



RAPPORT DE STAGE

Analyse de données in situ de turbulence

Auteur

G. PELISSIER-
COMBESCURE

Maitre de stage

Mcf C. BRUN



LABORATOIRE DES ECOULEMENTS
GÉOPHYSIQUES ET INDUSTRIELS

Table des matières

1	Remerciements	4
2	Introduction	5
3	Acquisition des données	5
3.1	Présentation de la campagne	5
3.2	Exemple de jeu de données	6
4	Rappels Théoriques	7
4.1	Couche limite atmosphérique	7
4.2	Stabilité atmosphérique	8
4.3	Écoulements Turbulents	8
4.3.1	MRD (Multi Resolution Decomposition)	9
4.3.2	Décomposition de Reynolds	10
4.3.3	Écoulements Hétérogènes	11
4.3.4	Flux Turbulents	11
4.4	Couche limite turbulente	12
4.4.1	Couche limite lisse	12
4.4.2	Couche limite rugueuse	13
4.4.3	Couche limite stratifiée	13
5	Analyse du jeu de données	14
5.1	Analyse MRD	14
5.2	Flux turbulents	15
5.2.1	Analyse des flux turbulents de vitesse et de chaleur	15
6	Conclusion	19
	Bibliographie	20
A	Caractéristiques des sites de mesures	21
A.1	Caractéristiques géographiques	21
A.2	Caractéristiques de l'air lors de la prise de mesure	21
B	Présentation des appareils de mesures	22
B.1	Présentation du mât de mesures	22
B.2	Présentation de l'anémomètre sonique	22
B.3	Présentation de l'anémomètre à coupelle	23
B.4	Présentation du thermo-hygromètre	24
C	Pré-Traitement	24
C.1	Comparaison des appareils de mesures	24
C.2	Épuration des données	26
C.3	Changement de référentiel	27
C.4	Correction de la température	29

D	Analyse MRD	31
E	Ensemble des flux calculés pour la nuit du 22 au 23 décembre 2013	34

1 Remerciements

Merci à mon maître de stage, le professeur Christophe Brun pour m’avoir permis de réaliser ce stage, pour le temps passé à m’expliquer les principes de la turbulence et à analyser les résultats avec moi, puis dans un second temps à relire et m’aider à corriger mon rapport. Je le remercie aussi pour sa compréhension et sa bienveillance envers moi malgré les aléas que j’ai pu rencontrer.

Je tiens également à remercier mon tuteur de stage, le professeur Louis Gostiaux pour m’avoir invité au séminaire qui m’a permis de rencontrer et de discuter avec le professeur Brun et de découvrir le domaine d’étude de la turbulence.

Enfin merci à ma maman pour avoir relu et corrigé moult fautes d’orthographe et merci à Olivier pour littéralement m’avoir construit une trousse qui me permet d’étudier depuis 5 ans déjà.

2 Introduction

Les vents catabatiques sont des écoulements gravitaires très fréquents. Ces vents ont été beaucoup étudiés du fait de leur importance sur la météorologie et l'impact qu'ils ont sur la température dans les vallées. L'étude réalisée durant ce stage se concentre sur ces vents dans les régions polaires. En effet, dans ces régions, ces vents présentent des caractéristiques différentes des vents catabatiques classiques. Plus précisément, ce stage va s'intéresser à un jeu de données réalisé en Antarctique.

Pour réaliser ce jeu de données, des mesures in situ le long d'un raid de ravitaillement sur le plateau Antarctique ont été effectuées au cours de l'été austral 2013. Parmi ces mesures, ce stage s'intéressera aux données de vitesse du vent dans 3 directions et de températures échantillonnées à 20Hz. L'objectif de ce stage a été dans un premier temps, de pré-traiter les données et de réaliser un jeu de données analysable. Ensuite dans un second temps, d'analyser les données recueillies lors de ce raid, de quantifier les flux turbulents présents dans l'écoulement et de calculer une valeur de rugosité de la neige.

Ce rapport va se concentrer sur les résultats obtenus. Ainsi le pré-traitement des données, bien que représentant une grande partie du travail réalisé sera placé en Annexes.

3 Acquisition des données

3.1 Présentation de la campagne

La campagne de mesure a été réalisée durant une traversée de 10 jours en tracteur au départ de Dumont d'Urville (entouré sur la figure 1B) et à destination de Dôme C.

Les mesures ont été réalisées sur les onze sites entourés figure 1A. . Les mesures ont été faites pendant la nuit entre 20h et 6h pendant l'été austral 2013-2014.

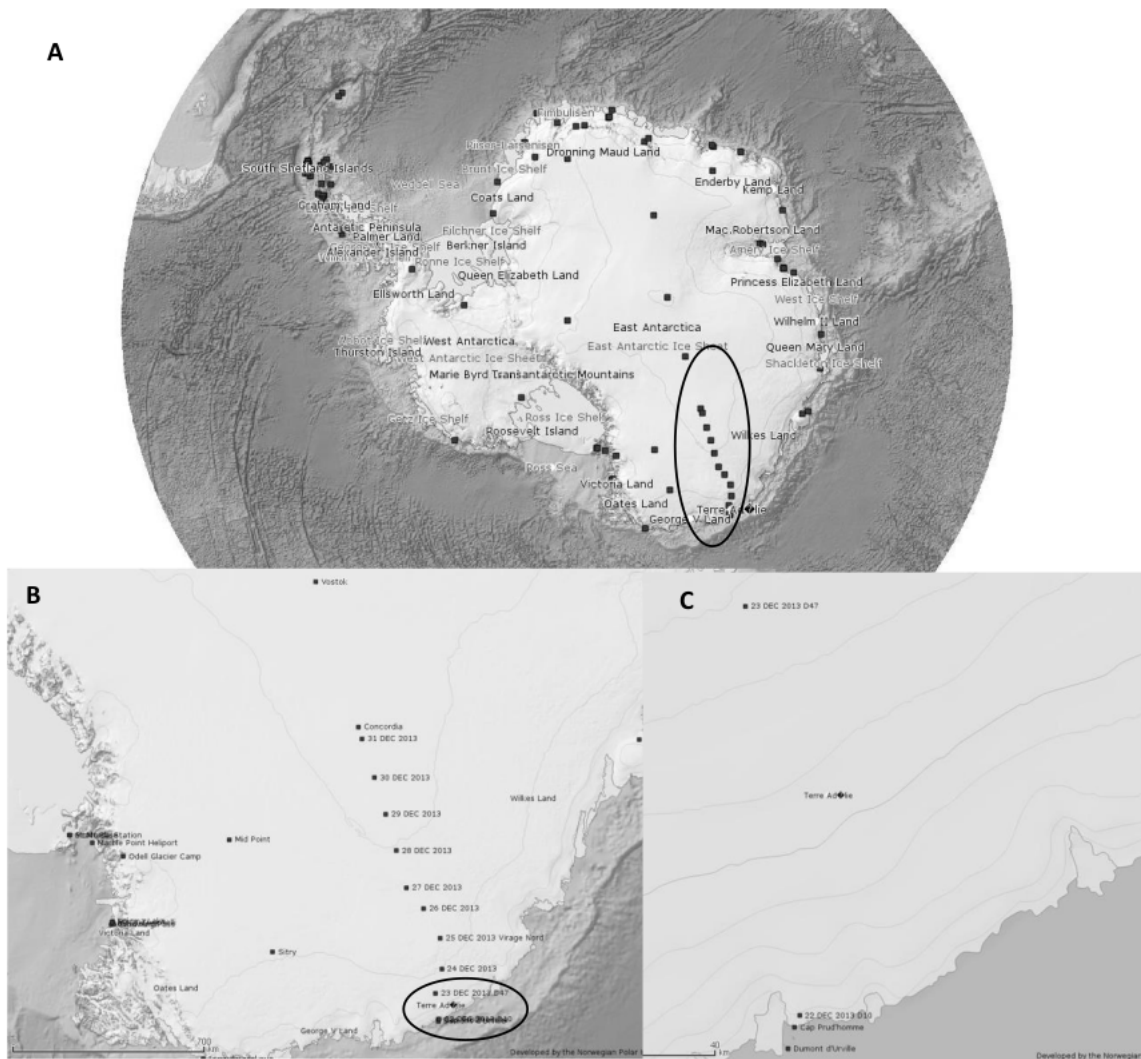


FIGURE 1 – Figure tirée du rapport de stage réalisé [11] (Figure 1A : emplacements sites de mesures sur le continent Antarctique, Figure 1B : Zoom sur les sites de mesures, Figure 1C : Zoom sur le point de départ)

Une présentation des appareils de mesure utilisés sont présentés en Annexe B, on peut également retrouver la position exacte des sites de mesures Annexe A.

3.2 Exemple de jeu de données

Lors de ce stage, nous nous sommes concentré sur l'étude des données fournis par l'anémomètre sonique, nous pouvons voir ci-dessous un exemple de jeu de données que nous allons étudier.

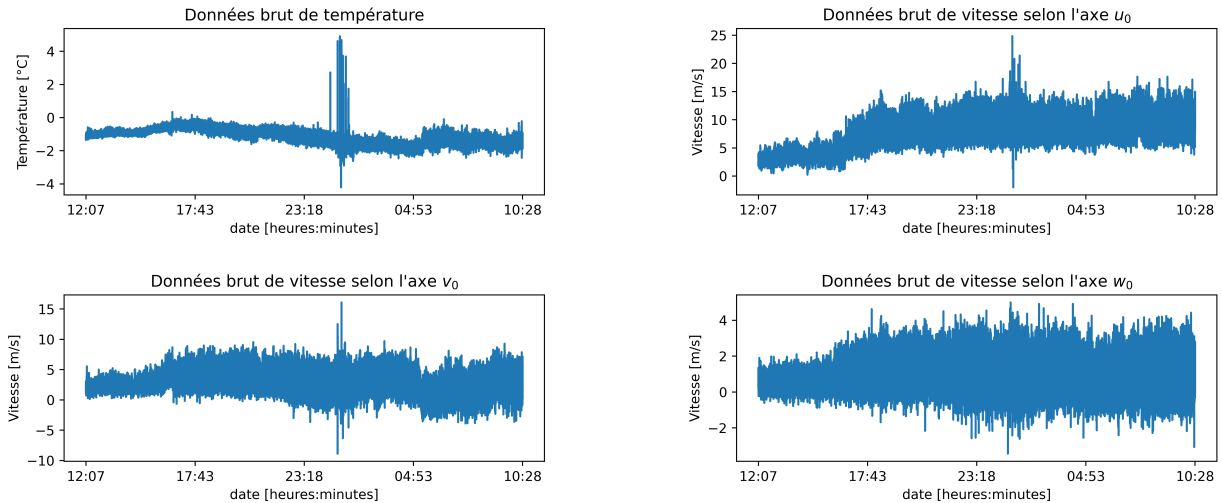


FIGURE 2 – Exemple d'un jeu de données recueilli lors de la campagne de mesure

On peut observer figure 2 le premier jeu de données recueilli de la campagne. Ce jeu de données est un peu particulier puisqu'il commence en journée, alors que les suivants commencent les prises de mesures vers 22h et finissent vers 7h le lendemain.

Ce jeu de données contient des mesures de température ainsi que de vitesses dans 3 directions (vitesses dans le référentiel de l'appareil de mesure u_0 , v_0 , w_0) échantillonnées à 20 Hz.

On peut observer entre 23h et 4h, des valeurs ne suivant pas du tout la tendance générale pour les mesures de températures. On observe ce phénomène pour la plupart des jeux de données, ces points peuvent s'expliquer par une vibration du mât de mesure causé soit par une forte bourrasque soit par une personne ayant touché ou bousculé le mât. Des points incohérents peuvent aussi survenir si de neige apportée par le vent entre dans le volume de mesure de l'anémomètre sonique ou si du givre se forme sur les récepteurs. Ces points ne représentent pas la physique que nous souhaitons étudier et seront épurés. La méthode d'épuration de ces points est discutée Annexe C.2

4 Rappels Théoriques

Dans cette partie, nous allons décrire les éléments théoriques nécessaires à l'analyse de données de vents catabatiques. Il s'agit d'un phénomène ayant lieu dans la couche limite atmosphérique stable et dans lequel nous pouvons observer de la turbulence. Nous allons donc décrire brièvement ces notions.

4.1 Couche limite atmosphérique

La couche limite atmosphérique (CLA) est la partie basse de l'atmosphère, celle qui est directement influencée par la surface de la Terre, c'est-à-dire qui répond aux forçages générés par cette dernière en moins d'une heure. [15]. Ses caractéristiques évoluent au cours de la journée, par exemple, elle a une épaisseur de l'ordre de la centaine de mètre au kilomètre (généralement, elle est plus fine la nuit ou dans les régions polaires). C'est dans cette couche qu'on lie les échanges de chaleur et de quantité de mouvement entre l'atmosphère et la surface.

4.2 Stabilité atmosphérique

Une couche d'air est statiquement stable si dans cette couche d'air, une parcelle d'air légèrement écartée de sa position initiale est rappelée vers elle. Le déplacement d'une parcelle d'air va dépendre du rapport entre sa masse volumique et la masse volumique de la couche environnante. Une couche limite est stable si l'air est plus dense en bas qu'en haut, c'est à dire si son gradient de masse volumique est négatif. Ainsi, ce qui caractérise la stabilité d'une couche limite est le signe de son gradient de masse volumique.

La masse volumique est une quantité difficilement mesurable, on peut cependant la relier la température grâce à la loi des gaz parfait : $p = \rho R_a T$

Cependant, le gradient dont nous parlons n'est pas le gradient de température mesurée mais le gradient de température virtuelle potentielle. Il s'agit du gradient de température d'air sec auquel a été enlevé le gradient causé par la détente adiabatique de l'air causée par la baisse de pression lorsque l'on s'élève en altitude.

Dans un premier temps, nous devons calculer la température virtuelle T_v . Il s'agit de la température qu'aurait une parcelle d'air sec de même masse volumique et de même pression que l'air humide. La formule pour calculer la température virtuelle T_v d'une parcelle d'air de température T est donnée dans l'équation 4.1

$$T_v = T \left(1 + q \left(\frac{M_a}{M_v} - 1 \right) \right) \quad (4.1)$$

avec T la température mesurée, q l'humidité spécifique de l'air, M_a la masse molaire de l'air et M_v la masse molaire de la vapeur d'eau.

Maintenant, pour prendre en compte le gradient de détente adiabatique, nous devons calculer la température virtuelle potentielle. Il s'agit de la température virtuelle T_v de l'air ramenée adiabatiquement à une pression de référence. La formule pour calculer la température virtuelle potentielle θ_v est donnée dans l'équation 4.2

$$\theta_v = T_v \left(\frac{P_0}{P} \right)^{\frac{R}{C_p}} \quad (4.2)$$

avec T_v la température virtuelle, P_0 une pression de référence, P la pression, R la constante des gaz parfaits et C_p la capacité thermique isobare massique de l'air.

4.3 Écoulements Turbulents

Le signal que nous allons étudier présente de la turbulence, et c'est précisément ce que nous souhaitons étudier. Pour que notre étude soit correcte, il faut séparer les phénomènes turbulents et les phénomènes dus à l'écoulement moyen. Pour cela, nous avons besoin de connaître l'échelle de temps τ qui est l'échelle de temps séparant les phénomènes de turbulence des phénomènes de l'écoulement moyen.

Dans des mesures d'écoulements naturels comme celles que nous allons étudier, une manière d'observer la séparation entre les phénomènes turbulents et les autres phénomènes est de tracer le spectre en vitesse de l'écoulement.

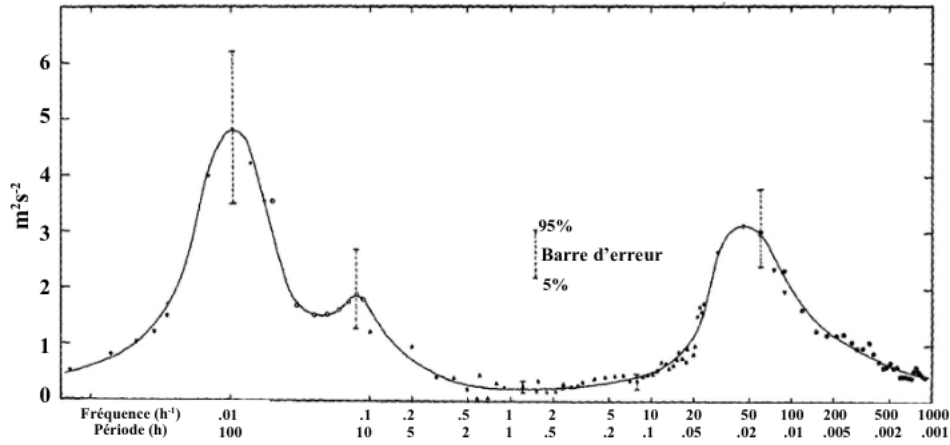


FIGURE 3 – Extracted from Van der Hoven (1957). Horizontal wind speed spectrum. Measurements were acquired at Brookhaven National Laboratory (New-York, USA) on a 125 m high tower

On observe un spectre continu, cependant, on distingue principalement deux gammes de fréquences pour lesquelles l'intensité est maximale, une représentant l'échelle de l'écoulement moyen (pour les échelles de temps plus longues) et l'autre les échelles de la turbulence (pour les échelles de temps plus longs). On appelle gap spectral la zone de moindre énergie séparant ces deux échelles. En connaissant l'échelle de temps correspondant au gap spectral, on connaît τ l'échelle de temps séparant les phénomènes de turbulences des autres phénomènes pouvant avoir lieu.

Il nous sera donc nécessaire de connaître la fréquence correspondant au gap spectral dans notre écoulement, cependant les jeux de données que nous allons traiter ont une durée inférieure à 10h, en traçant le spectre de l'écoulement, nous ne pourrions pas observer la totalité du gap spectral. De plus, il arrive que le gap spectral ne soit pas aussi clairement marqué [15].

Nous allons recourir à une décomposition MRD (Multi-Resolution Decomposition) car il s'agit de la méthode classique pour déterminer l'échelle de temps de la turbulence dans les écoulements naturels.

4.3.1 MRD (Multi Resolution Decomposition)

Au lieu de décomposer un signal en somme de sinus et cosinus comme dans la décomposition de Fourier, on décompose le signal en une somme de résidus (valeur instantanée - valeur moyenne) réalisés grâce à des moyennes sur des échelles de temps différentes.

Ces résidus vont être réalisés sur des moyennes allant du temps du jeu de données (de l'ordre de l'heure dans notre cas) au temps écoulé entre 2 mesures (20ms dans notre cas).

La décomposition se fait de manière itérative. A la première itération, le résidu obtenu grâce à la moyenne sur l'ensemble du jeu de données est calculé. Le signal est ensuite coupé en 2 et on calcule le "résidu du premier résidu" mais cette fois-ci grâce à des moyennes réalisées sur les deux segments (donc pour des temps 2 fois plus courts). On réalise ce processus (de couper en des segments 2 fois plus petits et de calculer le résidu) jusqu'à réaliser des moyennes sur seulement 2 points de mesures.

On remarque que pour que l'on puisse arriver à des moyennes sur 2 points de mesures, il faut que notre jeu de données ait un nombre de points égal à 2^M où M est un entier naturel, en pratique, nous allons tronquer nos jeux de données pour qu'ils aient un nombre de point égal à 2^M .

Mathématiquement, la moyenne $\bar{w}_n(m)$ du n-ième segment de la m-ième itération s'écrit de la manière suivante.

$$\bar{w}_n(m) = \frac{1}{2^m} \sum_{i=I}^J wr_i(m) \quad (4.3)$$

Avec $wr_i(m)$ la série de résidus réalisés grâce à des moyennes sur des segments plus grands que 2^m .

On a $I = (n - 1)2^m + 1$ et $J = n2^m$

Le spectre MR (Multi Resolution) pour un temps donné est obtenu en calculant la variance des moyennes autour de la moyenne des moyennes réalisé sur des segments de la durée du temps étudié.

On l'obtient de la manière suivante.

$$D_w(m + 1) = \frac{1}{2^{M-m}} \sum_{n=1}^{2^{M-m}} \bar{w}_n^2(m) \quad (4.4)$$

Grâce à cette méthode, on peut aussi calculer des cospectres pour 2 signaux différents. Dans ce cas, le spectre MR est donné par la formule suivante.

$$D_{w\phi}(m + 1) = \frac{1}{2^{M-m}} \sum_{n=1}^{2^{M-m}} \bar{w}_n(m) \bar{\phi}_n(m) \quad (4.5)$$

Lorsque que l'on fait la somme des termes $D_{w\phi}(m)$ pour une échelle de temps allant de 2 points de mesures jusqu'au temps caractéristique de la turbulence τ , on retrouve exactement la valeur des différents flux turbulents.

$$\sum_{m=1}^P D_{w\phi}(m) = ((w - \bar{w}^P)(\phi - \bar{\phi}^P)) = w' \phi' \quad (4.6)$$

Ici P est un nombre de points de mesure correspondant à une durée égale à τ .

4.3.2 Décomposition de Reynolds

Une fois cette échelle de temps connue, nous pouvons distinguer dans notre signal les phénomènes causés par la turbulence des autres phénomènes. Pour cela, nous allons décomposer notre signal c_1 en une partie $\bar{c}_1$ qui est caractéristique de l'écoulement moyen et une autre partie c'_1 qui est caractéristique de l'écoulement turbulent. Il s'agit de la décomposition de Reynolds. Ici c_1 peut être soit une composante de la vitesse du vent soit la température.

$$c_1 = \bar{c}_1 + c'_1 \quad (4.7)$$

$\bar{c}_1$ représente la moyenne de la valeur instantanée réalisée sur une durée de l'échelle de temps du gap spectral.

Remarque : on a $\bar{c}'_1 = 0$

Avant de décomposer notre signal de vitesse, nous allons chercher à nous placer dans la ligne de courant car il s'agit du référentiel recommandé pour ce genre d'écoulement [12].

4.3.3 Écoulements Hétérogènes

Dans notre cas, pour la température, nous n'allons pas réaliser la décomposition classique car celle-ci fonctionne lorsque la température est assez homogène. Ce n'est pas notre cas, nous allons donc devoir réaliser une décomposition supplémentaire. Notre signal pourra s'écrire de la façon suivante.

$$T = \tilde{T} + \bar{T} + T' \quad (4.8)$$

Ici T est la moyenne glissante de T réalisée sur 1h. $\bar{T}$ est la moyenne du résidu $T - \tilde{T}$ réalisée sur τ et T' est le résidu $T - \tilde{T} - \bar{T}$.

$\tilde{T}$ prenant en compte les variations ayant une échelle de temps de plus d'1h et $\bar{T}$ prenant en compte les variations ayant une échelle de temps entre τ et 1h, T' contient bien les variations turbulentes. On peut définir $\bar{\bar{T}} = \tilde{T} + \bar{T}$ qui contient toutes les variations de températures liées à d'autres phénomènes que la turbulence. On retrouve ainsi une forme équivalente à la décomposition de Reynolds : $T = \bar{\bar{T}} + T'$

Concernant la vitesse, on observe aussi une tendance forte qui rend notre signal peu homogène. Cependant cette tendance concerne seulement la direction du vent et non son intensité, une telle décomposition ne sera pas nécessaire mais le changement de référentiel sera lui aussi quelque peu différent des changements de référentiel classique et sera discuté dans l'annexe C.3.

4.3.4 Flux Turbulents

A partir des quantités turbulentes c'_1 , on peut définir les variances $\overline{c'^2_1}$ et les flux turbulents $\overline{c'_1 c'_2}$

Grâce à ces quantités, nous pouvons construire une matrice décrivant la turbulence de notre écoulement, la matrice de Reynolds.

$$\overline{u'_i u'_j} = \begin{bmatrix} \overline{u'^2} & \overline{v' u'} & \overline{w' u'} \\ \overline{u' v'} & \overline{v'^2} & \overline{w' v'} \\ \overline{u' w'} & \overline{v' w'} & \overline{w'^2} \end{bmatrix} \quad (4.9)$$

ou u, v et w sont les 3 composantes de la vitesse.

Ainsi que l'ensemble des flux de chaleur $\overline{\theta' u'}$, $\overline{\theta' v'}$ et $\overline{\theta' w'}$.

On peut également définir l'énergie cinétique turbulente (TKE) caractéristique de l'intensité de la turbulence telle que :

$$TKE = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad (4.10)$$

Grâce à cette grandeur, nous pouvons définir le taux de turbulence τ_T

$$\tau_T = \frac{\sqrt{TKE}}{U_0} \quad (4.11)$$

Ici, U_0 représente une vitesse caractéristique du vent, dans notre cas nous prendrons la moyenne de la vitesse réalisée sur tout l'échantillon.

Nous allons particulièrement nous intéresser au flux turbulent $\overline{u' w'}$ car il est lié au frottement turbulent au sein de l'écoulement et au flux de chaleur $\overline{\theta' w'}$ car il s'agit du flux de chaleur sensible régissant les échanges de chaleur entre la surface et l'atmosphère.

Au cours de notre étude, nous allons chercher à comparer des mesures de vitesses et de température à une grandeur reliée au frottement turbulent. Nous allons donc définir 2 quantités : la vitesse de frottement turbulent $u_* = \sqrt{-(\overline{u'w'})}$ et la température de frottement $\theta_* = -\frac{\overline{w'\theta'}}{u_*}$.

Remarque : La présence d'un signe - dans la définition de la vitesse de frottement turbulent s'explique par le fait que dans les couches limites ou l'écoulement est cisailé (ce qui est notre cas), le flux $\overline{u'w'}$ est négatif.

4.4 Couche limite turbulente

Notre jeu de données contient un point de mesure à une altitude de donné. Nous ne pourrions donc pas étudier l'évolution de la turbulence en fonction de l'altitude. Nous pouvons cependant déterminer le profil de la vitesse moyenne en fonction de l'altitude. En effet, dans les couches limites turbulentes, le profil de vitesse moyenne en fonction de l'altitude est connu.

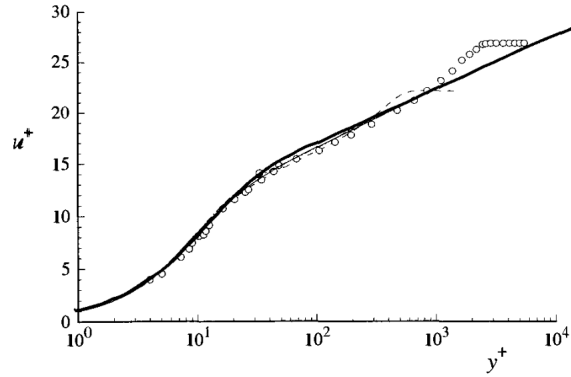


FIGURE 4 – Profil de la vitesse moyenne en fonction de l'altitude (dans le livre y est l'axe vertical),
Figure extraite du livre "Turbulent Flows", Pope [13]

Dans le livre l'axe y est l'axe vertical, dans notre cas, il s'agit de l'axe z, nous allons donc appeler z la variable dépendant de l'altitude et non y.

On observe figure 4 l'évolution de u^+ la vitesse moyenne du vent normalisée ($u^+ = \frac{\overline{u}}{u_*}$) en fonction de z^+ l'altitude normalisée ($z^+ = \frac{zu_*}{\nu}$, ici ν est la viscosité cinématique). On peut y observer 3 régimes différents. Lorsque l'on est près de la surface ($y^+ < 20$), on se situe dans le régime visqueux, on a $u^+ = y^+$. Lorsque l'on est loin de la surface, on se situe dans la région de la loi log. Dans notre cas, nous nous situons assez loin de la surface pour être dans la région de la loi log.

Dans la loi log, il existe 3 régimes différents qui dépendent de la rugosité de surface, le régime lisse, le régime transitoire et le régime complètement rugueux. Le régime transitoire ne sera pas discuté car il ne présente pas d'intérêt dans notre étude.

4.4.1 Couche limite lisse

Dans le régime lisse, le profil de vitesse est donc donné par la formule suivante.

$$u^+ = \frac{1}{k} \ln(z^+) + 5.5 \quad (4.12)$$

On a k , la constante de von Karman ayant pour valeur $k = 0.38$ [13].

4.4.2 Couche limite rugueuse

Dans une couche limite complètement rugueuse, le profil de vitesse est donné par la formule suivante.

$$u^+ = \frac{1}{k} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (4.13)$$

où z_0 est la hauteur de rugosité aérodynamique.

Remarque : z_0 est relié à la longueur de rugosité classique k^+ par la relation $k^+ = 30z_0$

Dans notre cas, nous devrions nous situer dans une couche limite rugueuse (cela sera vérifié).

Vu que nous connaissons la forme du profil de vitesse $u^+(y)$ et qu'il ne dépend que d'une seule inconnue z_0 , il nous suffit d'un seul point de mesure pour déterminer le profil de vitesse de notre écoulement.

A partir de ce profil de vitesse, nous allons pouvoir déterminer la hauteur de rugosité cinématique. Pour cela, nous allons devoir la déduire de l'écart entre une couche limite lisse et une couche limite rugueuse. En effet, cet écart A vaut :

$$A = \frac{1}{k} \ln(z^+) + 5.5 - \frac{1}{k} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (4.14)$$

Ce qui en développant nous donne :

$$\ln z_0^+ = k(A - 5.5) \quad (4.15)$$

On trouve une relation entre z_0^+ et A , ν et u_* . Nous pouvons déterminer A en mesurant l'écart du profil de vitesse théorique pour une paroi lisse avec le profil de vitesse de notre écoulement, nous pouvons donc calculer une valeur de rugosité aérodynamique.

4.4.3 Couche limite stratifiée

Dans le cas où la couche limite est stratifiée, nous devons ajouter un terme de correction linéaire lié aux effets de flottabilité. Le profil de vitesse est alors donné par

$$u^+ = \frac{1}{k} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) + \frac{\alpha_m}{k} \frac{z}{L_{MO}} \quad (4.16)$$

Ici, L_{MO} est la longueur de Monin Obukhov. Il s'agit de la longueur à partir de laquelle les effets de flottabilités sont supérieurs aux effets de cisaillement du vent. Elle peut se calculer grâce à la formule :

$$L_{MO} = -\frac{\overline{\theta_0} u_*^2}{kg\theta_*} \quad (4.17)$$

α_m est un coefficient ayant pour valeur $\alpha_m = 4.6$ [4], g est l'accélération de la pesanteur, on prend $g = 9.81$, $\overline{\theta_0}$ représente une température caractéristique, dans notre cas nous prendrons la moyenne de température réalisée sur tout l'échantillon.

On remarque que lorsque $z \ll L_{MO}$, on retrouve le profil de vitesse d'une couche limite rugueuse.

5 Analyse du jeu de données

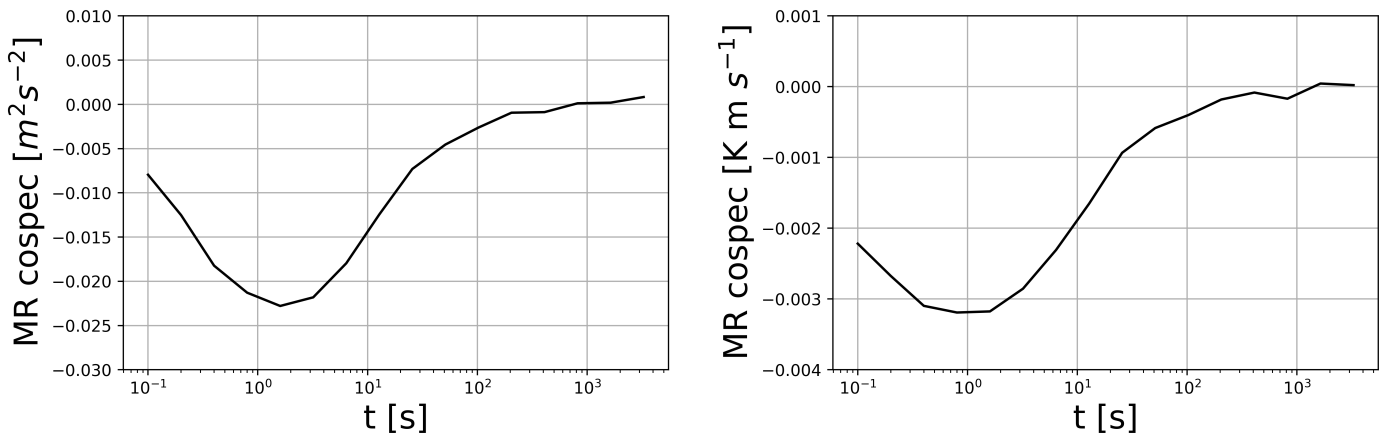
Dans cette partie, nous allons analyser un jeu de données de température et de vitesse du vent dans 3 directions échantillonnées à 20Hz. Plus particulièrement, nous allons chercher à analyser les propriétés de la turbulence présente dans ce jeu de données.

Avant de pouvoir les analyser, les données obtenues ont dû être pré-traitées. Il a fallu dans un premier temps s'assurer que les données obtenues sont cohérentes, ensuite une épuration des données a été réalisée. Pour pouvoir analyser les propriétés de la turbulence, il a ensuite fallu procéder à un changement de référentiel sur la vitesse et une modification de la valeur de température mesurée. La description de ce travail est disponible Annexe C.

Dans cette partie, nous n'allons pas discuter des incertitudes des grandeurs calculées, en effet, le manuel d'utilisation du capteur [1] nous donne les incertitudes suivantes : 0.001 m/s pour la vitesse ainsi que 0.002 K pour la température. Sachant que les grandeurs mesurées sont comprises entre 1 et 15 m/s pour la vitesse et 250 et 270 K, cela nous donne une incertitude relative de 0.1% pour la vitesse et 0.001% pour la température. Au vu des valeurs d'incertitudes, nous avons donc considéré que lors de cette étude nous ne nous intéresserons pas aux incertitudes.

5.1 Analyse MRD

L'objectif de cette étude est de déterminer si le temps choisi de 2min pour faire des moyennes lors de notre décomposition de Reynolds est cohérent. Nous voulons que l'entièreté (ou du moins la grande majorité) du flux turbulent soit compris dans ces 2min. Pour déterminer ce temps, on regarde pour quelle échelle de temps l'amplitude du spectre MR est égale à environ 10% de son amplitude maximale [8].



(a) moyenne des MRD réalisés sur le flux $u'w'$

(b) MRD réalisé sur le flux $w'\theta'$

FIGURE 5 – moyenne des MRD réalisés sur la nuit du 22-23 décembre

On remarque que ce soit pour le spectre du flux de vitesse ou du flux de température, l'échelle de temps de la turbulence est entre 10^2 et $3 \cdot 10^2$ et secondes. Le choix de 120 secondes semble donc cohérent.

5.2 Flux turbulents

L'analyse que nous allons présenter a pour objectif final de déterminer la hauteur de rugosité cinématique de la neige. Pour l'instant, cette étude a été réalisée seulement pour les nuits où une couche limite rugueuse peu stratifiée était présente.

5.2.1 Analyse des flux turbulents de vitesse et de chaleur

L'analyse que nous allons présenter a pour objectif final de déterminer la hauteur de rugosité cinématique de la neige. Pour l'instant cette étude a été réalisée seulement pour les nuits où une couche limite rugueuse peu stratifiée était présente. Nous allons donc étudier seulement certaines parties où les conditions nous montrent que nous sommes en présence d'une couche limite. Nous allons présenter un exemple où nous sommes bien dans une situation de couche limite peu stratifiée : la nuit du 22 au 23 décembre.

Premièrement, nous devons vérifier que nous nous situons dans un épisode catabatique. Pour cela, il faut vérifier que la température diminue au cours du temps et que la vitesse du vent est quasi-constante. Il faut également que les RMS (racine de la moyenne au carré) des résidus de vitesses et de température soient quasi constantes. Nous ne cherchons pas à vérifier ces critères pour chaque point de mesure, nous voulons surtout nous assurer de la tendance globale. Pour réaliser ce choix dans les données à analyser, nous nous intéressons d'abord aux moyennes des vitesses et de la température.

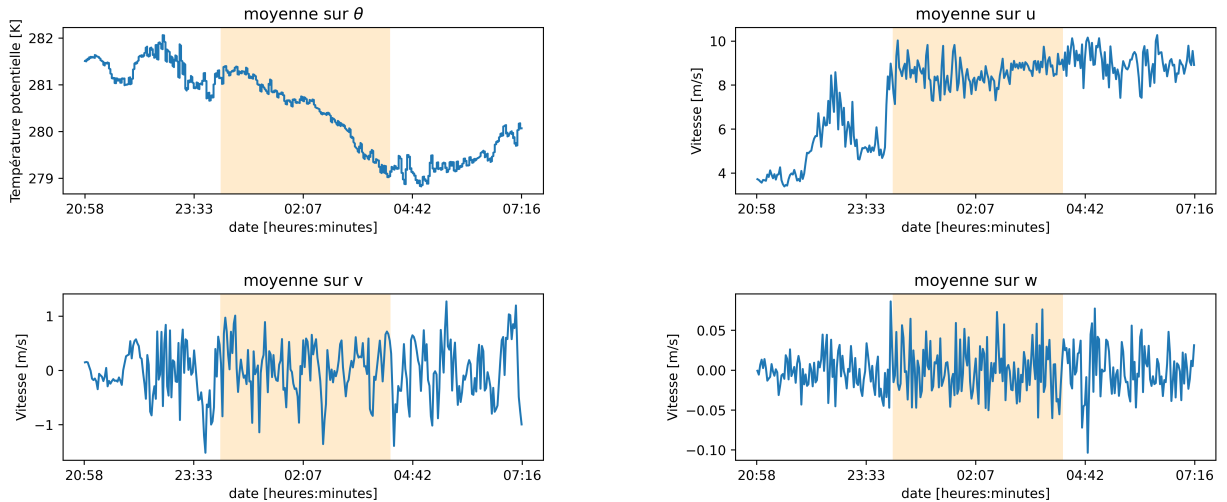


FIGURE 6 – Choix du domaine d'étude pour la nuit du 22 au 23 décembre

On peut voir figure 7, l'évolution des vitesses u, v et w ainsi que de la température moyenne $\overline{T}$ ainsi que la zone d'étude choisie selon les critères explicités ci-dessus. Nous devons maintenant vérifier que cela correspond bien à une zone où les RMS sont quasi constantes.

Remarque : La température potentielle moyenne est supérieure à 0°C , mais la température mesurée est bien inférieure à 0°C .

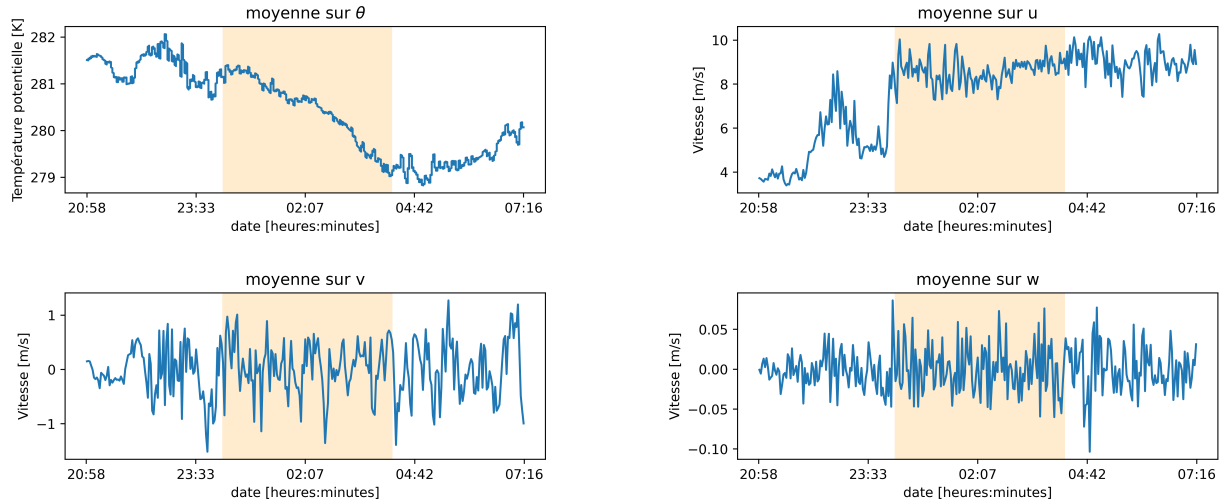
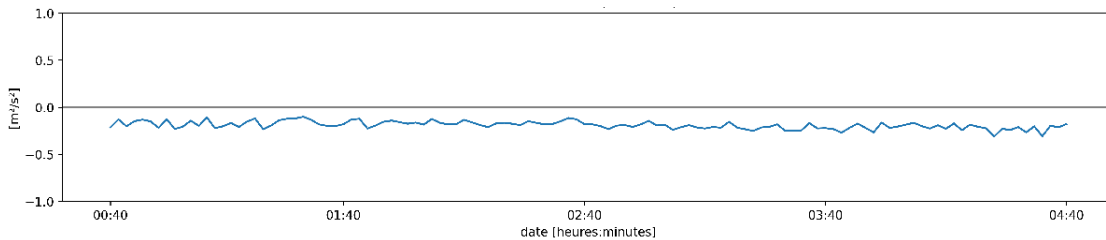


FIGURE 7 – Vérification du choix du domaine d'étude pour la nuit du 22 au 23 décembre

Les RMS sont bien quasi-constants, nous pouvons donc calculer l'ensemble des flux turbulents.

Remarque : Selon les nuits, la taille de l'échantillon étudié va varier, il est arrivé de finir avec des jeux de données de moins de 2h.


 FIGURE 8 – Évolution du flux $\overline{u'w'}$ pour la nuit du 22 au 23 décembre, durant le domaine d'étude choisi

Nous pouvons observer figure 8 l'évolution du flux turbulent $\overline{u'w'}$. On remarque que le flux est négatif et quasi constant. Sa valeur moyenne est de $-0.19m^2/s^2$. La valeur moyenne des flux $\overline{u'v'}$ et $\overline{v'w'}$ sont bien plus faibles (environ 20 fois plus petite) et oscillent autour de 0 (cf annexe E). Ces résultats sont cohérents avec l'installation d'un vent catabatiques et d'autres mesures réalisés dans des conditions similaires [4] (dans cette thèse, les mesures sont réalisées au Cap Prud'homme et à Dome C).

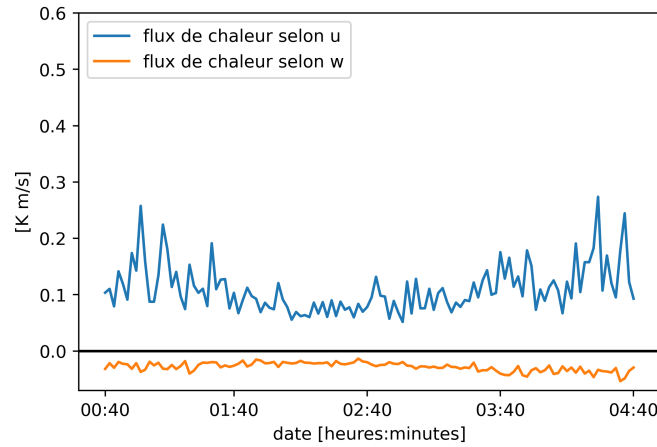


FIGURE 9 – Évolution de 2 flux de chaleur pour la nuit du 22 au 23 décembre, durant le domaine d'étude choisi

On observe figure 9 que le flux de chaleur selon l'axe w est quasi-constant et que le flux selon l'axe u est positif et le flux selon w est négatif. L'amplitude du flux de chaleur est plus grande selon l'axe u en comparaison à l'amplitude du flux selon l'axe w (0.1 K m s^{-1} en comparaison à 0.02 K m s^{-1} en moyenne). Toutes ces propriétés sont classiques des couches limites cisillées.

A partir de ces flux, nous pouvons calculer la vitesse u_* et la température de frottement θ_* , puis grâce à ces quantités, nous pouvons calculer la longueur de Monin Obukhov.

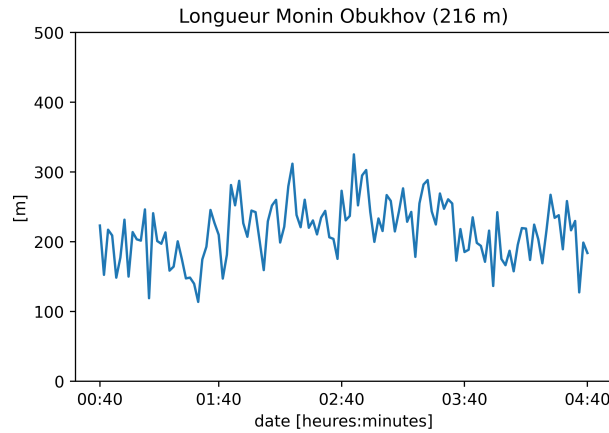


FIGURE 10 – Évolution de la longueur de Monin Obukhov pour la nuit du 22 au 23 décembre, durant le domaine d'étude choisi

Nous pouvons figure 10, l'évolution de la longueur de Monin Obukhov. Elle reste quasi-constante sur toute la durée de l'échantillon et a une valeur moyenne de 216m. Il s'agit d'une valeur classique pour une couche limite (pour des couches limites, la L_{MO} se situe entre 100m et 1000m. Notre point de mesure se situant à une hauteur de 2m, on peut confirmer l'hypothèse $z \ll L_{MO}$ et négliger les effets de flottabilité lors du calcul du profil de vitesse $u(z)$).

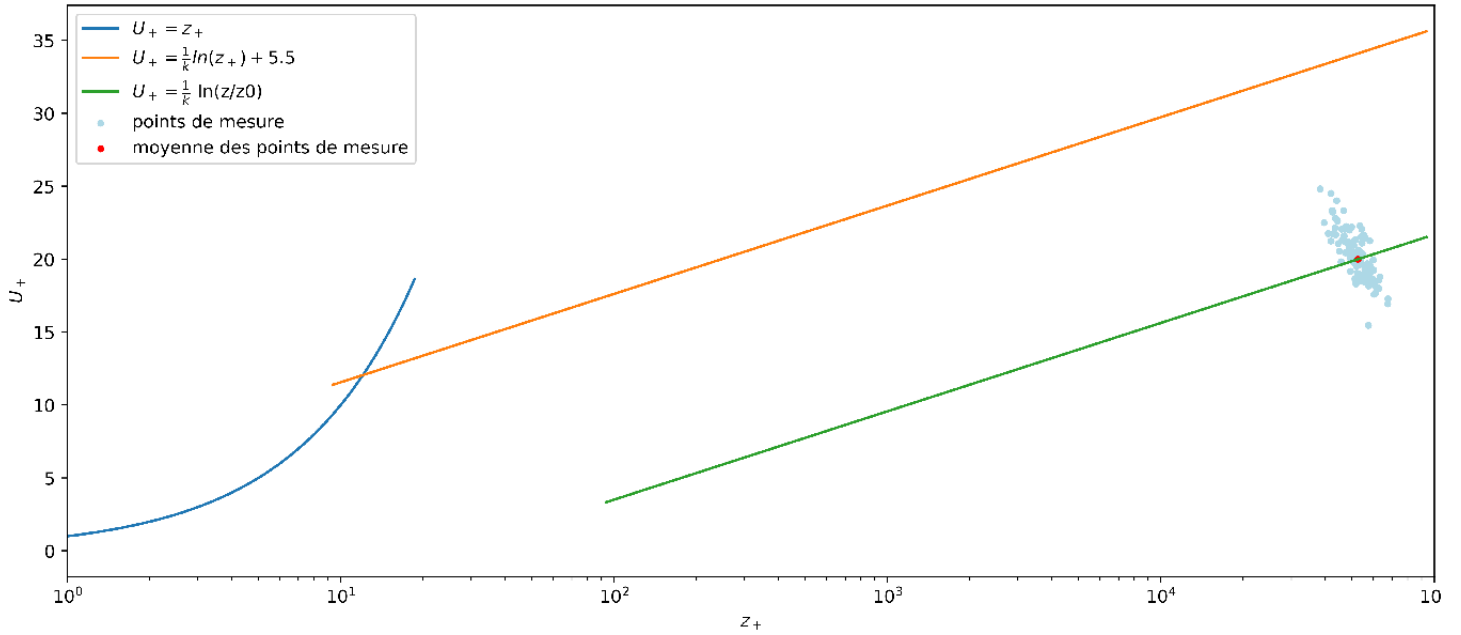


FIGURE 11 – Profil de vitesse normalisée obtenu pour la nuit du 22 au 23 décembre, durant le domaine d'étude choisi

Nous pouvons observer figure 11 plusieurs courbes. En bleu et en orange, nous pouvons observer le profil de vitesse pour le régime visqueux le profil de vitesse pour une couche limite lisse. En bleu, nous pouvons observer où se situe l'intégralité des points de mesures réalisés pour l'échantillon étudié. En rouge, nous pouvons voir un point réalisé en faisant la moyenne des points de mesures et en vert le profil de vitesse passant par ce point. On peut déduire de l'écart entre le profil de vitesse mesuré et le profil de vitesse d'une couche limite lisse la hauteur de rugosité cinématique z_0 . Pour cette nuit, nous trouvons $z_0 = 0.9mm$. Cette valeur est cohérente avec les autres valeurs de z_0 mesurées en Antarctique. (valeurs allant de 0.1mm à 2mm [4] [7] [2]).

Nous avons vérifié que notre choix du régime complètement rugueux était cohérent, pour cela, nous avons calculé le coefficient $k_s^+ = 30z_0^+$

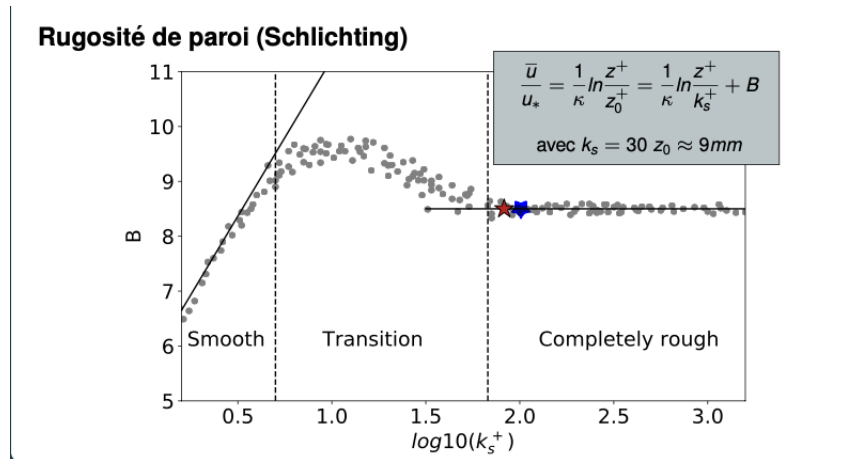


FIGURE 12 – Vérification du régime de rugosité

On trouve $k_s = 12.1mm$ qui est dans le régime complètement rugueux comme nous pouvons le voir

figure 12. Notre choix de régime est donc valide

L'analyse discutée jusqu'ici n'a pas été réalisable pour chacun des jeux de données à dispositions. Un tableau a été réalisé pour comparer l'avancement de l'analyse réalisé.

Jour au début de la mesure	Re [-]	u_* [m/s]	θ_* [K]	τ_T [-]	L_{MO} [m]	z_0 [mm]
21/12/2013	$1.23 \cdot 10^6$	0.40	0.012	0.12	1200	0.17
22/12/2013	$9.66 \cdot 10^5$	0.43	0.064	0.12	216	0.9
23/12/2013	$1.53 \cdot 10^6$	-	-	-	-	-
24/12/2013	$1.17 \cdot 10^6$	0.48	0.073	0.10	212	0.2
25/12/2013	$1.18 \cdot 10^6$	0.48	0.009	0.10	1790	0.3
26/12/2013	$9.96 \cdot 10^5$	0.43	0.063	0.13	195	0.5
27/12/2013	$4.19 \cdot 10^5$	0.16	0.091	0.29	19	-
28/12/2013	$2.13 \cdot 10^5$	0.03	0.083	0.05	1	-
29/12/2013	$3.97 \cdot 10^5$	0.19	0.031	0.1	84	-
30/12/2013	$1.00 \cdot 10^5$	-	-	-	-	-
31/12/2013	$2.01 \cdot 10^5$	-	-	-	-	-
01/01/2014	$3.87 \cdot 10^5$	-	-	-	-	-

Nous pouvons voir que la détermination de la hauteur de rugosité de la neige n'a pu se faire seulement sur 5 jeux de données. Il y a 3 jeux de données pour lesquels la longueur de Monin Obukhov est trop petite, nous ne pouvons donc pas négliger les effets de flottabilité. Il y également 4 jeux de données pour lesquels aucun épisode catabatique n'a été identifié, l'analyse des flux turbulents n'a donc pas été réalisée. A terme, l'ensemble des jeux de données seront analysés, cependant ils sont plus complexes à étudier et ne sont donc pas traités pour le moment.

Nous pouvons remarquer que les jeux de données se situant dans la deuxième moitié de la campagne (à partir du 27/12/2013) n'ont pas pu être étudiés alors que l'analyse a pu être réalisé pour la plupart des jeux de données de la première moitié de la campagne (tous sauf le 23/12/2013). La différence majeure des caractéristiques pouvant affecter l'écoulement entre le début et la fin de la campagne est une différence dans la pente topographique. En effet, durant le début de la campagne, la pente est beaucoup plus prononcée que durant la fin de la campagne. Lorsque la pente est moins prononcée, le vent catabatique est moins intense et d'autres effets comme l'accélération de Coriolis peuvent entrer en compte, ce qui rend l'analyse plus difficile.

6 Conclusion

Ce stage s'est intéressé aux vents catabatiques en Antarctique et aux propriétés de la turbulence présente dans ces vents. Un jeu de données prêt à être analysé a été réalisé. Cela nous a permis de quantifier les flux turbulents et de repérer des épisodes catabatiques dans une couche limite non stratifiée. Lorsque ces événements ont été repérés, cela nous a permis de quantifier la rugosité de la neige en Antarctique pour les différents lieux de mesure. Nous avons également pu classer les différents jeux de données en fonction de leurs caractéristiques turbulentes. Cela permettra d'utiliser les méthodes appropriées pour pouvoir mener une étude similaire. On pourra ensuite comparer les valeurs de rugosité trouver avec les papiers [5] [2] pour évaluer l'impact de la température, de l'homogénéité de l'écoulement ou de l'altitude sur la hauteur de rugosité aérodynamique. Le jeu de données réalisé permettra également d'étudier d'autres propriétés comme l'anisotropie de la turbulence ou le changement de direction du vent causé par l'accélération de Coriolis.

Références

- [1] CSAT3 THREE DIMENSIONAL SONIC ANEMOMETER INSTRUCTION MANUAL. CAMPBELL SCIENTIFIC INC, 1998.
- [2] C. AMAURY. *Seasonal Variations in Drag Coefficient over a Sastrugi-Covered Snowfield in Coastal East Antarctica*. IGE, CNRS/IRD/University Grenoble Alpes, Grenoble, France, 2017.
- [3] B. ANDREOTTI and S. DOUADY. *On probability distribution functions in turbulence*. Laboratoire de Physique Statistique de l'École Normale Supérieure, 1999.
- [4] H. BARRAL. *Couches limites atmosphériques en Antarctique : observation et simulation numérique*. Université de Grenoble, 2015.
- [5] S. BLEIN. *Observation et modélisation de couche limite atmosphérique stable en relief complexe : le processus turbulent d'écoulement catabatique*. Université Grenoble Alpes, Grenoble, France, 2016.
- [6] I. W. BW Brock. *Measurement and parameterization of aerodynamic roughness length variations at Haut Glacier d'Arolla, Switzerland*. J Glaciol, 2006.
- [7] C. CHARRONDIÈRE. *Katabatic Winds over Steep Slopes : Overview of a Field Experiment Designed to Investigate Slope-Normal Velocity and Near-Surface Turbulence*. Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels (LEGI), Grenoble, France, 2021.
- [8] C. CHARRONDIÈRE. *In-situ study of katabatic flows over a steep alpine slope during anticyclonic conditions*. Laboratoire des Ecoulements Géophysique et Industriel, Grenoble, France.
- [9] FD. *RAPPORT DE STAGE*.
- [10] J. KAIMAL and J. FINNIGAN. *Atmospheric Boundary Layer Flows Their Structure and Measurement*. OXFORD UNIVERSITY PRESS, 1994.
- [11] D. KIRKOV. *La turbulence dans les vents catabatiques sur le plateau antarctique, Traitement et analyse des données*. Laboratoire des Ecoulements Géophysique et Industriel, Grenoble, France.
- [12] Oldroyd. *Adapting tilt corrections and the governing flow equations for steep, fully three-dimensional, mountainous terrain*. Boundary-Layer Meteorology, 2016.
- [13] S. POPE. *Turbulent Flows*. Cambridge University, 2011.
- [14] A. SEGALINI. *Uncertainty analysis of the Von Karman constant*. Experiments in Fluids, 2013.
- [15] R. STULL. *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*. Springer Dordrecht, 1988.
- [16] D. VICKERS. *The Cospectral Gap and Turbulent Flux Calculations*. Journal of Atmospheric and Oceanic Technology, 2003.
- [17] E. VIGNON. *Momentum- and Heat-Flux Parametrization at Dome C, Antarctica : A Sensitivity Study*. Laboratoire de Glaciologie et Géophysique de l'Environnement, CNRS/Université Grenoble Alpes, Grenoble, France, 2016.

A Caractéristiques des sites de mesures

A.1 Caractéristiques géographiques

Date	Latitude	Longitude	Altitude	Correction de l'altitude par QGIS	Pression en hPa
22.12.2013 D10	66°41,962' S	139°50,880' E	280 m	100-150m	942,1
23.12.2013 D47	67°23,898' S	138°40,541' E	1568 m	ok	806,5
24.12.2013 Virage Nord	67°50,947' S	136°53,584' E	1948 m	ok	763,7
25.12.2013	68°36,373' S	135°07,131' E	2543 m	2300-2400 m	719,0
26.12.2013	69°40,130' S	134°14,777' E	2668 m	2500-2600 m	717,0
27.12.2013	70°32,230' S	133°57,203' E	2704 m	2600-2700 m	712,1
28.12.2013	71°36,763' S	131°55,903' E	2966 m	ok <	684,7
29.12.2013	72°39,799' S	129°42,614' E	3172 m	ok <	669,7
30.12.2013	73°42,030' S	127°16,515' E	3200 m	3100-3200 m	664,8
31.12.2013	74°47,174' S	124°19,191' E	3265 m	ok <	662,6
1.1.2014 Dôme C	75°06,000' S	123°19,000' E	3273 m	3233 m	661,1
2.1.2014 Dôme C	75°06,000' S	123°19,000' E	3274 m	3234 m	nan

FIGURE 13 – Tableau tiré du rapport de stage réalisé par D. LAV donnant la localisation précise des sites de mesures)

A.2 Caractéristiques de l'air lors de la prise de mesure

Le tableau ci-dessous nous donne plusieurs caractéristiques de l'air pour les nuits de mesures. Il s'agit de caractéristiques moyennes ayant pour but de donner un ordre de grandeur de la caractéristique et non une valeur précise. Seules les valeurs de températures et de pressions sont mesurées, les valeurs de densités et de viscosité dynamique et cinématiques sont calculées grâce à la loi des gaz parfaits de l'air sec : $p = \rho R_a T$ et la loi de Shuterland :

$$\frac{\eta}{\eta_0} = \left(\frac{T}{T_0}\right)^{3/2} \frac{T_0 + S_\eta}{T + S_\eta} \quad (\text{A.1})$$

Avec $\eta_0 = 1.716 \cdot 10^{-5}$ $T_0 = 273$ et $T_\eta = 111$

Jour au début de la mesure	T [K]	P [hPa]	ρ [kg/m ³]	η [Pa s]	ν [m ² /s]
21/12/2013	272	941	1.20	$1.71 \cdot 10^{-5}$	$1.42 \cdot 10^{-5}$
22/12/2013	268	806	1.04	$1.69 \cdot 10^{-5}$	$1.63 \cdot 10^{-5}$
23/12/2013	258	764	1.03	$1.64 \cdot 10^{-5}$	$1.60 \cdot 10^{-5}$
24/12/2013	254	719	0.99	$1.62 \cdot 10^{-5}$	$1.64 \cdot 10^{-5}$
25/12/2013	252	717	0.99	$1.61 \cdot 10^{-5}$	$1.63 \cdot 10^{-5}$
26/12/2013	247	712	1.00	$1.58 \cdot 10^{-5}$	$1.58 \cdot 10^{-5}$
27/12/2013	249	685	0.96	$1.59 \cdot 10^{-5}$	$1.67 \cdot 10^{-5}$
28/12/2013	244	670	0.96	$1.57 \cdot 10^{-5}$	$1.64 \cdot 10^{-5}$
29/12/2013	253	665	0.92	$1.62 \cdot 10^{-5}$	$1.76 \cdot 10^{-5}$
30/12/2013	252	663	0.92	$1.61 \cdot 10^{-5}$	$1.75 \cdot 10^{-5}$
31/12/2013	251	661	0.92	$1.60 \cdot 10^{-5}$	$1.74 \cdot 10^{-5}$
01/01/2014	256	661	0.90	$1.63 \cdot 10^{-5}$	$1.81 \cdot 10^{-5}$

B Présentation des appareils de mesures

B.1 Présentation du mât de mesures

Chaque nuit, les différents appareils de mesures étaient accrochés à un mât qui était fixé au sol, dont nous pouvons voir une photo figure 14

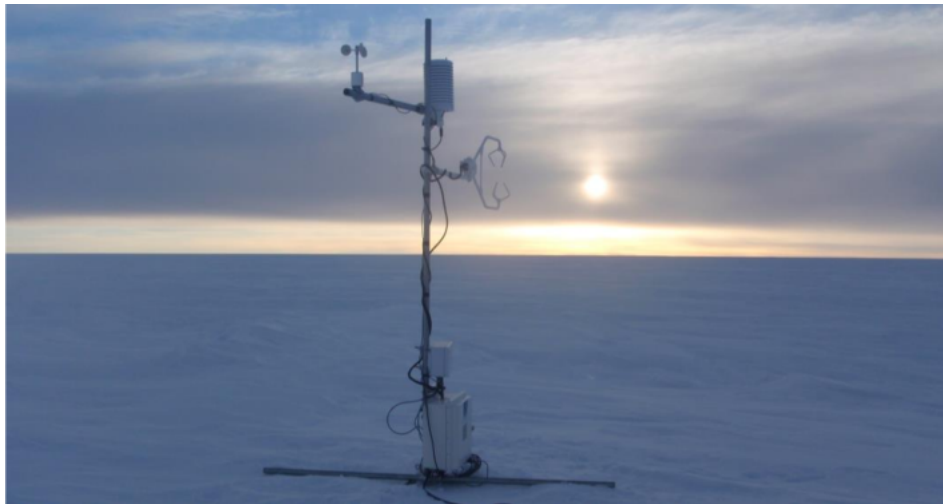


FIGURE 14 – Figure tiré du rapport de stage réalisé par D. LAV, photographie du mât de mesure

Nous pouvons observer que les différents appareils de mesures sont installés à des hauteurs différentes, ces hauteurs sont répertoriées dans le tableau suivant.

	Hauteur [m]
Anémomètre à coupelle	2.25
Thermo-hygromètre	2.25
Anémomètre sonique	1.75

B.2 Présentation de l'anémomètre sonique

Le modèle d'anémomètre sonique utilisé est le CSAT3, son schéma es visible figure 15

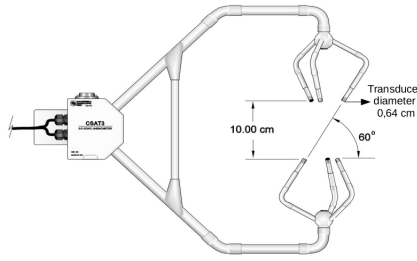


FIGURE 15 – Schéma d'un anémomètre sonique CSAT3, Figure tiré du site www.campbellsci.fr

Le principe de fonctionnement est le suivant. Les transducteurs envoient et reçoivent une onde ultrasonique. La durée que l'onde met pour aller d'un transducteur à l'autre est mesurée dans les 2 sens.

On a

$$t_1 = \frac{d}{c + V} \quad \text{et} \quad t_2 = \frac{d}{c - V} \quad (\text{B.1})$$

Avec t_1 , la durée mesurée dans un sens, t_2 la durée mesurée dans l'autre sens, d la distance séparant les 2 transducteurs, c la vitesse du son et V la vitesse du vent.

On peut donc en déduire la mesure de vitesse du vent et du son de la manière suivante.

$$V = \frac{d}{2} \left(\frac{1}{t_1} - \frac{1}{t_2} \right) \quad \text{et} \quad c = \frac{d}{2} \left(\frac{1}{t_1} + \frac{1}{t_2} \right) \quad (\text{B.2})$$

On peut ensuite déduire la température de la mesure de vitesse du son grâce à la formule suivante (formule de [10]).

$$T = \frac{c^2}{\gamma_d R} \quad (\text{B.3})$$

ou γ_d est le rapport de la chaleur spécifique de l'air sec à pression constante et de la chaleur spécifique de l'air sec à volume constant. et R la constante des gaz parfaits.

B.3 Présentation de l'anémomètre à coupelle

Le modèle d'anémomètre à coupelle utilisé est le A100R.

Le principe de l'anémomètre à coupelle est le suivant. Il se compose de trois demi-coquilles (de la taille d'une balle de tennis) disposées sur des bras horizontaux disposés à 120 degrés et montées sur un axe vertical équipé d'un dispositif de comptage de tours, cela permet de mesurer le nombre de tour réalisé par unité de temps (la vitesse de rotation de l'anémomètre). Cette vitesse de rotation est proportionnelle à la vitesse du vent.

Lorsque le frottement de la liaison pivot est important par rapport à la vitesse de vent, mesures sont moins précises. Cela arrive lors de fluctuations et de vitesses de vent faibles.

Dans le modèle utilisé, la méthode utilisée pour compter le nombre de tours est la suivante. Un aimant tourne avec l'axe du moulinet générant un champ variable. Un relais à lame vibrante baignant dans le mercure établit et rompt le contact une fois par révolution du champ induit.

B.4 Présentation du thermo-hygromètre

Les mesures de température et humidité sont réalisées avec des sondes Vaisala HMP155.

Le thermomètre est une pièce de platine dont la résistance croît quasi-linéairement avec la température. L'hygromètre est composé d'une membrane en céramique HUMICAP dont les propriétés diélectriques sont sensibles à l'humidité. Le capteur mesure une capacité, qui couplée à la mesure de température est convertie en humidité relative par une calibration empirique. L'humidité relative se mesure en pour-cent par rapport au liquide pour $T > 0^\circ\text{C}$ et au solide pour $T \leq 0^\circ\text{C}$. Il faudra donc corriger la valeur d'humidité donnée par ce capteur pour des températures négatives. Pour cela, nous allons utiliser la formule suivante, tirée de la thèse [4].

$$RH_c = RH \frac{Psat_{solide}}{Psat_{liquide}} \quad (\text{B.4})$$

RH_c est l'humidité relative corrigée, RH la mesure d'humidité relative, $Psat_{solide}$ la pression de vapeur saturante pour l'eau à l'état solide et $Psat_{liquide}$ la pression de vapeur saturante pour l'eau à l'état liquide.

C Pré-Traitement

Le jeu de données à disposition contenant des mesures réalisés sur 10 jours, dans cette partie, nous allons présenter seulement un exemple la nuit du 22/23, le même pré-traitement a été réalisé sur l'ensemble des nuits et est disponible en annexe.

C.1 Comparaison des appareils de mesures

Dans un premier temps, nous allons comparer les données de vitesses et de températures captés par l'anémomètre sonique, l'anémomètre à coupelle et le thermo-hygromètre. L'important pour cette analyse n'est pas de comparer quantitativement les différences mais seulement de vérifier que les tendances sont les mêmes. En effet que ce soit pour les mesures de vitesses ou de températures, il y a des biais qui nous empêche de les comparer quantitativement. Premièrement la différence de hauteur entre les différents capteurs va induire une différence dans la mesure. Un autre biais affectant les mesures de vitesses entre l'anémomètre à coupelle et l'anémomètre sonique est le fait que l'anémomètre à coupelle ne peut mesurer que la vitesse du vent horizontal là où l'anémomètre sonique mesure la vitesse du vent dans les 3 directions.

Premièrement, nous allons comparer la mesure de vitesse du vent.

Nuit du 22/23 : comparaison des appareils de mesure de vitesse du vent

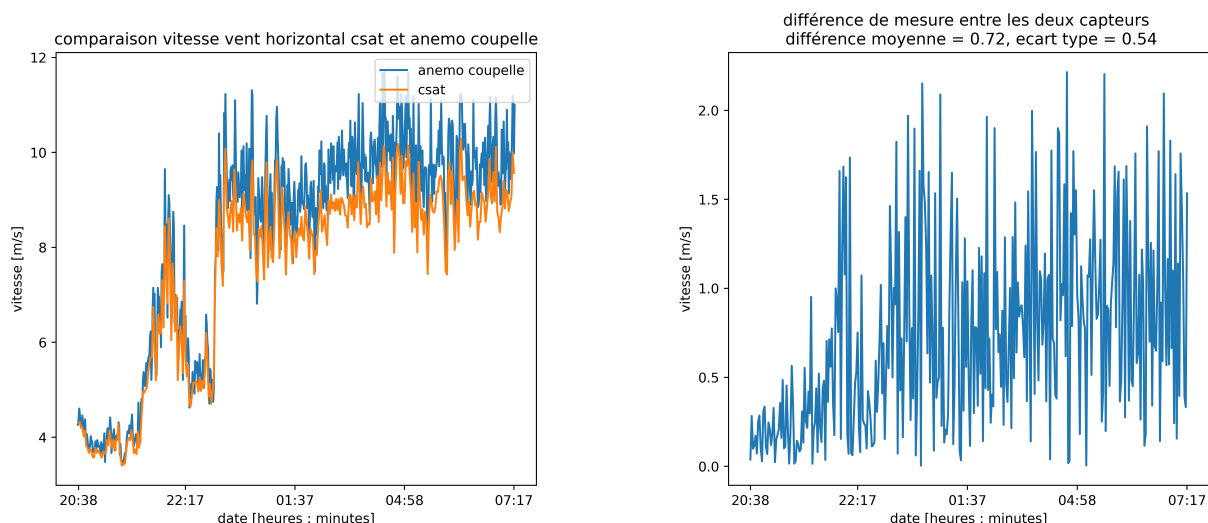


FIGURE 16 – Figure réalisée pour comparer les données de l'anémomètre sonique et l'anémomètre à coupelle

On observe figure 16, la comparaison de mesure des vitesses des deux appareils. On peut dans un premier temps vérifier qu'il suivent tous les deux la même tendance. On observe également un écart moyen d'environ 0.7 m/s.

Nous allons maintenant comparer la mesure de température.

Nuit du 22/23 : comparaison des appareils de mesure de température

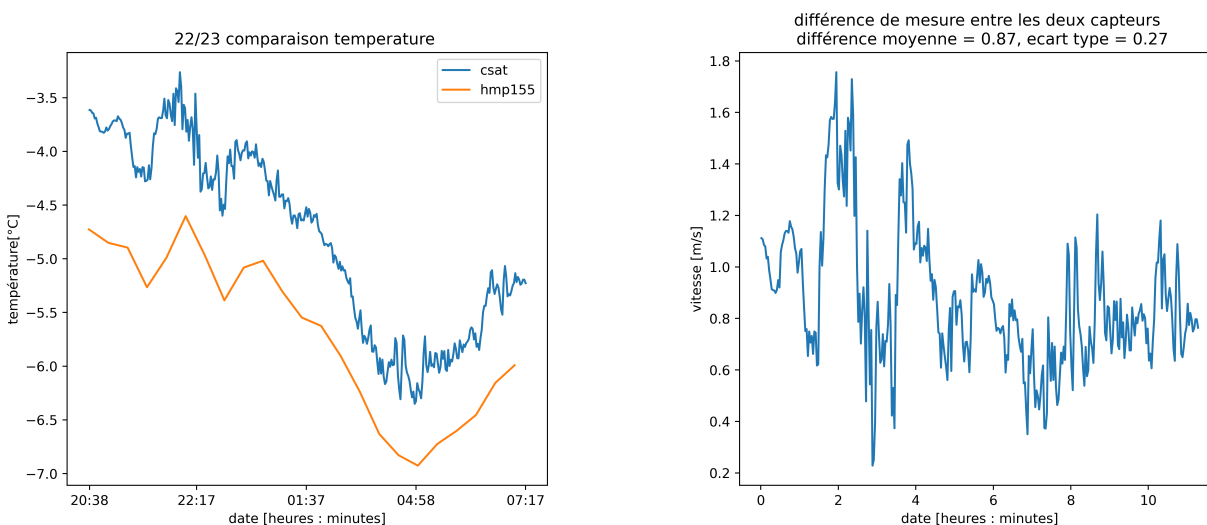


FIGURE 17 – Figure réalisée pour comparer les données de l'anémomètre sonique et du thermo-hygromètre

On observe figure 17, la comparaison de mesure de température des deux appareils. Ici encore, on peut dans un premier temps vérifier qu'il suivent tous les deux la même tendance. Cette fois-ci, on peut voir que le signal de l'hygro-thermomètre est beaucoup plus "lissé" que celui de l'anémomètre sonique. Cela est logique, le thermo-hygromètre réalise des moyennes sur la demie heure, là ou des moyennes sur

2 minutes ont été réalisés pour l'anémomètre. On observe un écart moyen, cette fois-ci d'environ 0.87°C , .

Cette comparaison entre les appareils de mesures nous permettent de voir que les mesures sont cohérentes entre elles, nous allons donc considérer qu'elles sont valables et passer à la suite de l'étude.

A partir d'ici, nous allons nous concentrer sur les mesures réalisés par l'anémomètre sonique car ce sont les données ayant la meilleure résolution temporelle et donc les plus adaptées pour étudier la turbulence.

C.2 Épuration des données

Lorsque l'on trace l'évolution de la température et de la vitesse au cours du temps, on observe clairement des points incohérents très éloignés de l'ensemble des autres points de mesures. La méthode choisie pour épurer les données est donc la suivante : On va chercher à fixer un écart maximum à la moyenne au delà duquel nous considérons que les points sont incohérents et donc ou nous enlèverons tous les points qui s'écartent trop. Il ne faut cependant pas enlever trop de points écartés de la moyenne car des propriétés de la turbulence se trouvent dans ces points ayant un écart important de la moyenne.

Pour trouver cet écart maximum, nous traçons l'histogramme du résidu (valeur instantanée -valeur moyenne) de température et des vitesses dans les trois directions. On s'attend à observer une figure proche de la gaussienne mais pas à observer une gaussienne classique pour autant. En effet, pour des mesures de turbulences, il est classique que la figure s'écarte d'une gaussienne classique [3]. On peut observer figure 18 un exemple des histogrammes tracés.

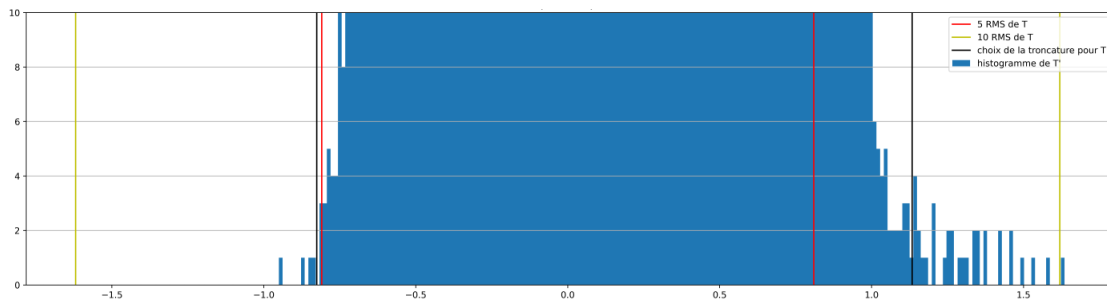


FIGURE 18 – Histogramme du résidu de température pour la nuit du 22-23 décembre 2013

On ne cherche pas à enlever beaucoup de points dans nos jeux de données, l'histogramme est donc zoomé pour afficher des résidus de température ayant 10 occurrences maximum (sur des jeux de données de l'ordre de 10^6 données).

Ce zoom nous permet d'observer des gammes de résidus étant extrêmement au bord de la "gaussienne" et ainsi d'éviter de couper des parties contenant des propriétés de la turbulence.

On peut voir en rouge et jaune des barres représentant 5 et 10 RMS pour se donner une idée de l'écart à la valeur moyenne.

La barre noire est l'écart choisi à partir duquel tronquer, cette écart est choisie selon la méthode suivante.

-On observe a un creux (une ou plusieurs gammes de valeurs de températures ou de vitesses n'ayant aucunes occurrences) avant d'avoir un ou plusieurs nouveaux pics. -On n'observe non pas un creux mais

un pic ou un plateau très important (plus de 3 fois le nombre d'occurrences alentours).

Les points ainsi supprimés ne sont pas remplacés par des points interpolés car souvent les points à épurer sont causés par une vibration du mat de mesure, on a donc une série de plusieurs points cote à cote à remplacer. On ne peut donc pas faire d'interpolation avec les points adjacents et si pour remplacer ce points, nous choisissons de calculer une moyenne sur des temps plus, la partie tronquée n'aurait plus de turbulence, ce que nous cherchons à étudier. À la place de remplacer les points tronqués, nous allons enlever le point et décaler l'entièreté du signal se situant après le point enlevé d'un point de mesure en arrière. Cela n'est pas optimal puisque cela fausse notre mesure de temps (de 0.05s) par points de mesure enlevé mais c'est une solution qui nous permet tout de même de réaliser l'analyse souhaitée. De plus, le nombre de points enlevé étant très faible (moins de 0.1% pour tous les jeux de données sauf un), cette approximation a été considérée acceptable.

Le même travail est réalisé sur les histogrammes des résidus de vitesses dans les 3 directions. On peut observer figure 19, les histogrammes des vitesses après troncature.

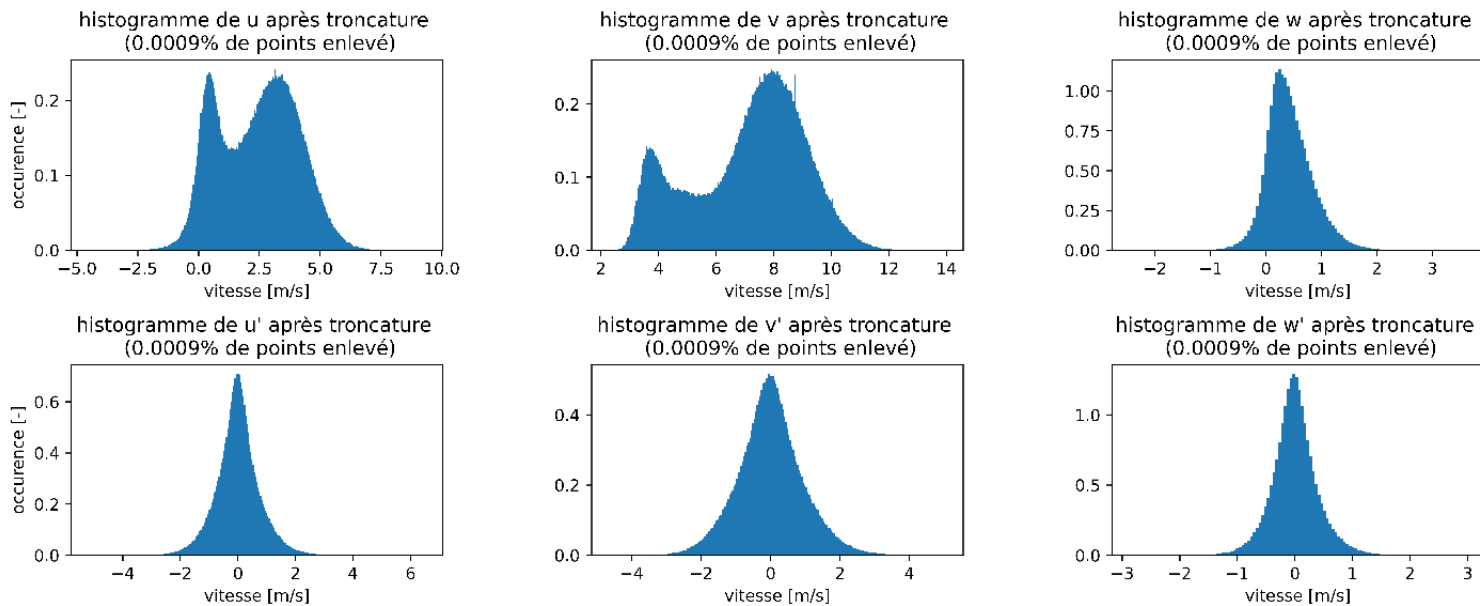


FIGURE 19 – Histogramme des vitesses après troncature pour la nuit du 22-23 décembre 2013 (histogramme normalisé pour que l'intégrale soit égale à 1)

On observe que les histogrammes des vitesses ne ressemble pas à des gaussiennes, cela semble nous indiquer qu'on observe plusieurs épisodes ayant des vents différents se sont déroulés durant une même nuit. On voit cependant que les histogrammes des résidus ont bien la forme d'une gaussienne sans être nécessairement une gaussienne classique. Ici, on voit par exemple que les bords ne sont pas symétriques.

C.3 Changement de référentiel

Dans cette partie, nous allons discuter du changement de référentiel effectué sur la mesure de vitesse. En effet, les mesures ayant été réalisées dans 3 directions arbitraires (lors de la prise de mesure on essaye tout de même de se placer les plus possible pour qu'une composante de la vitesse mesurée soit

dans la ligne de courant), un changement de référentiel est nécessaire.

Pour cela, nous allons procéder à rotation sur les données de vitesses obtenues. Il faut procéder à une rotation selon l'axe vertical car l'appareil de mesure peut être placé dans une autre direction que celle du vent. Il faut également faire une autre rotation pour s'assurer que notre axe vertical est bien à la verticale.

Concernant la notation utilisée, u_0 , v_0 et w_0 font référence aux vitesses dans le référentiel de l'anémomètre sonique (les vitesses mesurées). u , v et w font elles référence aux vitesses dans le référentiel d'étude. On a u dans la direction de la ligne de courant, v la composante horizontale perpendiculaire à u et w dans la direction à la verticale (perpendiculaire au sol).

Habituellement, pour effectuer ces rotations, on calcule les vitesses moyennes sur un temps de l'ordre de l'heure [8]. Grâce à ces moyennes, nous pouvons calculer l'angle entre la composante u_0 de la vitesse et la direction de la ligne de courant. On peut se permettre de faire des moyennes de l'ordre de l'heure car la direction du vent varie lentement ($< 1^\circ/\text{h}$), la direction sur 1h peut être considérée comme constante. Dans notre cas, il y a une rotation plus importante, comme nous pouvons le voir figure 20 (environ $5^\circ/\text{h}$), on ne peut pas considérer la direction du vent constante sur 1h, nous devons donc procéder différemment.

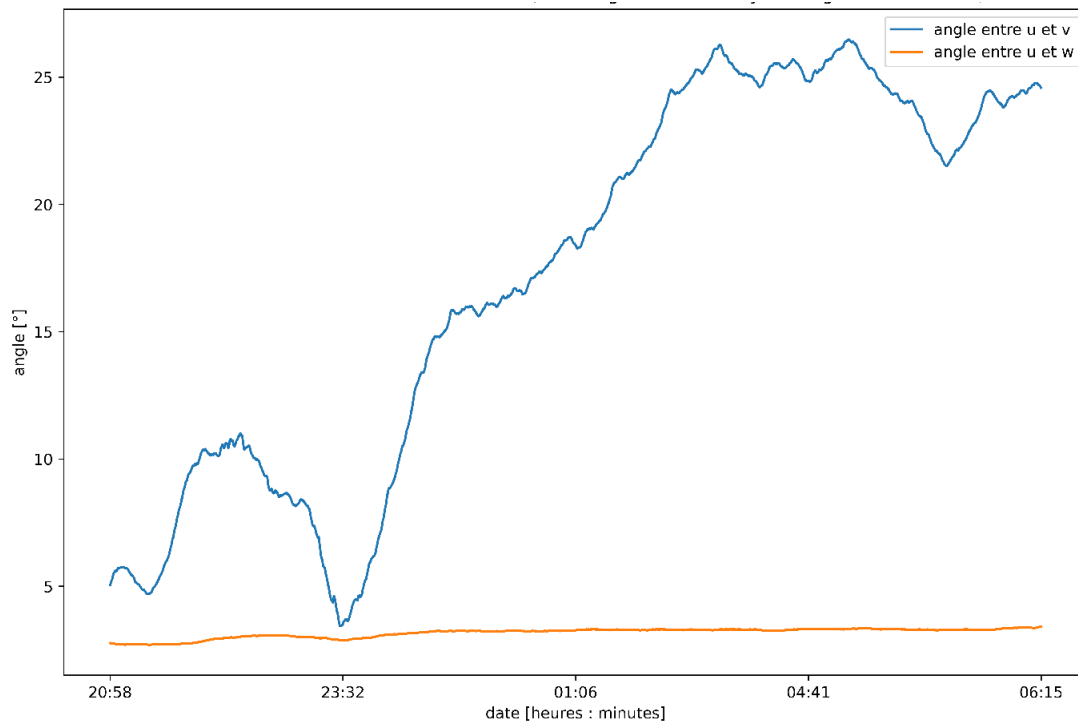
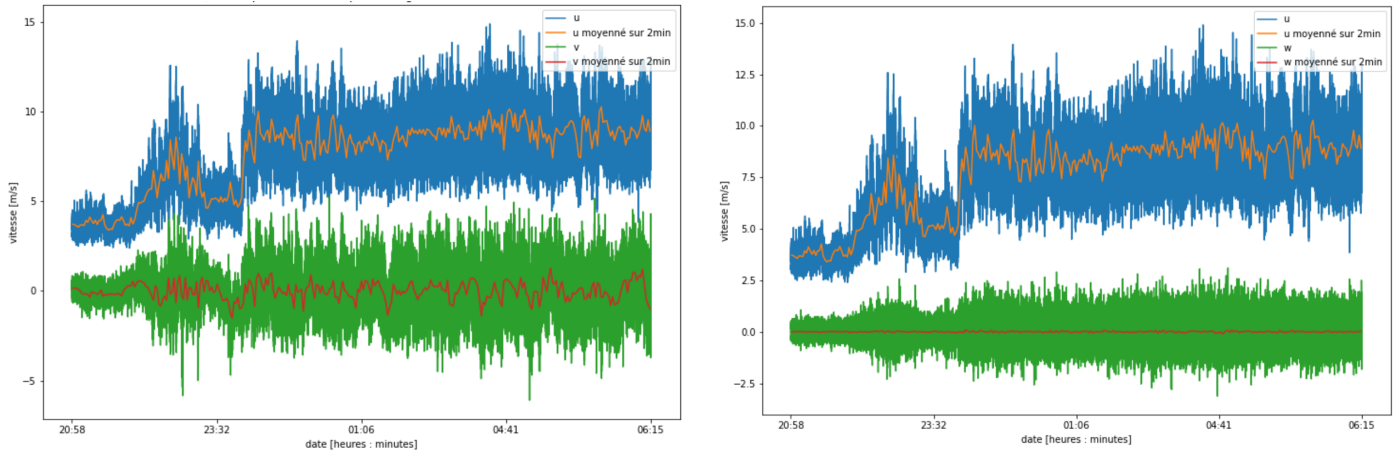


FIGURE 20 – Évolution de la direction du vent au cours de la nuit du 22/23

Nous allons calculer notre angle grâce à des moyennes glissantes de vitesse et non des moyennes classiques. Cela nous permet de suivre plus fidèlement la tendance de changement de direction présente dans nos mesures et ainsi de rester dans la ligne de courant. Vu que les moyennes glissantes sur 1h ont besoin de 30min de points avant après le point où elles sont calculées, nous allons devoir tronquer les premières 30min et les dernières 30min de notre jeu de données.

Si nous étions dans une configuration classique, nous aurions $\bar{v}$ et $\bar{w}$ nuls (l'écoulement moyen est unidirectionnel). Dans notre cas, nous n'avons pas ces égalités, on peut cependant remarquer figure ?? que $\bar{v}$ et $\bar{w}$ sont proches de 0 ($\bar{v}$ environ égal à 0.8 m/s et $\bar{w}$ environ égal à 0.1 m/s en comparaison à $\bar{u}$ environ égal à 9 m/s figure 21a et 21b).



(a) Évolution de la vitesse du vent instantanées et moyennes selon les axes u et v

(b) Évolution de la vitesse instantanées et moyennes du vent selon les axes u et w

FIGURE 21 – Évolution de la vitesse du vent durant la nuit du 22-23 décembre

C.4 Correction de la température

Nous allons maintenant passer à la correction de la mesure de température. Premièrement nous devons modifier notre signal de température, en effet, comme discuté dans le chapitre 4.2, nous devons corriger la mesure de température en calculant la température potentielle virtuelle.

Pour calculer la température virtuelle, nous avons besoin de la mesure de RH corrigée, pour l'obtenir, nous allons utiliser la formule B.4.

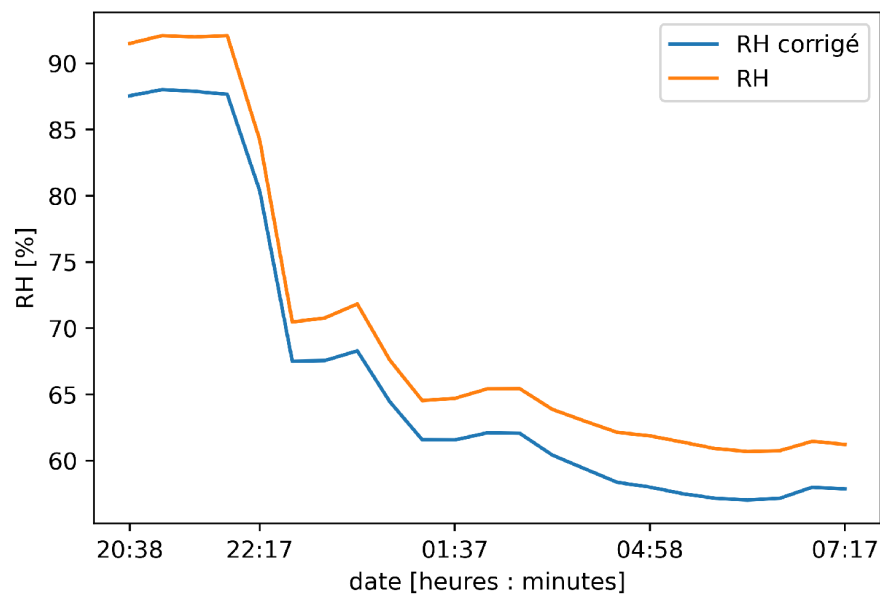


FIGURE 22 – Évolution de l'humidité relative au cours de la nuit du 22/23

On peut voir figure 22 que la correction de la mesure de RH nous montre un écart d'environ 5%.

Grâce à cette donnée ainsi qu'au données de pression au niveau des sites de mesures (données venant d'un précédent stage [11]), nous pouvons calculer la température virtuelle, puis la température virtuelle potentielle à l'aide des formules 4.1 et 4.2.

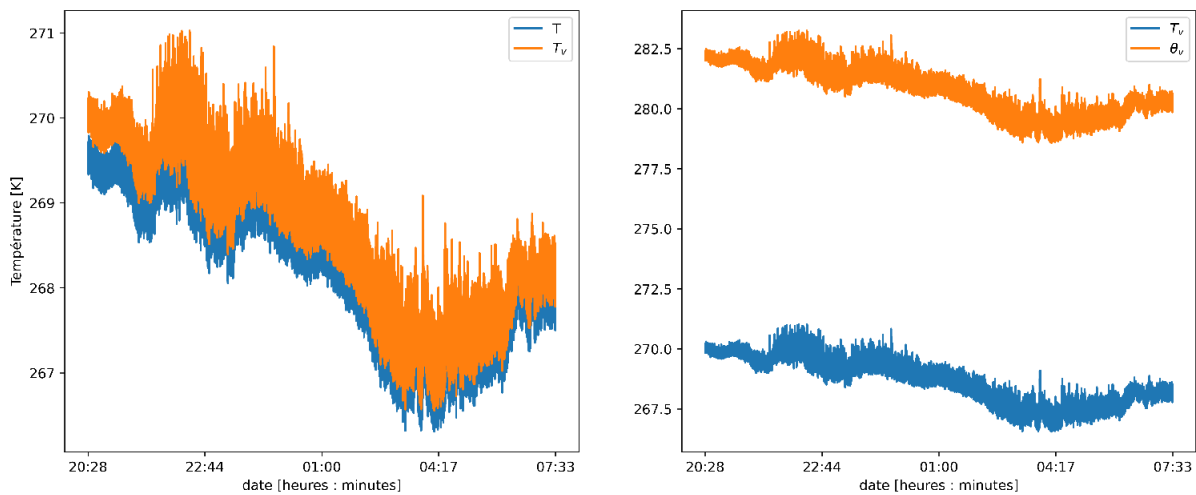
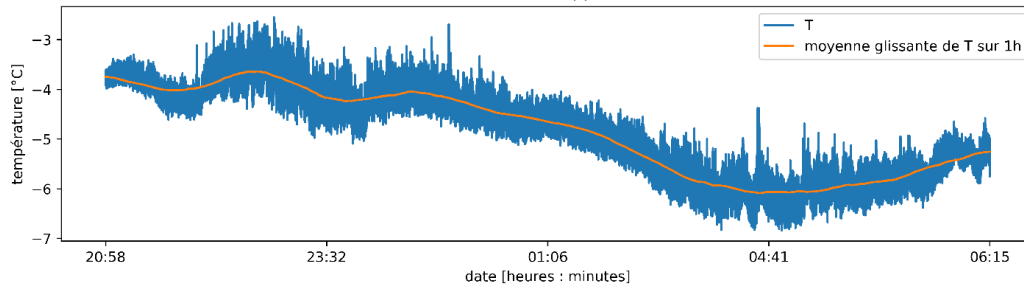


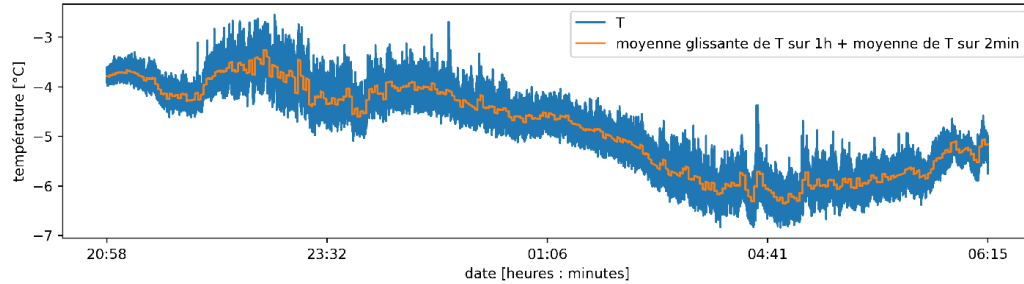
FIGURE 23 – Évolution de la température virtuelle et de la température virtuelle potentielle au cours de la nuit du 22/23

On peut voir figure 30 que la différence entre la température classique et la température virtuelle est plus petite que la différence entre la température et la température potentielle.

Comme discuté partie 4.3.3, la température n'est pas assez homogène pour réaliser une décomposition classique, nous devons donc réaliser une décomposition en deux temps.



(a) Évolution de la température (signal brut) et de sa moyenne glissante sur 1h



(b) Évolution de la température (signal brut) et de sa moyenne glissante sur 1h + sa moyenne sur 2min

FIGURE 24 – Évolution de la température durant la nuit du 22-23 décembre

On observe sur la figure 24a que la moyenne glissante suit bien la tendance globale de la température. On observe également figure 24b que la quantité $\bar{T}$ suit plus fidèlement l'évolution de la température, ce qui est logique car elle prend en compte les variations d'une échelle de temps de 2min.

D Analyse MRD

Dans cette annexe, sont disponibles les spectres MR réalisés sur l'entièreté de la campagne. Dans la première partie, nous présenterons une description d'une brève analyse et dans la seconde partie sont disponibles tous les spectres réalisés.

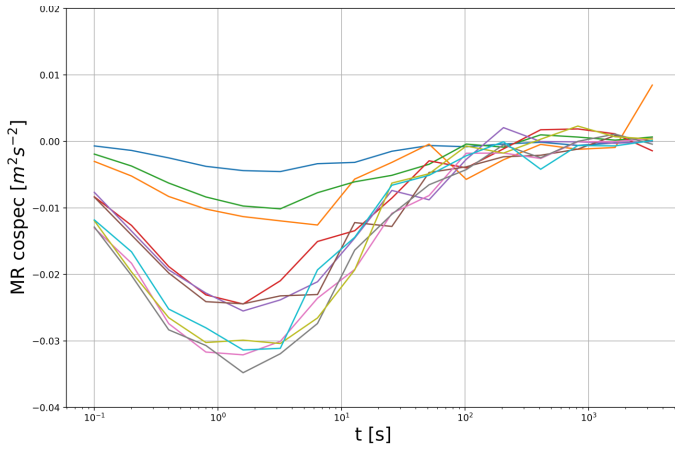
Dans cette partie, nous allons analyser un spectre MR réalisé, l'analyse va rester qualitative, l'objectif est juste de confirmer qu'une valeur est cohérente. Nous n'allons pas présenter les spectres réalisés sur tous les jours mais seulement un spectre réalisé sur 1 jour. La totalité des spectres réalisés est disponible en Annexe ???. Les spectres réalisés ne sont pas des spectres mais en fait des co-spectres des flux turbulents $u'w'$ et des flux de chaleur $\theta'w'$ car il s'agit des spectres les plus facile à analyser [5].

Une explication de la méthode utilisé pour obtenir ces spectres MR est disponible dans la partie 4.3.1

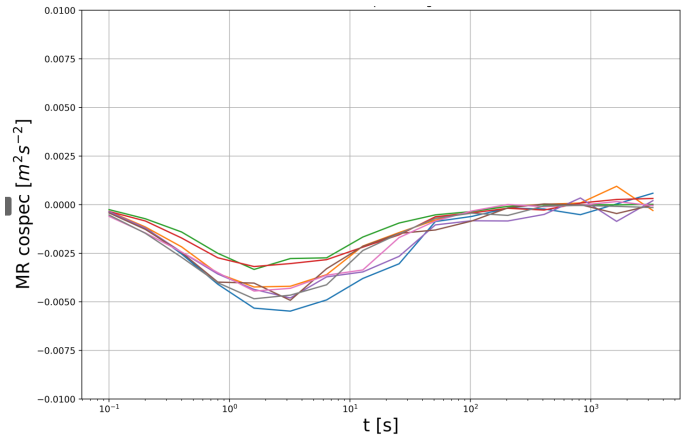
Pour réaliser les co-spectre MR, nous avons coupés nos jeux de données en segments d'une heure. Nous avons fait ce découpage car cela est le temps recommandé pour réaliser des spectres MR [16]. Nous nous retrouvons donc avec un spectre MR par segment d'une heure, nous allons analyser la moyenne de ces spectres.

Nous allons maintenant nous intéresser à l'ensemble des spectres réalisés et non plus leurs moyennes. Pour cela, nous allons étudier la figure 25a et 25b. Chaque courbes que l'on peut observer est le spectre

MR réalisé sur un segment d'une heure.



(a) MRD réalisé pendant la nuit du 22 au 23 décembre



(b) MRD réalisé pendant la nuit du 27 au 28 décembre

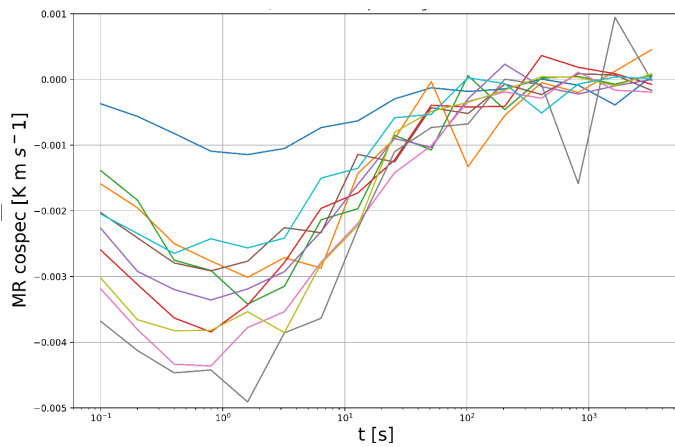
FIGURE 25 – Comparaison des MRD réalisés sur le flux de vitesse pour 2 nuits différentes

On peut observer figure 25a et 25b, les spectres MR réalisés pour 2 nuits différentes. On peut observer que l'amplitude du flux de vitesse est plus importante pour la nuit du 22-23 (environ $0.03 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$) que pour celle du 27-28 ($0.005 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$). C'est un phénomène que l'on retrouve sur toute la campagne. Les flux ont tendances à être plus important durant les premières nuits de mesures que dans les dernières.

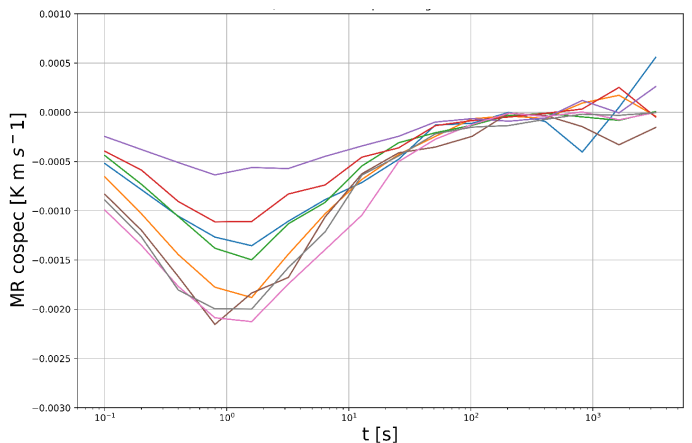
On peut expliquer cette différence par la différence du lieu de prise de mesures. En effet, les premières mesures se situent sur des pentes plus importantes que celles d'après [11].

On remarque aussi des similitudes entre les deux spectres, premièrement, l'échelle de temps pour laquelle les spectres passent par 0 est du même ordre de grandeur (10^2s). On observe également que pour les 2 nuits, les différentes courbes n'atteignent pas la même amplitude. Cela veut dire que le flux de vitesse varie en fonction du segment étudié et donc du temps écoulé durant la nuit.

On observe les mêmes propriétés sur le flux de chaleur (figure 26a et 26b).



(a) MRD réalisé pendant la nuit du 22 au 23 décembre



(b) MRD réalisé pendant la nuit du 27 au 28 décembre

FIGURE 26 – Comparaison des MRD réalisés sur le flux de chaleur pour 2 nuits différentes

La même étude est réalisable pour tous les spectres de flux de vitesse, cependant concernant l'étude des spectres de flux de chaleur, cela peut s'avérer plus complexe. On peut en observer des exemples figure 27a et 27b

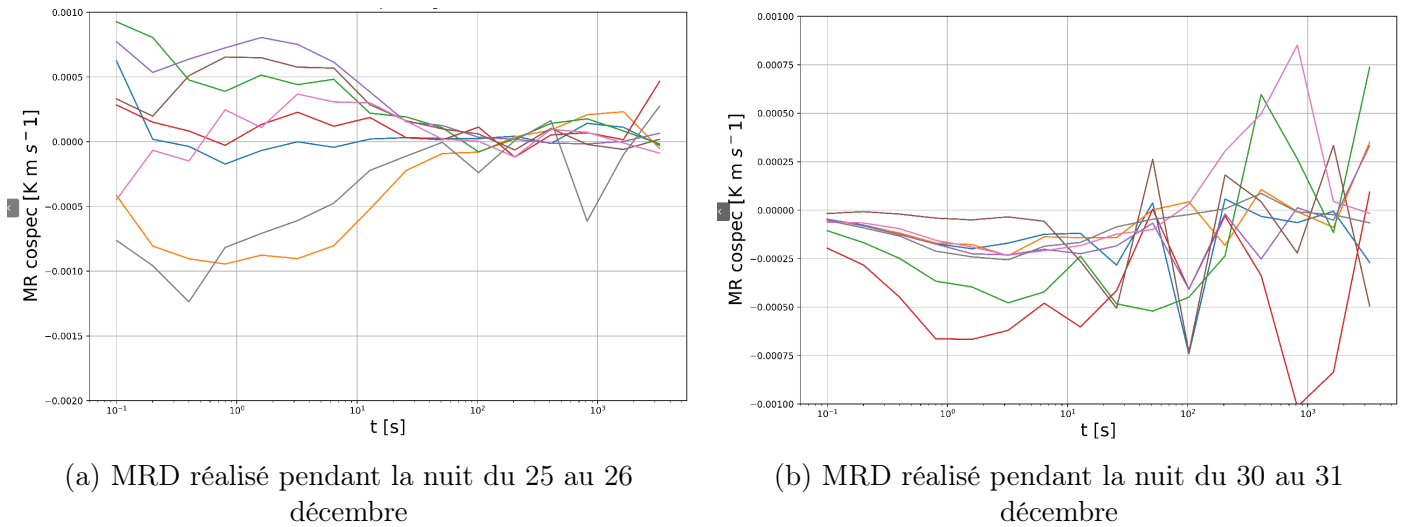


FIGURE 27 – Exemple de MRD réalisés sur le flux de chaleur pour lesquelles l'étude est plus complexe

On voit sur la figure 27a le spectre MR du flux de chaleur réalisé sur la nuit du 25-26. On voit un flux globalement positif, ce qui n'est pas habituel. Cela peut s'expliquer par des raisons météorologiques. Sur la figure 27b, on peut voir que le flux de chaleur est très bruité. Cela est assez fréquent pour les nuits vers la fin de la campagne. On observe un bruit aussi important car les flux de chaleur vers la fin de la campagne étaient d'amplitude très faibles (inférieur 10^{-4} K m/s comparé à environ $3 \cdot 10^{-3}$ K m/s pour les nuits au début de la campagne). Le signal étant moins important, le bruit nous apparaît plus clairement.

E Ensemble des flux calculés pour la nuit du 22 au 23 décembre 2013

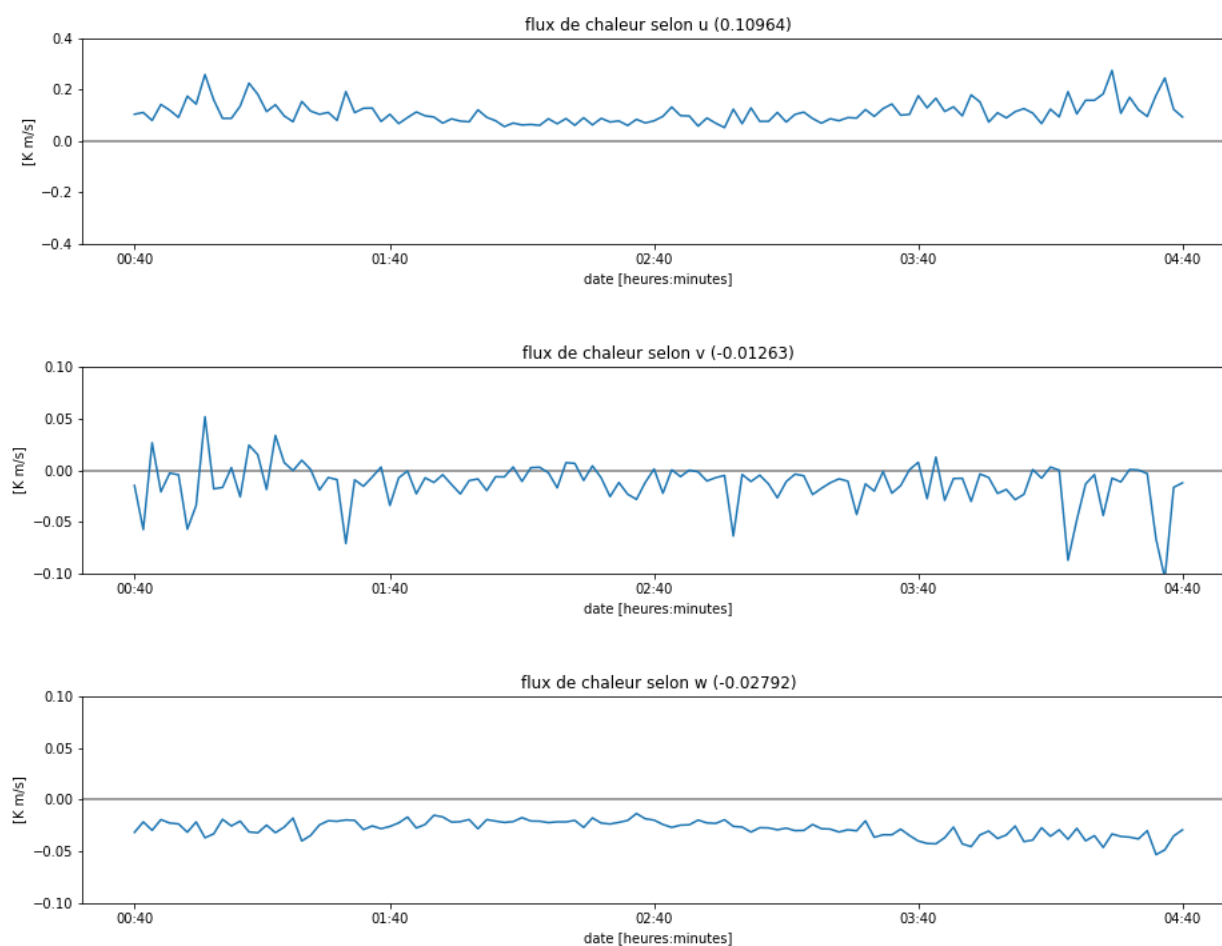


FIGURE 28 – Évolution des flux de chaleur dans le domaine d'étude choisi pour la nuit du 22 au 23 décembre

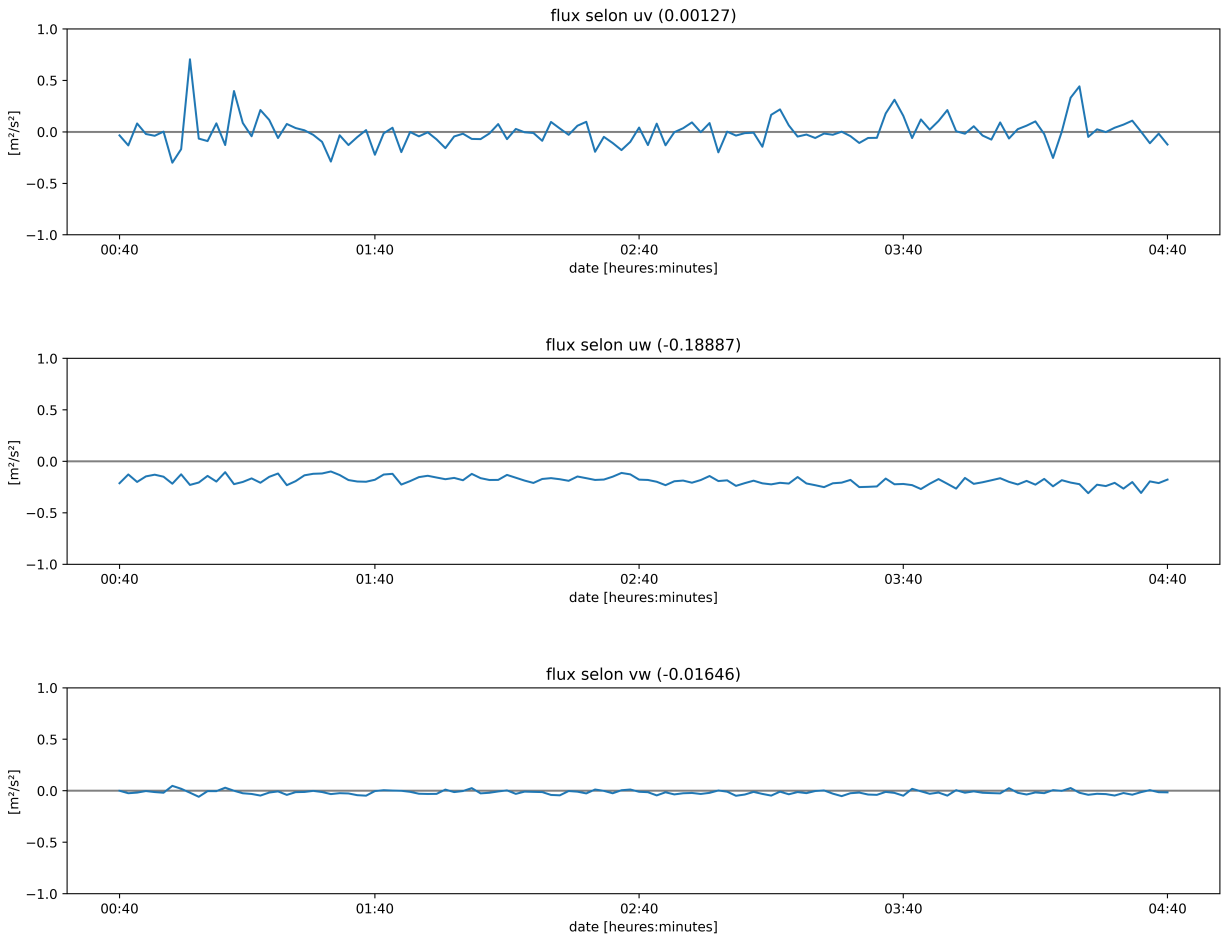


FIGURE 29 – Évolution des flux de vitesse dans le domaine d'étude choisi pour la nuit du 22 au 23 décembre

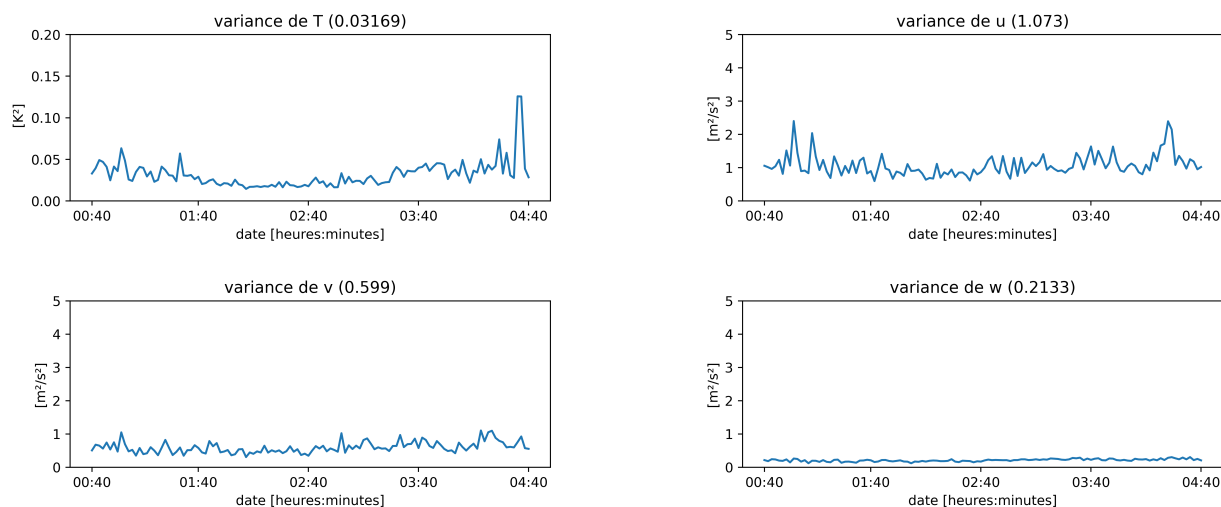


FIGURE 30 – Évolution des variances de la vitesse dans les 3 directions dans le domaine d'étude choisi pour la nuit du 22 au 23 décembre