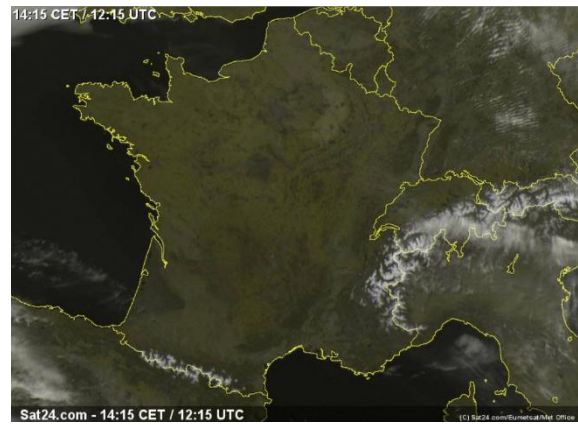
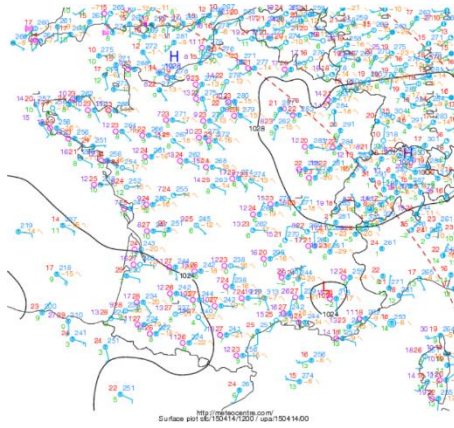
12/04 :



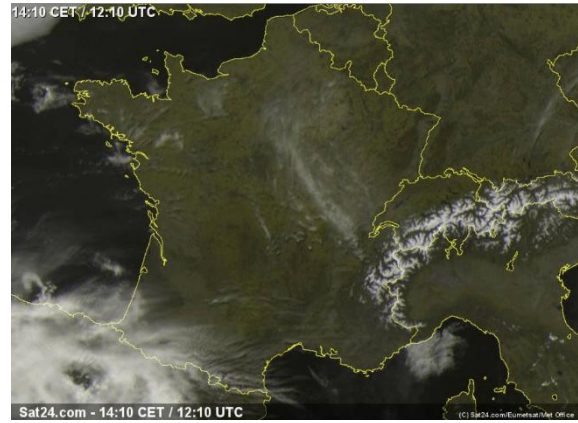
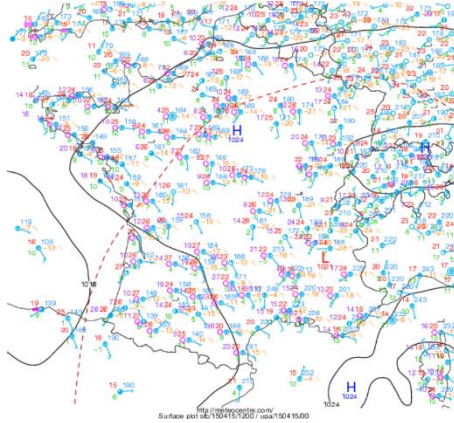
13/04 :



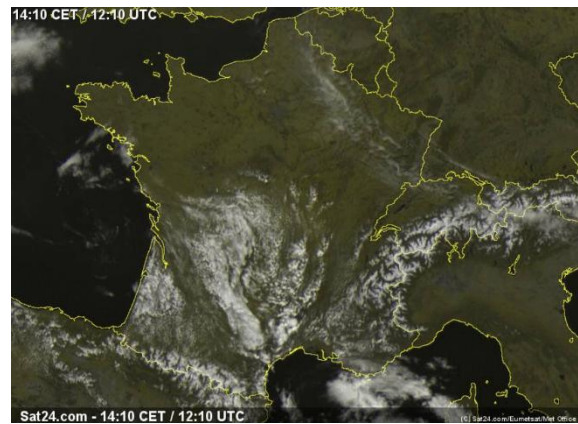
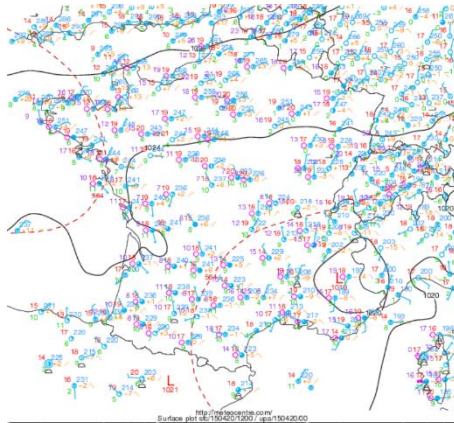
14/04 :



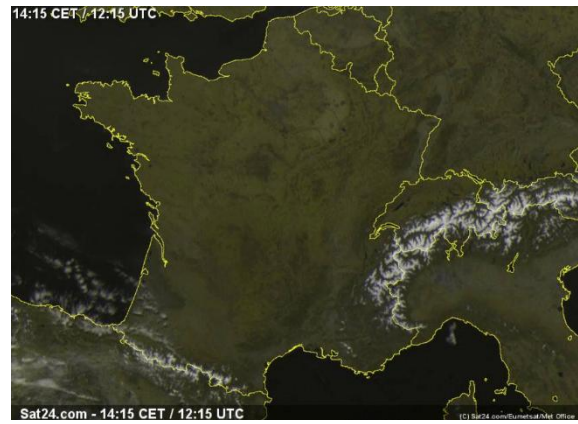
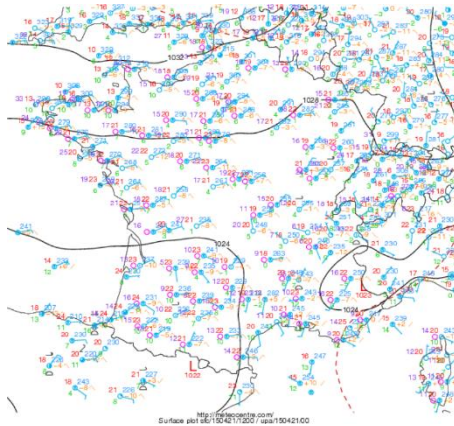
15/04 :



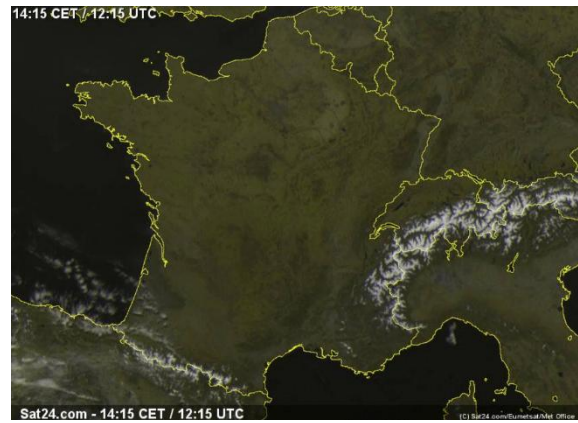
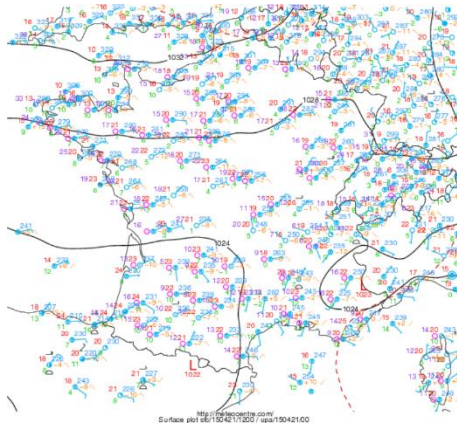
20/04 :



21/04 :



22/04 :



Annexe 3 : Défaut d'inclinaison des anémomètres sonique 3D

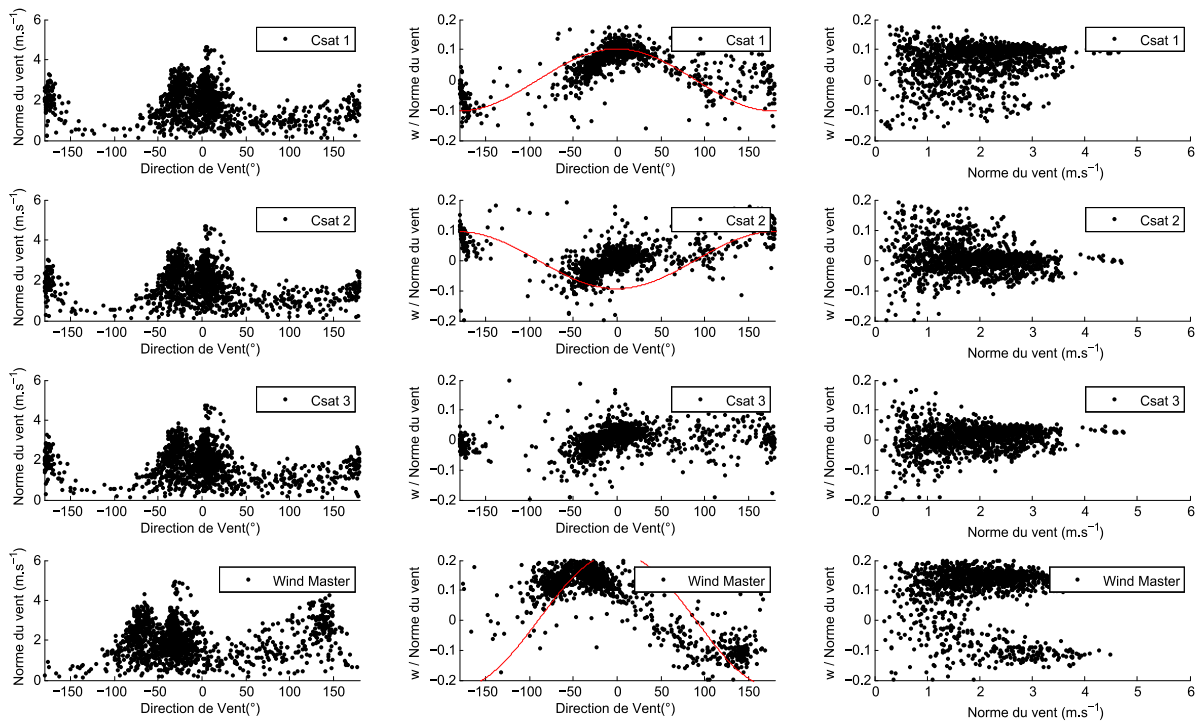


Figure 3.1 : Analyse des défauts d'inclinaison des différents capteurs (de haut en bas) pour les mesures moyennées à 5 minutes de la première période d'intérêt. A gauche : Norme du vent en fonction de la direction (0° équivalent à l'est, -90° au sud). Au centre : Vitesse verticale w normalisée par la norme de vent U en fonction de la direction de vent, ligne rouge correspond aux valeurs normalisées à soustraire pour un défaut d'inclinaison de $+5.9^\circ$ pour le Csat n°1, -5.4° pour le Csat n°2 et $+12.8^\circ$ pour le WindMaster. Ces valeurs sont trouvées par une analyse des corrélations qu'ont les vitesses verticales de chaque capteur, pour des défauts d'inclinaison imposés, par rapport aux vitesses verticales du Csat n°3, qui présente des w moins dépendant de la direction de vent que les autres capteurs. A noter que le WindMaster a dû subir une rotation de $+38.5^\circ$ (trouvée à partir de corrélation sur u) avant la recherche de son défaut d'inclinaison. A droite : Vitesse verticale normalisée en fonction de la norme du vent permettant une meilleure identification des mesures sur les figures précédentes.

Annexe 4 : Fréquences de Brunt-Väisälä et de McNider

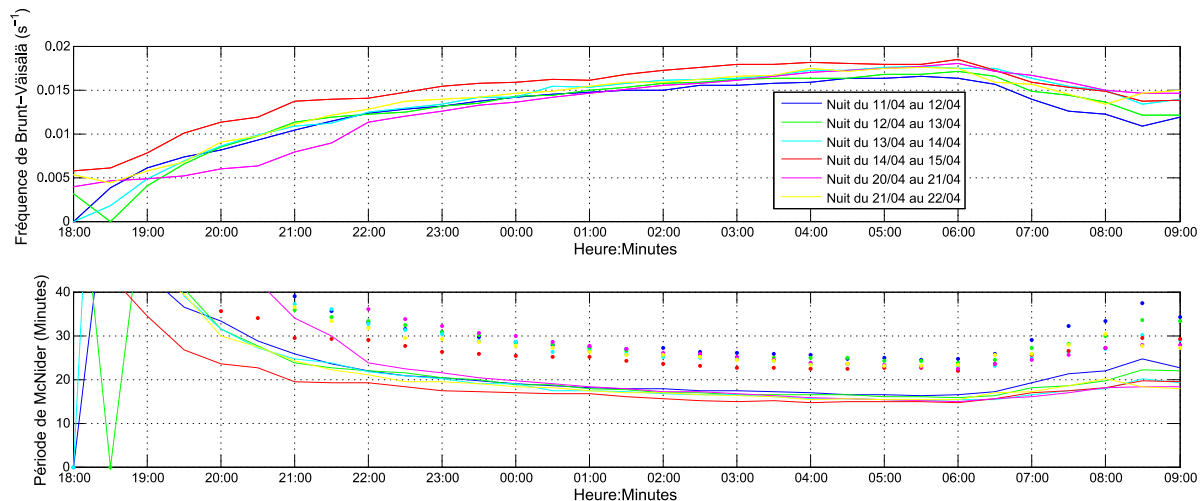


Figure 4.1 : Fréquence de Brunt-Väisälä (en haut) et Période de McNider (en bas) en fonction de l'heure pour chacune des nuits d'intérêt calculé à partir de la considération d'un du gradient de température potentielle linéaire entre Grenoble et le Grand Colon. Les traits continus des périodes de McNider correspondent à un angle de pente de 23° tandis que les points correspondent à un angle de pente de 15° , mettant ainsi en évidence une différence de l'ordre de 10 minutes pour une différence d'angle de 8° .

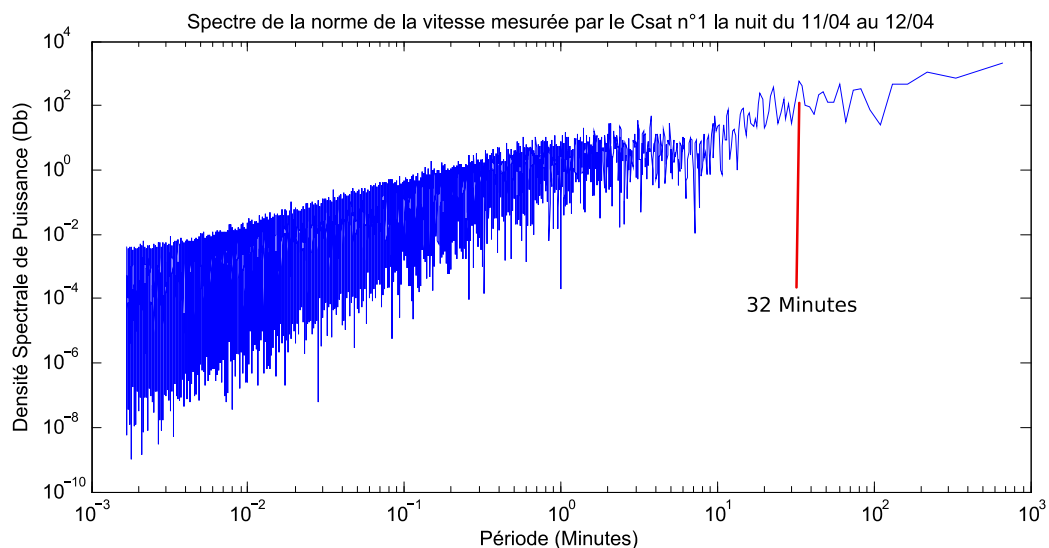


Figure 4.2 : Périodogramme présenté en fonction de la période de la norme des vitesses de vents mesurés par le Csat n°1 durant la première nuit d'intérêt du 11/04 au 12/04 mettant en évidence un pic de densité spectrale pour une période de 32 minutes. On remarque que le bruit présent sur ce spectre ne permet pas une bonne interprétation.

Annexe 5 : Comparaison des spectres de mesures au modèle de Moore en fonction des L_{M0} locales

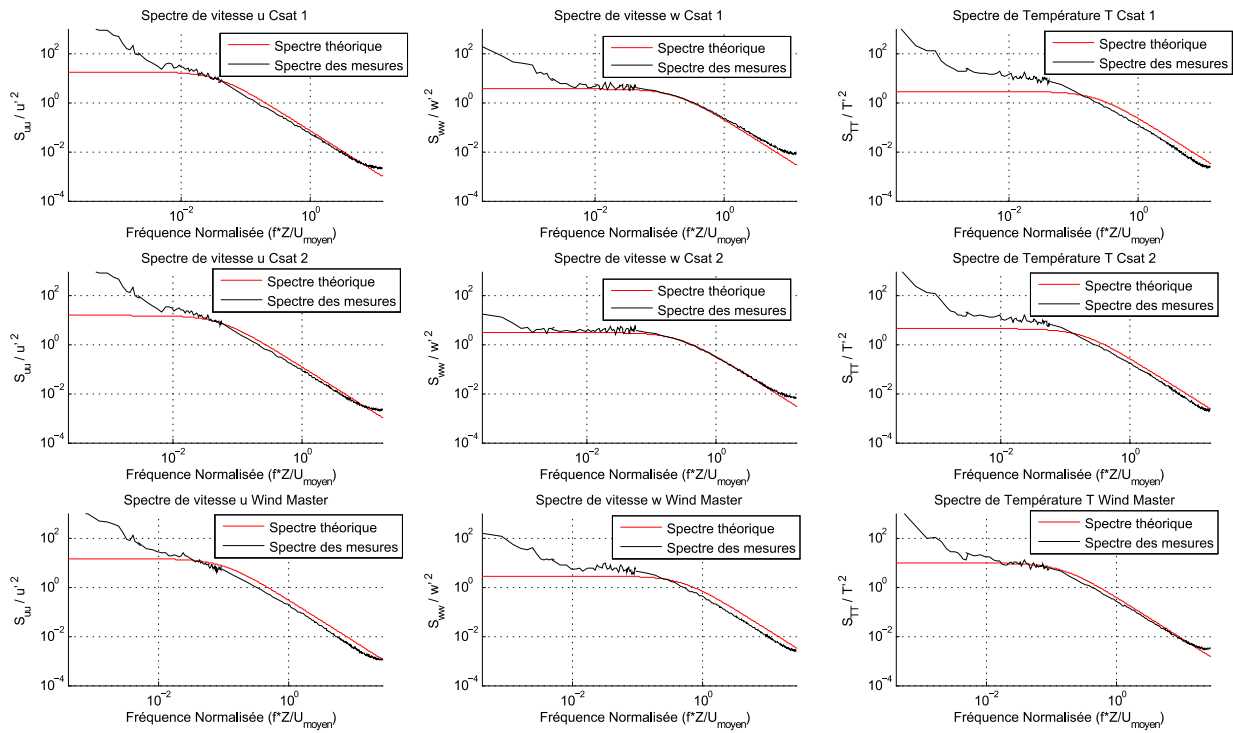


Figure 5.1 : Comparaison des spectres de u' , w' et T' normalisés par leur variance pour chacun des anémomètres soniques 3D (lignes noires) aux spectres des modèles adaptés décrits par (Moore, 1986), fonction des L_{M0} locale (lignes rouges) prise égale à -0.4 pour le Csat n°1, -0.25 pour le Csat n°2 et +0.2 pour le WindMaster.