

Rapport de stage de Master 2

Couches limites atmosphériques extrêmes en Antarctique : le cas GABLS4

Etienne VIGNON

M2 OACOS
4 Mars - 30 Juin 2014



Photo de la tour à la station Concordia, Dôme C, Antarctique.

Maîtres de stage : Christophe Genthon, directeur de recherche CNRS
Hélène Barral, doctorante au LGGE

Laboratoire d'accueil : Laboratoire de Glaciologie et Géophysique de l'Environnement (LGGE)
CNRS - Université Joseph Fourier, Grenoble

Résumé

A l'issue des trois premiers volets du programme d'intercomparaison de modèles météorologiques et climatiques GABLS (Gewex Atmospheric Boundary Layer Study) sur la représentation des couches limites atmosphériques, la paramétrisation des couches limites fortement stratifiées reste insatisfaisante. Afin de pallier cette défaillance, une quatrième session GABLS débutera en juillet 2014 et consistera en une évaluation des modèles sur les couches limites très stables de la station franco-italienne Concordia située au Dôme C sur le plateau antarctique.

L'objectif de l'étude présentée ici est de caractériser finement la structure de la couche limite estivale à Dôme C et d'analyser en détail la période choisie pour GABLS4 : les 11 et 12 décembre 2009 afin de procéder à la meilleure évaluation possible des modèles. Les observations météorologiques consistent en des mesures de flux radiatifs, des radiosondages quotidiens, et des mesures de température, d'humidité et de vent le long d'une tour de 45m. Elles permettent de décrire le cycle diurne caractéristique de la couche limite estivale climatologique avec une couche limite convective la journée et une couche limite très stable la nuit présentant une inversion de température supérieure à $10^{\circ}C$ entre le sol et le haut de la tour. Le vent dans les 45 premiers mètres pendant les journées GABLS4 comme dans la climatologie de décembre est un vent d'environ 4m/s du sud-sud-ouest. Un jet nocturne climatologique pouvant descendre jusqu'à 10m d'altitude a de plus été identifié. Les flux turbulents dans la couche de surface ont été estimés par la méthode des profils de Berkowicz and Prahm (1982). Cette méthode nécessitant l'implémentation d'une fonction de stabilité, trois fonctions différentes pour les couches stables ont été testées, les flux respectifs étant comparés aux observations d'un anémomètre sonique installé à Concordia en janvier 2014. Les flux calculés montrent une grande sensibilité aux valeurs de hauteur de rugosité, déterminées dans notre étude à partir d'une régression logarithmique des profils de vent près de la surface en conditions neutres. Avec l'emploi de formules diagnostiques, la hauteur de la couche limite à Dôme C a pu être estimée pendant les journées GABLS4 : elle est inférieure à 20 m la nuit et atteint 180 m la journée. La fin du stage a été consacrée à une comparaison de nos observations avec les résultats de simulations 1D du modèle Méso-NH réalisées par Hélène Barral (LGGE) sur le cas d'étude GABLS4. Les premiers résultats ont mis en évidence les grandes difficultés du modèle à reproduire l'inversion nocturne. D'autres problèmes liés au forçage du modèle ont été soupçonnés dont un vent géostrophique près de la surface trop fort et une absence de subsidence grande échelle.

Abstract

Despite the three programs of climate and meteorological models intercomparison GABLS (Gewex Atmospheric Boundary Layer Study), the representation of the very stratified atmospheric boundary layers remains unsatisfactory. To improve our knowledge on the stable boundary layers and their parametrisation in models, a fourth opus GABLS is going to start. It will consist in an evaluation of models in representing the very stable boundary layer at the franco-italian geophysical station Concordia, Dome C, Antarctica. The purpose of this study is to describe the summer boundary layer at Concordia thanks to meteorological observations available from 2009 to 2013. The period selected for the fourth GABLS : 11th and 12th December of 2009 has been analysed in details in order to draw the better observation v.s simulation comparisons. Temperature, humidity and wind speed are measured on a 45 m tower and by daily radiosoundings while radiative fluxes are obtained by a set of instruments including pyrgeometers, pyrhemometers and pyranometers. The temperature measurements show well the diurnal cycle of the climatological summer boundary layer, with a diurnal convective mixing layer and a nocturnal very stable layer which experiences a strong temperature inversion of more than $10^{\circ}C$ between the surface and the top of the tower. During the GABLS4 period and within the climatology, the wind along the tower is about 4 m/s and south-westerly. A low climatological nocturnal jet has been identified and is probably a consequence of an inertial oscillation.

Then, the turbulent fluxes in the surface layer have been estimated with the "profiles" method (Berkowicz and Prahm, 1982). The latter have been calculated using three different stability functions and comparing the results with sonic anemometer data. They show a strong sensitivity to the values of the roughness lengths which are estimated in our study from a logarithmic regression of the wind profiles in neutral conditions. Using diagnostic relationships, the boundary layer height shows values up to 180m the day down to less than 20m at midnight during the GABLS period. The last part of the study has consisted in comparing the measurements with a Meso-NH model simulation carried out by H el ene Barral (LGGE). The first results exhibit the inability of the model to simulate the temperature inversion. Other problems have been pointed out and attributed to the synoptic forcing : the forced geostrophic wind is too strong near the ground, and no mesoscale or synoptic subsidence is integrated by the model.

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Christophe Genthon et Hélène Barral pour m'avoir encadré pendant ce stage, pour la patience qu'ils m'ont témoignée et l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail. Je suis aussi très reconnaissant à Luc Piard pour toutes ses réponses sur mes questions liées à l'instrumentation, à Christophe Brun, pour m'avoir fourni les données et les programmes de l'anémomètre sonique,    Hubert Gallée pour son éclairage sur les causes et mécanismes des jets nocturnes ainsi qu'à Olivier Traulle et Eric Bazile pour toutes les informations sur le programme GABLS. Merci également à Charles Amory et Cyril Palerme pour leurs divers conseils et pour m'avoir fait partager leur expérience de terrain. Je tiens enfin à exprimer mes sincères remerciements au LGGE pour son accueil et sa convivialité, ainsi qu'au master OACOS et au département des Géosciences de l'Ecole Normale Supérieure pour m'avoir donné l'opportunité d'effectuer un tel projet de recherche.

'We must always remember with gratitude and admiration the first sailors who steered their vessels through storms and mists, and increased our knowledge of the lands of ice in the South.'

Roald Amundsen (1872—1928)

Table des matières

1	Introduction	1
1.1	Interêt de l'étude : le programme GABLS 4	1
1.2	Quelques notions de théorie sur les couches limites atmosphériques	2
1.2.1	Généralités	2
1.2.2	Théorie de la similitude de Monin-Obukov	4
1.2.3	Les jets nocturnes	7
1.3	Eléments de climatologie du plateau Antarctique	7
2	Site d'étude, instruments, données et modèle	9
2.1	La station Concordia	9
2.2	Données de la tour	10
2.3	Données du "shallow layer mast"	11
2.4	Anémomètre sonique CSAT3	11
2.5	Radiosondages	11
2.6	Données BSRN	12
2.7	ERA Interim	12
2.8	Méso-NH	13
3	Résultats	13
3.1	Climatologie d'été à Dôme C et représentativité des jours GABLS4	13
3.1.1	Température et vent moyen sur la colonne d'air troposphérique	13
3.1.2	Température et vent moyen sur les 45 premiers mètres	15
3.1.3	Jet nocturne dans les 45 premiers mètres	17
3.2	Calcul des flux turbulents à Dôme C	22
3.2.1	Détermination des hauteurs de rugosité	22
3.3	Calcul des flux turbulents dans la couche de surface par la méthode des profils	23
3.3.1	Détermination des fonctions de stabilité	24
3.4	Analyse des flux turbulents à Dôme C pendant les journées GABLS4	26
3.4.1	Flux en surface	26
3.4.2	Hauteur de la couche limite	29
3.5	Comparaison des observations aux simulations Méso-NH	32
3.5.1	Description des simulations	32
3.5.2	Observation de la simulation de référence	32
3.5.3	Influence de différents paramètres	35
3.5.4	Interprétation des simulations	35
4	Discussion	37
4.1	Retour sur le calcul des flux : extension aux niveaux supérieurs de la tour	37
4.2	Comparaison avec d'autres valeurs de flux calculés pour GABLS4	38
5	Conclusion	39
	Annexes	44

1 Introduction

1.1 Intérêt de l'étude : le programme GABLS 4

A l'interface surface/atmosphère, la couche limite atmosphérique constitue une région critique des modèles météorologiques. Les flux turbulents y sont les principaux acteurs du transport de matière, de chaleur et de quantité de mouvement et de leur représentation dépendent alors fortement la prévision du temps et les études climatiques. Comme le mélange turbulent est un processus sous-maille dans les modèles et comme les équations de Reynolds (équations de Navier Stokes prenant en compte l'influence des perturbations turbulentes) ne forment pas un système fermé, une paramétrisation des flux turbulents s'impose au sein des modèles. Les schémas de paramétrisation utilisés diffèrent d'un modèle à un autre, principalement en raison de l'histoire des évaluations et des comparaisons aux observations propre à chaque modèle (Holtslag et al., 2011). Ces schémas dépendent beaucoup de la stabilité de la couche limite. Les couches stables sont fréquemment présentes la nuit aux moyennes latitudes mais surtout dans les régions polaires la nuit et en hiver. La représentation des couches limites stables est particulièrement complexe du fait que la turbulence est faible et intermittente et qu'elle interagit avec d'autres phénomènes au sein de la couche limite tels que des ondes de gravité, des jets de basse couche ou encore la divergence de flux radiatif liée à la présence d'humidité. Viterbo et al. (1999) ont procédé à une comparaison de simulations avec le modèle ECMWF (European Center for Medium Weather Forecast, centre européen) en utilisant des fonctions de stabilité (voir définition ci-après) différentes. Les résultats sur la température à 2m dans l'hémisphère nord furent marquants, montrant des différences allant de 2 à plus de 10°C au dessus de 45°C de latitude. King et al. (2001) ont procédé à une étude similaire avec le modèle HadAM2 (Hadley center climate model, UK) au dessus de l'Antarctique. Proche de la surface, les flux de chaleur sensible peuvent varier de 20W/m² selon la paramétrisation utilisée. Des modifications de la circulation grande échelle ont également été observées avec une augmentation de la subsidence d'air au dessus de l'Antarctique (branche descendante de la cellule polaire) et des vents catabatiques quand des paramétrisations plus sensibles à la stabilité sont implémentées. De telles études ont donc démontré la très forte sensibilité des modèles à représenter les couches limites stables. Afin de mieux paramétriser ces dernières, trois études internationales d'intercomparaison de modèles ont eu lieu au sein du programme GEWEX (Global Energy and Water EXchanges) avec comme acronyme GABLS : GEWEX Atmospheric Boundary Layer Study (Holtslag, 2006; Holtslag et al., 2011, 2013).

Le premier programme GABLS a consisté en une comparaison de modèles opérationnels, de modèles climatiques 1D et de modèles LES (Large Eddy Simulations, considérés dans GABLS1 comme les simulations de référence) sur un cas d'étude très idéalisé. Le second GABLS a comparé 19 modèles climatiques et opérationnels aux observations le long d'une tour au Kansas (cas d'étude appelé CASE99). Enfin, le troisième GABLS s'est basé sur une comparaison des mêmes 19 modèles aux données de la tour de Cabauw (Pays-Bas). Dans GABLS3, les modèles intégraient un forçage grande échelle plus réaliste que GABLS 2 et considéraient de plus la divergence des flux radiatifs et le couplage avec la surface.

Il persiste à l'issue des trois premiers volets GABLS une surestimation du mélange turbulent au sein des couches limites stables, particulièrement dans les modèles opérationnels. Les couches limites stables sont trop épaisses, le jet nocturne est trop faible et trop haut, l'angle entre le vent à 2m et le vent géostrophique est sous-estimé (Holtslag et al., 2011, 2013; Sandu et al., 2014). Les raisons pour lesquelles la turbulence dans la couche limite stable est surestimée sont souvent volontaires (Holtslag et al., 2013; Sandu et al., 2014) :

- pour ne pas surestimer le frottement de l'air au sol, donc le pompage d'Ekman et donc le temps de vie des perturbations synoptiques
- pour compenser le mélange par les ondes de gravité et les effets non linéaires du frottement avec les surfaces hétérogènes non représentés
- pour éviter le découplage de l'atmosphère avec la surface : si on sous-estime la turbulence en surface, la stratification proche du sol augmente inhibant encore plus la turbulence (rétroaction

positive) et induit un refroidissement trop fort de la surface.

Afin de pallier ce problème, un quatrième volet GABLS est aujourd'hui programmé pour les prochains mois. Il consistera en la comparaison de modèles à des données de la station Concordia au Dôme C sur le plateau Antarctique. Ce lieu a été sélectionné car il présente de fortes stratifications, peu d'hétérogénéités de surface et car des mesures météorologiques y sont effectuées depuis plusieurs années. La période choisie : les 11 et 12 décembre 2009, est une période caractéristique du temps en été à Concordia sans nuage. Deux types de simulations seront réalisées : un où les modèles sont forcés avec les températures de surface et les profils de température potentielle et de vent dans la troposphère libre, un autre où les modèles ne sont pas forcés au sol mais couplés avec des modèles de surface. La métrique de comparaison simulations-observations sera composée des profils de température, d'humidité et de vent, de la quantité d'eau liquide et glace dans l'atmosphère, de la hauteur de la couche limite et des profils verticaux des flux turbulents et de l'énergie cinétique turbulente. Des schémas de paramétrisation en énergie totale¹ comme celui de Mauritsen et al. (2007) seront testés (communication personnelle avec Eric Bazile, coordinateur de GABLS4 à Météo France) pour voir s'ils permettent de mieux représenter la turbulence dans les couches limites stables que les schémas précédents. Le but du stage est de préparer le programme GABLS4 en obtenant un maximum d'information sur la météorologie et la turbulence à la station Concordia pendant la période considérée à partir des observations, et de réaliser une première série de comparaisons sur un modèle : le modèle Méso-NH. Le stage s'inscrit également dans le contexte de l'étude de la couche limite Antarctique, étude cruciale pour la compréhension du bilan de masse de la calotte et de la variation du niveau des mers (King et al., 2001), pour l'interprétation des carottes de glace et donc du climat passé (Jouzel and Merlivat, 1984; VanLipzig et al., 2002), pour les échanges chimiques neige-atmosphère (Jones et al., 2001) ainsi que pour l'observation astronomique (Aristidi et al., 2005). Le rapport est structuré de la manière suivante. La suite de cette introduction donne quelques éléments de théorie sur les couches limites stables et sur le climat du plateau antarctique. La section 2 présente le site d'observation ainsi que les instruments utilisés. Les résultats des observations météorologiques et le calcul des flux turbulents à Concordia sont ensuite détaillés et une première série de comparaison modèle/observation est réalisée. Une discussion revenant sur le calcul des flux turbulents pendant l'expérience GABLS4 est enfin abordée puis la conclusion générale de l'étude clôt le manuscrit.

1.2 Quelques notions de théorie sur les couches limites atmosphériques

1.2.1 Généralités

La couche limite atmosphérique est la partie de l'atmosphère influencée par la surface et qui répond au forçage par cette dernière avec un temps caractéristique d'une heure ou moins (Stull, 1990). Aux moyennes latitudes et dans des conditions anticycloniques (pour s'abstenir des cas avec ascendances fortes), cette couche varie de quelques centaines de mètres à 2000m et décrit un cycle diurne caractéristique visible sur la figure 1. A l'aube, lorsque les premiers rayons du soleil chauffent la surface et initient la convection, une couche mélangée s'installe pour la journée et entraîne une partie de la couche limite stable nocturne à son sommet : c'est la couche d'entraînement. La turbulence est forte et principalement d'origine thermique mélangeant quantité de mouvement, humidité, chaleur et aérosols. Le profil de température potentielle est alors neutre jusqu'à la zone d'entraînement où

1. Habituellement, les schémas de paramétrisation sont dits d'ordre 1.5, c'est à dire qu'ils expriment les flux turbulents sous la forme de produits d'un gradient de variable, soit un moment d'ordre 1 des équations de Reynolds, et d'un coefficient de diffusion K dépendant d'un moment d'ordre 2. Souvent, le moment d'ordre 2 utilisé est l'énergie cinétique turbulente Ec . En effet dans une atmosphère neutre et en régime quasi-stationnaire, l'équation de conservation de l'énergie cinétique donne (en négligeant les termes d'ordre 3 et de fluctuations de pression (Stull, 1990)) $div(\tau) = \epsilon$ (toutes les notations sont détaillées un peu plus loin ou données dans la table en annexe partie G). En utilisant la loi de Kolmogorov soit $Ec^{3/2}/l_m = \epsilon$ et les relations en atmosphère horizontalement homogène avec un vent unidirectionnel : $Ec \approx u'^2$, $u' = -l_m \frac{du}{dz}$ et $K_m = l_m |\frac{du}{dz}|$, on obtient bien $K_m = -\frac{\tau}{du/dz} = l_m \sqrt{Ec}$. Dans les situations non neutres, l'équation de conservation de l'énergie cinétique turbulente en régime quasi-stationnaire donne $div(\tau) = \epsilon - \frac{g}{\theta} \overline{w'\theta'}$. Le terme supplémentaire de flottabilité implique donc qu'il faille considérer pour les paramétrisations dans ces cas non plus l'énergie cinétique turbulente seule, mais également l'énergie potentielle.

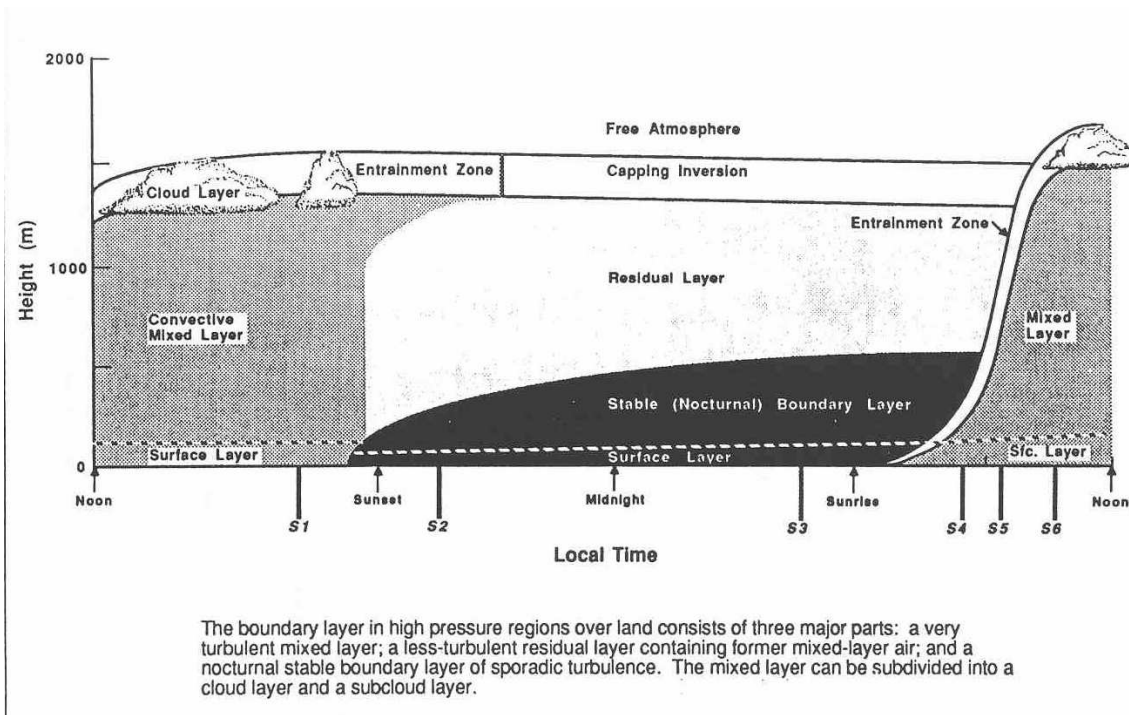


FIGURE 1: Evolution diurne caractéristique de la couche limite atmosphérique. (Stull, 1990)

il présente une inversion due aux caractéristiques de la couche nocturne de surface la veille. Dans les premières dizaines de mètres, la turbulence est dominée par le forçage mécanique lié au freinage du vent par la surface; cette couche est appelée couche de surface et est affectée principalement par les flux surfaciques. Monin and Obukohov (1954) estiment la hauteur de cette couche à partir d'une analyse dimensionnelle des termes de l'équation de Navier Stokes à une cinquantaine de mètres quand les flux de chaleur en surface sont faibles. Quand la nuit tombe, le rayonnement solaire diminue et la convection s'arrête. La surface se refroidit alors radiativement et ceci plus rapidement que l'air en raison de son émissivité plus importante. Cette inégalité des émissivités conduit à une inversion de température. En effet, on a, en considérant la surface comme un corps noir et un équilibre radiatif, $\sigma T_s^4 = \epsilon_a \sigma T_a^4$ où T_a est la température de l'air proche du sol, T_s la température de la surface, ϵ_a l'émissivité de l'air et σ la constante de Stefan-Boltzman. La couche limite peut alors se décrire suivant trois zones :

- proche de la surface, la couche de surface.
- au dessus de la couche de surface, la couche limite stable caractérisée par une stabilité thermique (gradient positif de température potentielle). La turbulence maintenue mécaniquement par le cisaillement de vent est partiellement inhibée par la flottabilité. Dans la nuit, un vent sur-géostrophique ou jet nocturne peut y être observé (détaillé plus loin dans le manuscrit).
- au dessus de la couche stable, une couche résiduelle, reste de la couche mélangée de la journée avec une stratification quasi neutre.

La stabilité dynamique de la couche limite est caractérisée par le nombre de Richardson de gradient² : $Ri = \frac{N^2}{(\frac{\partial u}{\partial z})^2}$ où le terme au numérateur est le carré de la fréquence de Brünt-Vaisala ($N^2 = \frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z}$) et celui au dénominateur est le cisaillement de vent au carré (la description des variables est détaillée dans la partie juste après ou dans la table des notations partie G des annexes). Un nombre de Richardson négatif signifie une instabilité thermique de l'atmosphère et donc convection (caractéristique de la

2. Un autre nombre de Richardson : le nombre de Richardson de flux, existe et est un paramètre plus pertinent pour décrire la turbulence et la stabilité de la couche limite. Cependant ce nombre est difficile à évaluer à partir des observations météorologiques et est donc par commodité, approximé au nombre de Richardson de gradient présenté ici (en utilisant des lois type flux-gradient)

couche mélangée). Un nombre de Richardson positif implique la stabilité thermique de l'atmosphère. De plus, quand un Ri positif initialement grand (atmosphère stable) devient plus faible qu'une valeur seuil $Ri_{c1} \approx 0.25$, l'atmosphère stable devient turbulente car les termes de production mécanique de turbulence (cisaillement de vent) dominent les termes de stabilisation par flottabilité. Inversement, quand une atmosphère initialement turbulente (Ri proche de 0) voit son nombre de Richardson dépasser un seuil $Ri_{c2} \approx 1$, la turbulence est inhibée par la flottabilité. Le fait que Ri_{c1} et Ri_{c2} soient différents s'explique par le fait que pour que la turbulence s'installe dans une atmosphère stable, il faut non seulement un cisaillement fort pour la maintenir mais également des perturbations significatives pour la déclencher (Stull, 1990). A contrario, pour qu'une atmosphère turbulente devienne stable, il "suffit" que les conditions de maintien de la turbulence (cisaillement de vent) s'arrêtent. C'est un phénomène d'hystérésis.

Nous allons désormais donner quelques éléments de théorie sur les couches de surface en abordant la théorie de la similitude de Monin-Obukov.

1.2.2 Théorie de la similitude de Monin-Obukov

La présentation de la théorie de la similitude qui suit s'appuie sur l'ouvrage Stull (1990) et les cours de couche limite atmosphérique de Richard Wilson à l'Université Paris 6. Les axes utilisés sont les axes classiques : x désignant l'axe ouest-est, y l'axe sud-nord et z l'axe vertical pointant vers le haut. Nous étudions ici une couche limite à l'échelle régionale et nous nous plaçons sur le plan f. La théorie suivante ne permet d'obtenir que des variables diagnostiques ; on considère alors uniquement un régime stationnaire. On se place de plus dans la couche de surface, soit dans la partie de la couche limite proche de la surface où les flux turbulents varient peu et de telle sorte que les termes de Coriolis et de gradient de pression sont négligeables devant l'influence du sol. Nous considérons ici, pour simplifier les équations, un vent uniquement selon x et le système d'équation de Reynolds se réduit alors à :

$$\frac{\partial}{\partial z}(\nu \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \overline{u'w'}) = 0 \quad (1)$$

où :

- u est la vitesse zonale, w la vitesse verticale
- Les barres horizontales désignent les moyennes d'ensemble (ou temporelles sous hypothèse ergodique) et les ' les anomalies par rapport à cette moyenne
- ν est la viscosité moléculaire

La contrainte mécanique près du sol est alors une constante selon z égale à la contrainte en surface exprimée par la vitesse de friction u_* supposée connue :

$$u_*^2 = \nu \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \overline{u'w'} \quad (2)$$

Le flux de chaleur s'exprime de la même manière à partir de l'équation de conservation de l'énergie en régime stationnaire :

$$C_p(\overline{\theta'w'} - \nu_\theta \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}) = C_p Q_0 = -C_p u_* \theta_* \quad (3)$$

avec :

- θ la température potentielle.
- $C_p Q_0$ le flux de chaleur en surface par unité de masse avec C_p la capacité calorifique à pression constante de l'air.
- ν_θ la conductivité thermique de l'air
- θ_* la température de friction de la couche de surface

Une table récapitulant symboles et notations est donnée dans la partie G des annexes.

De par l'impossibilité de trouver des solutions exactes aux équations de Reynolds sur la turbulence (nombre d'inconnues supérieur au nombre d'équations), différentes fermetures à ces équations ont été développées afin d'exprimer les champs des variables géophysiques. Une d'entre elles consiste à

ne même pas résoudre les équations, mais de regrouper et organiser les variables afin de mettre en évidence des relations empiriques diagnostiques entre elles. Cette méthode appliquée à la couche de surface atmosphérique est appelée théorie de la similitude de Monin-Obukhov (Monin and Obukohov, 1954). C'est une fermeture d'ordre 0 qui ne décrit que des situations d'équilibre.

Construire une description des champs à partir de la théorie de la similitude s'effectue en quatre étapes (méthode Pi-Buckingham) :

- Choisir les variables pertinentes du problème
- Exprimer les dimensions des variables choisies
- Choisir un sous-ensemble de variables comme variables clés. Souvent ces variables sont celles auxquelles on a accès facilement et qui nous aident à exprimer les autres
- Former des groupes adimensionnés en divisant les variables restantes par nos variables clés et trouver des relations empiriques entre eux (par regression par exemple)

La couche de surface neutre On se place tout d'abord dans le cas des couches de surface avec un vent non nul et statiquement neutres, soit les couches avec un flux chaleur nul à la surface et une température potentielle homogène, plus simples à décrire. On cherche alors le profil de vitesse par la théorie de la similitude. Ici :

- D'après le système d'équations présentées précédemment (avec un flux de chaleur nul), nos variables sont ν , \bar{u} , z , z_0 , u_* et où z_0 est une longueur de référence (détaillée juste après).
- Les dimensions de nos variables sont le temps et la longueur spatiale
- Les variables clés que l'on utilise sont u_* et z
- les trois groupes adimensionnés formés sont : $\Pi_1 = \frac{\bar{u}}{u_*}$, $\Pi_2 = \frac{z}{z_0}$ et $\Pi_3 = \frac{\nu}{u_* z}$.

Le groupe Π_3 est l'inverse d'un nombre Reynolds de surface et la relation empirique entre les deux premiers groupes dépend de sa valeur (Stull, 1990). Pour des Reynolds de surface suffisamment forts ($\gg 1$), on observe que le ratio de l'échelle de vitesse turbulente sur la cisaillement adimensionné ($\frac{u_*}{z du/dz}$) est une constante : la constante de Von Karman $\kappa \approx 0.4$ (Stull, 1990; Mahrt, 1998). La relation entre les groupes adimensionnés Π_1 et Π_2 pour de grands Reynolds (faible Π_3) est donc $\frac{\bar{u}}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln(\frac{z}{z_0})$. z_0 est appelé hauteur de rugosité et est donc la hauteur à laquelle le profil logarithmique de vent s'annule. Cette longueur est un paramètre qui permet de caractériser la rugosité d'une surface : plus un terrain est rugueux, plus la taille caractéristique des obstacles en surface est grande et donc plus z_0 est grand. Sur le plateau antarctique (soit au dessus d'un désert de neige), cette longueur est de l'ordre de $10^{-4}m$ (Stull, 1990; Andreas, 2002). Une telle grandeur peut également être définie pour la température (z_{0t}) comme la hauteur à laquelle un profil logarithmique de température potentielle égale la température potentielle de surface θ_s , ou encore pour l'humidité spécifique comme la hauteur à laquelle l'humidité relative est égale à l'humidité saturante à la température de surface (au dessus de la neige).

La loi logarithmique du vent pour les couches neutres se retrouve également directement par une fermeture d'ordre 1 de l'équation (2). En effet, un peu éloigné de la surface (au dessus de la sous couche visqueuse $\approx \nu/u_* \approx \text{quelques mm}$), le terme de viscosité moléculaire est nul et donc

$$u_*^2 = -\overline{u'w'} \quad (4)$$

Pour une couche de surface horizontalement homogène et avec des flux peu variables selon z , on peut exprimer la contrainte par une relation flux-gradient

$$\overline{u'w'} = -K_m \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad (5)$$

où K_m peut être exprimé à partir d'une longueur de mélange l_m (Stull, 1990) : $K_m = l_m^2 \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right|$ et comme la taille des tourbillons est limitée par la présence du sol, $l_m = \kappa z$ avec κ la constante de Von Karman. Ainsi on obtient :

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \frac{u_*}{\kappa z} \quad (6)$$

qui a pour solution $\frac{\bar{u}}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right)$. Le profil de vent logarithmique est en bon accord avec les observations quand l'atmosphère est statiquement neutre (à l'aube et au crépuscule) mais également quand l'atmosphère est dynamiquement neutre (nombre de Richardson proche de 0) soit quand le cisaillement de vent est bien plus fort que la flottabilité (Stull, 1990). Il présente cependant des limites par exemple la nuit quand la stratification se renforce ou au milieu de la journée quand la convection est intense. Les forces de flottabilité ont en effet tendance à inhiber ou renforcer la turbulence et les expressions des champs de vent et de température sont plus complexes à établir. On décide alors d'appliquer la théorie de la similitude de Monin-Obukhov aux couches de surface non neutres.

La couche de surface stable ou instable On se place désormais dans une couche de surface non neutre et au dessus de la couche visqueuse (les termes relatifs à la viscosité moléculaire cinématique et thermique sont alors négligeables). On décide d'appliquer comme précédemment la théorie de la similitude :

- Les variables du système sont z, z_0 (ou z_{0t}), $\bar{u}, \bar{\theta}, \overline{w'u'}$ et $\overline{w'\theta'}$
- Les dimensions sont le temps, la température et la longueur spatiale.
- Les variables clés utilisées sont u_*, Q_0 (ou θ_*) et z_0 .
- Les trois groupes adimensionnés formés sont $\Pi_1 = \frac{z}{u_*} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$, $\Pi_2 = \frac{z}{\theta_*} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}$ et $\Pi_3 = -\frac{z\kappa\beta Q_0}{u_*^3}$ écrits de

telle sorte que $\Pi_3 = \frac{z}{L}$ avec $L = -\frac{u_*^3}{\kappa\beta Q_0}$ la longueur d'Obukhov. Cette longueur est un paramètre permettant de décrire la stabilité. Quand celle ci est négative, le flux de chaleur en surface Q_0 est positif et donc la couche de surface est instable et vice et versa. Sa norme permet d'avoir un ordre de grandeur de la distance au dessous de laquelle la production de turbulence par cisaillement domine les termes de flottabilité, soit une estimation de la hauteur de la couche de surface. Dans les cas très stables/instables, L tend vers plus/moins l'infini, tandis que dans les cas neutres, $L=0$. z/L devient ainsi un paramètre de stabilité pour voir si l'on se situe ou non dans la couche de surface et donc si la théorie de la similitude de Monin-Obukhov est utilisable.

La théorie de la similitude impose des relations entre les différents groupes Π . On peut donc écrire les équations suivantes :

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \frac{u_*}{\kappa z} \phi_m\left(\frac{z}{L}\right) \quad (7)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = \frac{\theta_*}{\kappa z} \phi_\theta\left(\frac{z}{L}\right) \quad (8)$$

où ϕ_m et ϕ_θ sont des fonctions de $\frac{z}{L}$ et sont appelées fonctions de stabilité ou fonctions de correction.

En intégrant les équations (7) et (8), il est commun d'écrire les expressions des champs de vitesse et température sous la forme :

$$\bar{u} = \frac{u_*}{\kappa} \left(\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \psi_m(z/L) + \psi_m(z_0/L) \right) \quad (9)$$

$$\bar{\theta} - \bar{\theta}_s = \frac{\theta_*}{\kappa} \left(\ln\left(\frac{z}{z_{0t}}\right) - \psi_\theta(z/L) + \psi_\theta(z_{0t}/L) \right) \quad (10)$$

où

$$\psi = \int_0^\zeta \frac{1 - \phi(\zeta')}{\zeta'} d\zeta' \quad (11)$$

avec $\zeta = z/L$ (Andreas, 2002).

Les fonctions ϕ et ψ sont en pratique complexes à déterminer car le comportement de la turbulence dans la couche de surface stable dépend fortement du degrés de stabilité³. Toute la difficulté de la

3. Par exemple, Mahrt (1998) fait la distinction entre couches de surface peu stables et très stables. Ces deux types de couches de surface répondent différemment à une perturbation négative de flux de chaleur provenant de la surface. En effet, une telle perturbation dans une couche peu stable induit une modification du gradient de température et une réponse instantanée de la turbulence "contre gradient" afin de rétablir le profil à l'équilibre (réaction négative). Au contraire, une telle perturbation dans une couche limite très stable a tendance à accroître la stabilité et à inhiber la turbulence (réaction positive). La transition entre les deux régimes est marquée par une turbulence présente mais de manière intermittente.

paramétrisation des couches limites stables repose sur l'expression de ces fonctions.

NB : Le système d'équation présenté jusqu'à présent ne considère pas la présence d'aérosol ou de vapeur d'eau dans l'atmosphère. Dans les cas d'une atmosphère humide, des équations similaires à (8) et (10) peuvent être posées pour l'humidité spécifique. Précisons qu'il est commun de prendre les mêmes fonctions de stabilité pour l'humidité spécifique et pour la température potentielle (Stull, 1990; Andreas, 2002) ce qui est fait dans cette étude.

1.2.3 Les jets nocturnes

Une des caractéristiques des couches limites stables est le jet de basse couche ou jet nocturne. En effet, vers 2-3h du matin aux moyennes latitudes des vents surgéostrophiques au sein des couches limites stables sont fréquemment observés à des altitudes allant de quelques dizaines à plusieurs centaines de mètres. Plusieurs causes peuvent conduire à de tels vents, comme le passage de fronts, des brises de mer ou de vallée, l'arrivée locale de vent catabatiques ou encore une zone localement barocline associée à une pente topographique et générant une accélération du vent (par relation du vent thermique)(Stull, 1990). Ici, nous allons nous concentrer sur les jets nocturnes sur terrain plat et en l'absence de perturbation synoptique. Le mécanisme qui gouverne la formation des jets dans ce cas est l'oscillation inertielle (Blackadar, 1957; Stull, 1990; Davies, 2000).

Au dessus d'un terrain plat et en l'absence de variation spatiale des champs de vent, le champ de vitesse obéit aux équations :

$$\frac{\partial u}{\partial t} = f(v - v_g) - \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} \quad (12)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -f(u - u_g) - \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial z} \quad (13)$$

où u_g et v_g sont les composantes du vent géostrophique. Le soir, quand la couche de surface devient dynamiquement stable, la couche au sommet de l'inversion de température devient découplée de la surface (car la stabilité inhibe le transport vertical de turbulence) et n'est donc plus affectée par la friction basale. De plus, la couche résiduelle qui la surplombe "l'isole" du forçage par l'atmosphère libre. Les termes du flux de quantité de mouvement $\frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z}$ et $\frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial z}$ deviennent alors faibles et le vent agéostrophique ($u - u_g, v - v_g$) au dessus de l'inversion se met alors à osciller à la fréquence inertielle $f/2\pi$. Après un peu moins d'une période inertielle (soit environ 6-7h), la composante oscillante du vent est en phase avec le vent géostrophique et s'additionne à lui (voir figure 2). Le vent devient alors surgéostrophique (environ 1.3 fois plus grand d'après Davies (2000)) vers 2-3h du matin. L'intensité du jet dépend du forçage initial (opposé au vent initial : c'est un freinage) soit l'intensité de la divergence du flux de quantité de mouvement au niveau de l'inversion de température quand la nuit tombe.

1.3 Eléments de climatologie du plateau Antarctique

Le plateau Antarctique est une région de l'Antarctique oriental comprenant le Pôle Sud et d'une altitude moyenne de 2500m (figure 3). C'est un environnement désertique qui présente peu d'aspérités orographiques hormis des sastrugis, formes d'érosion éolienne de quelques centimètres et caractéristiques des calottes de glace (voir figure 4). Le climat à l'échelle troposphérique présente peu de variabilité saisonnière par rapport à la surface, et est caractérisé par une subsidence d'air sec à l'intérieur d'un vortex cyclonique circulant autour de la masse d'air froide au dessus du continent (respectant la relation du vent thermique). Du fait de la subsidence et des faibles températures, l'air est globalement très sec et clair, sauf quand quelques dépressions venues de la côte arrivent à pénétrer à l'intérieur des terres amenant humidité et nuages. Cet air froid et sec, donc dense, qui subside s'écoule ensuite près du sol vers les côtes (voir figure 5). Les vents résultants sont accélérés par gravité lorsqu'il dévalent les pentes du plateau (jusqu'à parfois plus de 300km/h!) et sont alors qualifiés de vents catabatiques. Ils sont déviés vers l'ouest par la force de Coriolis lors de leur descente.

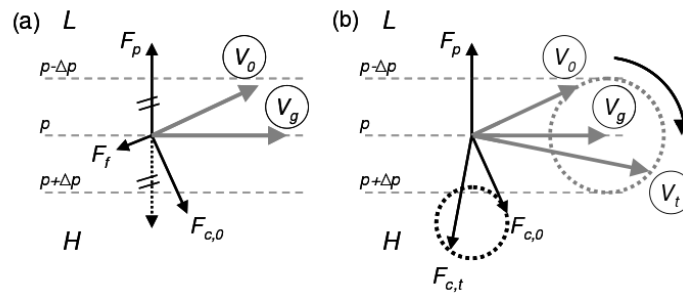


FIGURE 2: Formation du jet nocturne par oscillation inertielle. Les lignes horizontales désignent les isobares (L les basses pressions, H les hautes pressions), F_p la force de pression, F_{c_0} la force de Coriolis le soir, F_{c_t} la force de Coriolis la nuit, F_f la force de friction, V_g le vent géostrophique, V_0 le vent le soir et V_t le vent nocturne. Le schéma de gauche est l'équilibre des forces le soir, tandis que celui de droite est l'équilibre de force la nuit. Le cercle gris sur la figure de droite indique les moments où le vent est sur-géostrophique. Figure extraite de Baas (2009).

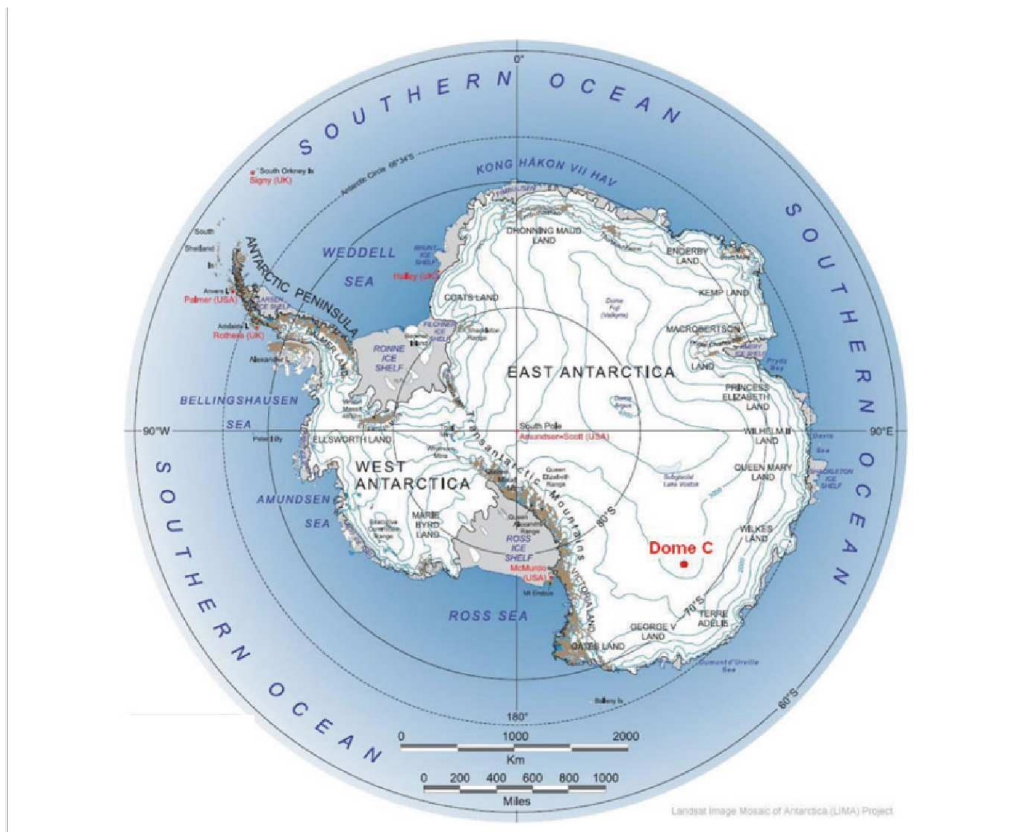


FIGURE 3: Carte de l'antarctique



FIGURE 4: Sastrugis sur le plateau Antarctique

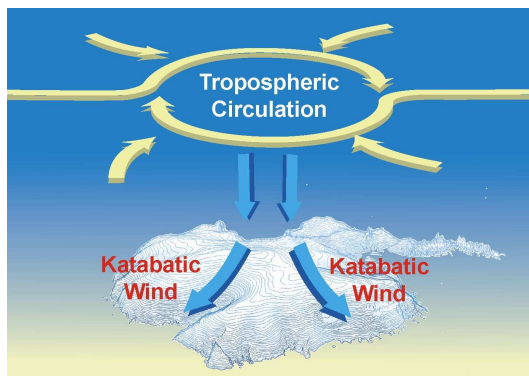


FIGURE 5: Schéma de la circulation troposphérique au dessus de l'Antarctique. Attention, ce schéma ne met pas en évidence la déviation par Coriolis des vents catabatiques

Plus près du sol, la variabilité saisonnière est plus importante en raison du chauffage par la surface qui dépend principalement du rayonnement solaire. En été, les températures à 2 m sont comprises entre $-25^{\circ}C$ la journée et $-40^{\circ}C$ la nuit. La couche limite décrit alors un cycle diurne classique comme schématisé sur la figure 1 (Hudson and Brandt, 2005; Argentini et al., 2005; Van As et al., 2006; Genthon et al., 2010) avec une couche très stable la nuit et une couche mélangée peu profonde la journée. En hiver, l'absence de rayonnement solaire fait baisser les températures à $-60^{\circ}C$ voire $-80^{\circ}C$ (King and Turner, 1997) et la couche limite alors très stable, présente une inversion de température pouvant aller jusqu'à $1K/m$ (Genthon et al., 2013). En raison des températures très basses, l'humidité spécifique en Antarctique est extrêmement faible toute l'année. La pression partielle en vapeur d'eau est de quelques dizaines de Pascal (Genthon et al., 2010), soit en moyenne cent à mille fois moins qu'aux moyennes latitudes.

2 Site d'étude, instruments, données et modèle

2.1 La station Concordia

Concordia est une station géophysique franco-italienne située sur le Dôme C ($75.06^{\circ}S$, $123.3^{\circ}E$, $3233m$ a.s.l, heure locale= UTC+8, voir figure 3) opérationnelle depuis 1997 et qui accueille des hivernants depuis 2005. La maintenance des instruments de mesure est ainsi possible l'hiver, bien que la grande majorité des réparations et changements s'effectue pendant l'été. La station est gérée conjointement par l'Institut Polaire Français Paul Emile Victor (IPEV) et le Programma Nazionale Ricerche in Antartide (PNRA). Dôme C est un maximum régional d'altitude sur le plateau antarctique à un peu moins de 1000km de la côte. La pente de la surface y est très faible (inférieure à 1 %) et le paysage est désertique et dénué d'aspérités topographiques (voir photo sur la page de garde), si ce n'est des sastrugis. Le ciel au dessus de Concordia est globalement clair ou parsemé de nuages fins et le

Acronyme	Description	Intervalle de mesures	Précision	Niveaux sur la tour (m)
HMP155	thermohygromètre capacitif	T : $[-80 : 60^{\circ}C]$; RH : $[0, 100\%]$	T : $0.17^{\circ}C$ RH : 2.4% à $-40^{\circ}C$	3.23 10.59 17.95 25.31 32.67 41.87
PT100	thermistance 100 Ohm	T : $-80^{\circ}C$ à $100^{\circ}C$	$0.2^{\circ}C$ à $0.5^{\circ}C$ pour $T < -60^{\circ}C$	1.75 7.27 14.63 21.99 29.35 38.55
05106	aérovane Young	$-50^{\circ}C$ à $50^{\circ}C$	$0.3m/s$	3.75 9.27 18.47 25.83 33.19 41.59

TABLE 1: Récapitulatif des instruments de mesure sur la tour de 45 mètres. Les niveaux indiqués ici sont ceux mesurés en janvier 2011

taux d'accumulation de neige est donc très faible : environ 8cm/an. Des nuages plus gros sont parfois présents quand de l'humidité de la côte pénètre à l'intérieur des terres. En hiver, Concordia ne voit pas le soleil tandis qu'en été le soleil est environ à 35° au dessus de l'horizon à midi, et à environ 8° à minuit. La température à 2 m varie alors de $-20^{\circ}C$ l'été à $-70^{\circ}C$ l'hiver (Genthon et al., 2013) et présente une moyenne annuelle de $-45^{\circ}C$. Les vents y sont en moyenne de 3 m/s et du sud-sud-ouest (Aristidi et al., 2005). L'absence de pente du sol ne permet pas la génération locale de vents catabatiques sur le Dôme. Cependant, certaines études suggèrent que des vents catabatiques descendants de régions plus élevées au sud parviendraient à le remonter (Hudson and Brandt, 2005). La question de leur existence reste néanmoins encore ouverte.

2.2 Données de la tour

Pendant l'été 2007-2008, des capteurs de température, d'humidité et de vent sur une tour de 45 mètres de hauteur (voir page de garde) ont été installés. Les vents dominants étant du sud-sud-ouest, la tour a été montée à 1km à l'ouest de la station afin d'éviter l'influence de cette dernière sur les mesures. Les capteurs ont été placés face au vent dominant pour limiter les effets de la tour elle même sur les mesures. Les données ont commencé à être collectées le 16 janvier 2008. Chaque instrument est déployé sur 6 niveaux le long de la tour (les niveaux exacts mesurés en janvier 2011 sont précisés sur le tableau 1). Dans la présentation des résultats, les niveaux de la tour qui seront notés peuvent légèrement varier par rapport à ceux présentés ici en raison l'accumulation de neige au fil des années. Genthon et al. (2011) ont montré qu'à cause du fort rayonnement solaire incident et du fort albédo en Antarctique, les thermomètres placés dans les habitacles naturellement ventilés classiques (modèle multi-plaques Gill) présentent un biais chaud pouvant aller jusqu'à $10^{\circ}C$ en été. Une solution pour pallier ce problème est de ventiler artificiellement les thermomètres. Les 9 et 10 janvier 2009, 6 thermomètres PT100 dans des abris ventilés ont été installés à côté de 6 thermo-hygromètres HMP155. En janvier 2011, les PT100 et les HMP155 ont été échangés afin de mettre ces derniers dans les abris ventilés et ainsi obtenir une mesure de température mais également d'humidité relative moins biaisée⁴. Par la même occasion, les PT100 ont été déplacés à des demi-niveaux⁵. Les données de température utilisées dans cette étude seront celles du PT100 pour les années 2009 et 2010 et celles des HMP155 pour les années 2011, 2012, 2013 et 2014 (les données avant 2009 n'étant pas considérées ici).

La vitesse et la direction du vent sont mesurées par des aérovanes Young 05103 et 05106. Ces appareils ont été placés en chambre froide et approuvés pour des températures jusqu'à $-50^{\circ}C$ voire même plus bas si l'on enlève la graisse des axes (Genthon et al., 2010). Toutes les données de vent comme de température et d'humidité, sont échantillonnées toutes les 10s et moyennées sur des périodes de 30min. Un résumé des appareils est présenté sur le tableau 1.

NB : *La mesure d'humidité en Antarctique est complexe à réaliser. Tout d'abord, la pression partielle de vapeur d'eau est très faible (Genthon et al., 2010). De plus, il semblerait que des sursaturations par rapport au solide excédant 130 voire 150% puissent se produire fréquemment les nuits d'été et l'hiver en raison du faible taux d'aérosol dans l'atmosphère au dessus du plateau antarctique (Genthon et al.,*

4. Les HMP155 de la tour donnent des mesures d'humidité relatives par rapport à l'eau liquide. En raison des conditions de très basses température à Dôme C, il est nécessaire de ramener cette humidité relative à celle par rapport à la glace en utilisant les formules de Goff and Gratch (1945)

5. Les niveaux des PT100 dans le tableau 1 sont ceux une fois que les PT100 ont été déplacés au demi-niveaux



FIGURE 6: Anémomètre sonique à Dôme C indiqué par une flèche

2013). Néanmoins, ces valeurs sont très difficilement mesurables en raison de limites techniques liées aux appareils de mesure dans les conditions extrêmes de l'Antarctique (communication personnelle avec Luc Piard). Ainsi, dans la suite du manuscrit, nous nous intéresserons principalement aux données de température et de vent, et nous serons attentifs lors de la lecture de données d'humidité.

2.3 Données du "shallow layer mast"

Un mât de deux mètres de hauteur a été installé pendant l'été 2012-2013 à Dôme C et est véritablement opérationnel depuis l'été 2013-2014. Bien qu'il ne soit pas situé exactement à côté de la tour, l'homogénéité du paysage permet de joindre leurs profils verticaux. Des capteurs de température HMP155 ventilés artificiellement ont été installés à 50cm, 1m et 2m ainsi qu'un anémomètre Young 05106 à 2m. Une sonde acoustique a également été installée afin de mesurer la hauteur de la neige de même qu'un pyrgéomètre Campbell IR120 pour mesurer la température de surface (l'émissivité de la surface utilisée ici est de 1).

2.4 Anémomètre sonique CSAT3

Un anémomètre sonique CSAT3 a été installé à Dôme C à une hauteur de 2 m sur la période du 4 au 12 janvier 2014 (voir figure 6). Le CSAT3 mesure les trois composantes orthogonales de la vitesse du son grâce à laquelle on peut en déduire la température et les 3 composantes du vent toutes les 0.05s. Par un calcul de covariances, on peut en déduire les flux turbulents de quantité de mouvement et de chaleur. Les routines utilisées pour calculer ces flux sont celles de Christophe Brun (maître de conférences au Laboratoire des écoulements géophysiques et industriels, Grenoble) et calculent les perturbations par différence des champs moyens aux moyennes glissantes sur 8min.

2.5 Radiosondages

Un radiosondage journalier à 1200 UTC (20h heure locale) est effectué à Concordia par le Routine Meteorological Observation program (RMO, <http://www.climantartide.it>). Les sondes lancées sont des sondes classiques Vaisala RS92. Rowe et al. (2008) ont montré que les données d'humidité de ces capteurs présentent un biais sec indépendant de l'altitude et un biais chaud (0.1K) sur les premières dizaines de mètres. Les mesures d'humidité par les radiosondages ne seront pas analysées ici et les données de la tour pour la température et le vent seront préférées à celles des radiosondages près du sol.

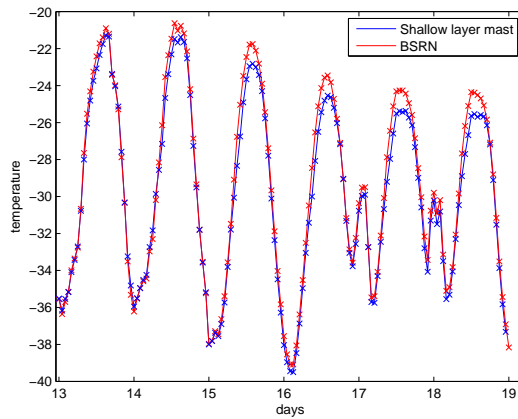


FIGURE 7: Séries temporelles des températures de surface ($^{\circ}C$) mesurées par le BSRN et l'IR120 Campbell du "shallow layer mast" du 13 au 18 décembre 2013.

2.6 Données BSRN

Des données des flux ondes longues et ondes courtes au sol ont été acquises par le Baseline Surface Radiation Network (BSRN, <http://bsrn.awi.de>) et sont utilisées dans cette étude. Les mesures des flux sont faites par des pyrgéomètres, pyranomètres et pyréliomètres et détaillées dans Ohmura et al. (1998) et Lanconelli et al. (2011). Les données initiales sont horaires et des données toutes les demi-heures ont été obtenues par interpolation linéaire. La température de surface est calculée à partir des flux ondes longues en prenant une émissivité de la surface de 0.99. Les températures de surface et celles mesurées par l'IR120 du "shallow layer mast" ont été comparées sur une période commune de mesure : du 13 au 18 décembre 2013 (figure 7). Le résultat est globalement bon. On note cependant un biais froid de presque $2^{\circ}C$ vers 13h des journées de ciel clair et un plus faible certaines nuits nuageuses (quand la température de surface est relativement haute, la nuit du 16-17 janvier 2014 sur la figure 7 par exemple). Le calcul de l'incertitude liée à la différence d'émissivité entre les deux méthodes donne une valeur de 0.3K. Ceci peut expliquer le biais nocturne mais pas le biais diurne. Ce dernier est certainement lié au fait que le thermocouple de l'IR120 est très sensible aux variations de températures liés aux rayonnement solaire direct quand le capteur n'est pas placé au sein d'un habitacle chauffé, ce qui est le cas ici (communication personnelle avec Luc Piard, LGGE). Les données BSRN seront choisies comme références pour les températures de surface (Brun et al., 2011) sauf en janvier 2014 en raison d'un problème d'acquisition.

2.7 ERA Interim

Les champs de température des données réanalysées ERA-Interim de 2009 à 2014 du centre européen (Dee and co authors, 2011) ont été utilisés au dessus de Dôme C pour obtenir des variables synoptiques comme la fréquence de Brünt-Vaisala de la troposphère libre. Le modèle du centre européen a été évalué puis amélioré pour les conditions météorologiques au dessus du plateau Antarctique pendant le programme CONCORDIASI⁶ en 2008. Grâce à ce programme, les réanalyses de température ont été améliorées au dessus de Dôme C avec une erreur quadratique moyenne par rapport aux radiosondages inférieure à 1K excepté dans les premières centaines de mètres (Rabier et al., 2010). Les données utilisées ont comme résolution horizontale 0.125° pour 60 niveaux sigma entre le sol et environ 0.1hPa et possède une résolution temporelle de 6h. Des données toutes les demi-heures ont été obtenues par

6. Le programme CONCORDIASI est un programme lancé en 2008 par le Centre National de Recherche Météorologique, le Laboratoire de Glaciologie et Géophysique de l'Environnement et le Centre National d'Etudes Spatiales dans le cadre de l'année polaire internationale pour améliorer nos connaissances géophysiques et les prévisions météorologiques sur l'Antarctique

interpolation linéaire.

2.8 Méso-NH

Dans notre étude des premières comparaisons observations-modèles furent réalisées avec le modèle Meso-NH du Centre National de Recherches Météorologiques et du Laboratoire d'Aérodynamique de Toulouse. Ce modèle est un modèle méso-échelle non hydrostatique en points de grille (Lafore et al., 1998) utilisé ici pour des simulations en 1D. Il peut être couplé au modèle de surface SURFEX (SURface EXternalisée) pour une représentation plus réaliste des échanges surface-atmosphère. Ce modèle présente un mode LES (Large Eddy Simulation) avec une résolution de la turbulence plus fine. Cependant, les simulations réalisées ici garderont une configuration de modèle uni-colonne, le programme GABLS4 s'intéressant principalement à la turbulence dans les modèles de climat et opérationnels. Le schéma de paramétrisation de la turbulence implémenté dans Méso-NH est celui de Cuxart et al. (2000). C'est une paramétrisation d'ordre 1.5. Le coefficient de diffusion est exprimé comme $K_m \approx l_m \sqrt{E_c}$ où l'énergie cinétique turbulente est donnée par la résolution d'une équation pronostique et la longueur de mélange est définie comme étant la racine du produit des hauteurs sur lesquelles la flottabilité intégrée d'une parcelle d'air qui monte (descend) égale son énergie cinétique initiale. Un schéma de convection peu profonde nommé EDKF (Eddy Diffusivity-Kain Fritsch) est également implémenté dans Méso-NH. Les mouvements convectifs sont alors en partie résolus avec un schéma de diffusivité turbulente mais également avec un schéma en flux de masse. Le schéma de paramétrisation microphysique utilisé ici pour la représentation des nuages est le schéma ICE-3. C'est un schéma de condensation sous-grille, autorisant la formation de nuages d'eau liquide et de glace.

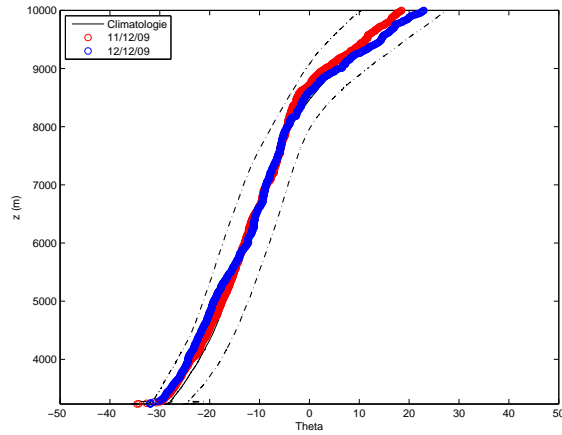
3 Résultats

3.1 Climatologie d'été à Dôme C et représentativité des jours GABLS4

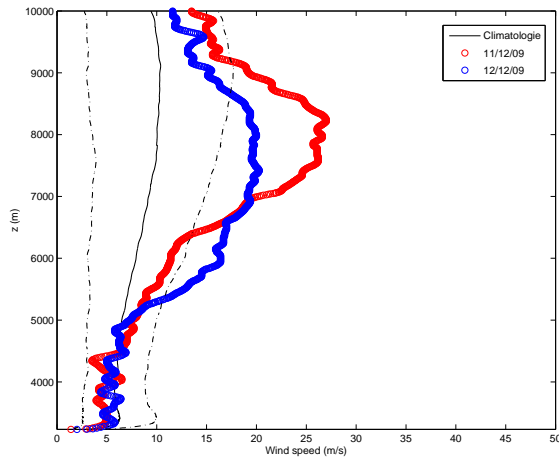
3.1.1 Température et vent moyen sur la colonne d'air troposphérique

Grâce aux radiosondages quotidiens à Dôme C, une climatologie de décembre de la température potentielle et du vent a pu être réalisée sur la période 2009-2013. On observe sur la figure 8a que l'atmosphère climatologique au dessus de Dôme C présente une tropopause thermique (augmentation brutale du gradient de température potentielle) à environ 9km d'altitude (soit 5km environ au dessus de la surface). Le gradient de température potentielle troposphérique est d'environ $5^\circ\text{C}/\text{km}$ et est la preuve de la stabilité thermique sur toute la hauteur de la troposphère à 20h. En outre, les écarts types de température potentielle sont de quelques degrés tout au plus dans la troposphère et témoignent de la relative stabilité thermique de la troposphère antarctique d'été dans le temps. Le vent moyen au dessus de Dôme C est quant à lui assez faible ($<15\text{m/s}$, figure 8b) mais variable (un écart type de plus de 5m/s sur quasiment toute la troposphère) et croît avec l'altitude en accord avec la relation du vent thermique (King and Turner, 1997). La direction du vent climatologique est globalement sud-sud-ouest sur toute la hauteur de la troposphère (non montré ici). La climatologie de la température et du vent établie ici est en accord avec celle de Aristidi et al. (2005) calculée sur la période 2000-2004 à Dôme C, et à celle de Hudson and Brandt (2005) au pôle sud sur la période 1994-2003.

Si l'on s'intéresse désormais aux profils des journées GABLS4 (courbes rouges et bleues sur la figure 8), on observe que les profils de température sont similaires à la climatologie. Il présente un jet de 20-25 m/s dans la haute troposphère plus fort que la moyenne climatologique sommée à un écart type, donc significative à au moins 66%. Si l'on regarde plus en détail les 1500 premiers mètres le soir du 11 décembre (un "zoom" sur la vitesse et la direction du vent dans 1500 premiers mètres est disponible partie A des annexes), on observe la croissance de la vitesse du vent dans la première centaine de mètres cohérent avec un profil de couche limite stable (voir partie suivante). Au delà, des oscillations de la vitesse et même de la direction du vent avec une longueur d'onde verticale d'environ 200m sont identifiables. La rotation cyclonique du vent avec l'altitude laisse penser que ces oscillations



(a) Température potentielle ($^{\circ}C$)



(b) Vitesse du vent (m/s)

FIGURE 8: Climatologie de décembre sur la période 2009-2013 des données des radiosondages de la station Concordia à 20h heure locale. Ne sont représentés ici que les profils sur les premiers 10km. Les altitudes en ordonnées sont les altitudes par rapport au niveau de la mer. En courbe continue noire est tracée la climatologie, en courbe discontinue noire la climatologie plus ou moins un écart type et en rouge et bleu sont tracées les journées GABLS.

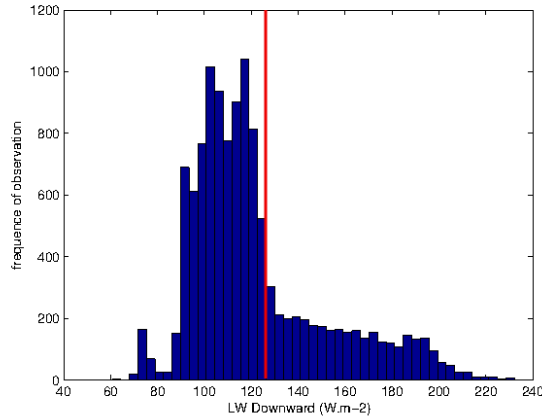


FIGURE 9: Fréquences d'observation des données horaires de flux ondes longues mesurées par le BSRN à Dôme C en décembre et janvier. Les données utilisées sont celles des années 2009 à 2013. Le seuil en dessous duquel on donne la qualification "ciel clair" est indiqué en rouge.

soient des ondes d'inertie-gravité dont l'énergie se propage vers le haut (Holton, 1992). La stabilité de la basse troposphère (gradient de θ positif) permet bel et bien leur propagation. Ces oscillations pourraient être un paramètre à prendre en compte dans les forçages grande échelle des modèles lors de l'intercomparaison GABLS4. Néanmoins, elles sont situées bien au delà de la couche limite donc ne sont pas de première importance pour GABLS. De plus, forcer de telles oscillations serait une tâche complexe pour les modélisateurs (discussion personnelle avec Eric Bazile). Nous ne nous attarderons donc pas plus sur ce phénomène dans la suite du manuscrit.

3.1.2 Température et vent moyen sur les 45 premiers mètres

Grâce aux données mesurées sur la tour et acquises par le BSRN depuis 2009, une climatologie des mois de décembre de la température et du vent sur les 45 premiers mètres a pu être réalisée sur la période 2009-2013. Une climatologie en conditions de "ciel clair" a également été faite pour s'abstenir des effets radiatifs des nuages. La qualification "ciel clair" pour les profils d'été est donnée à tous ceux dont le rayonnement ondes longues descendant mesuré au sol par le BSRN est inférieur à un seuil de $125W/m^2$ déterminé par Town et al. (2005) à partir d'une comparaison entre spectres ondes longues observés et simulés au dessus du pôle sud. L'histogramme de la figure 9 permet de voir que la majorité des journées à Dôme C sont des journées de ciel clair, ce qui est en accord avec les observations et la climatologie du plateau antarctique (King and Turner, 1997; Town et al., 2005). On s'intéresse tout d'abord aux profils verticaux climatologiques de la température le long de la tour (courbes noires et bleues sur la figure 10).

Le cycle diurne de la température présente des valeurs comprises entre -30 et $-25^{\circ}C$ la journée et inférieures à $-30^{\circ}C$ vers 2h du matin. La journée, le soleil chauffe la surface qui malgré son fort albédo (≈ 0.8), se réchauffe plus que l'air ambiant et une couche limite convective se développe. La température est alors constante (figure 10) sur toute la hauteur de la tour de 11h à 17h et présente une valeur moins élevée pour la climatologie de "ciel clair" (environ $1^{\circ}C$ de différence). Ceci s'explique par un forçage ondes longues des nuages plus fort que le forçage ondes courtes proche de la surface. La nuit, de 20h à 8h du matin, les profils de température climatologiques présentent une forte inversion dans les premiers mètres avec une différence de $5^{\circ}C$ entre le premier et le dernier niveau de la tour à 2h et 5h du matin ce qui est comparable aux résultats de Genthon et al. (2010, 2013). L'inversion très près du sol (entre le premier niveau de la tour et la surface) atteint presque $5^{\circ}C$ pour les profils climatologiques et $8^{\circ}C$ pour les profils "ciel clair". Cette différence s'explique par la présence de nuage qui induit un rayonnement infrarouge descendant chauffant la surface plus que l'air (en raison d'une absorption plus forte) et réduit la force de l'inversion (Hudson and Brandt, 2005; King et al., 2006;

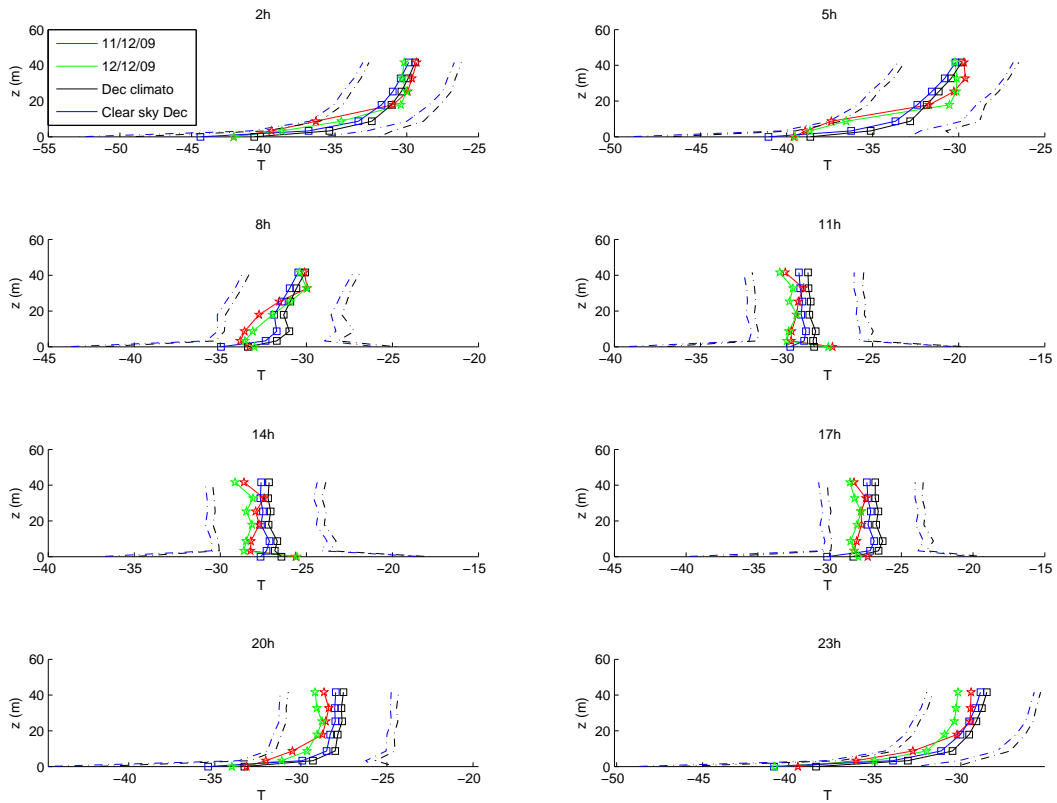


FIGURE 10: Profils verticaux de la température ($^{\circ}C$) le long de la tour à différentes heures de la journée (heures locales). La température au sol est celle mesurée par le réseau BSRN. Les altitudes en ordonnée sont les altitudes par rapport à la surface. Sont tracés les profils de la climatologie de décembre sur la période 2009-2013 (traits continus noirs), les profils de cette même climatologie mais en condition de ciel clair (traits continus bleus) et les profils des deux jours GABLS4 (traits continus rouges et verts). Les moyennes plus ou moins un écart type sont tracées en pointillés. Les carrés indiquent les altitudes des instruments.

Pietroni et al., 2014) quand on prend en compte les journées nuageuses.

Ce phénomène est également observable sur la figure 12 où les plus fortes inversions ont lieu globalement les nuits avec un faible rayonnement infrarouge descendant tandis que pour les nuits nuageuses (fort rayonnement infrarouge descendant), les inversions sont faibles. Sur cette figure, on voit également que les très fortes inversions (supérieures à $10^{\circ}C$) prennent place quand le vent est faible⁷, ce qui limite le mélange vertical mécanique et accentue la stratification et donc le gradient de température. Notons aussi que les températures nocturnes sont plus basses les journées de ciel clair (environ $1^{\circ}C$) toujours en raison du rayonnement infrarouge descendant plus fort les nuits nuageuses.

On s'intéresse désormais aux profils climatologiques de vitesse du vent sur la figure 11 (courbes noires et bleues). On observe la journée (11h et 14h) que le vent est quasi constant (environ $4m/s$, cohérent avec Genthon et al. (2010)) sur toute la hauteur de la tour en raison du mélange par convection. La nuit, un gradient de vent s'installe avec des vents faibles proches de la surface et d'environ $6m/s$ en haut de la tour à 23h (toujours cohérent avec Genthon et al. (2010)). Le gradient de vent ainsi que le vent

7. Les heures de vent faibles sont les heures de la nuit où le vent à 18m n'excède pas $4.9m/s$, valeur de la médiane du vent à cette hauteur. Les vents forts sont les valeurs supérieures à cette médiane.

en haut de la tour sont plus forts quand on ne considère que les journées de "ciel clair" en raison d'une inversion de température plus forte et d'un mélange mécanique moins profond (Pietroni et al., 2014). Le fait que le vent nocturne croisse avec l'altitude est cohérent avec la diminution de la turbulence produite par le cisaillement de vent en surface quand on s'éloigne du sol.

On compare maintenant les profils climatologiques aux profils des journées GABLS4 (courbes rouges et vertes sur les figures 10 et 11). Ces journées sont relativement proches de la climatologie (les courbes sont comprises entre la moyenne climatologique et un écart type) et la figure 12 montre qu'elles sont bien des journées de "ciel clair". Une différence notable par rapport à la climatologie est la présence d'une couche résiduelle avec un gradient de température quasi-nul (figure 10, 23h, 2h et 5h). N'étant pas remarquable sur la climatologie, cette couche résiduelle au niveau de la tour n'est donc pas présente toutes les nuits (la convection diurne n'est pas toujours suffisamment intense), et n'est également pas très épaisse car elle n'est pas identifiable sur les radiosondages. On note de plus un gradient de vent et de température relativement fort à 8h du matin les deux jours, ainsi que la formation d'un maximum local dans les profils de vent les nuits du 11 et 12 décembre vers 2h du matin, au deuxième et troisième niveaux de la tour (en partant du bas, soit environ 18m et 25m). De tels maxima peuvent également être observés dans Genthon et al. (2010) et ont l'allure d'un jet nocturne formé par oscillation inertielle que l'on peut observer à plus haute altitude (environ quelques centaines de mètres) dans les couches limites nocturnes aux moyennes latitudes (Stull, 1990; Davies, 2000). Ils sont étudiés plus en détail dans la partie suivante.

Pendant les journées GABLS4, la légère rotation de la direction du vent vers l'ouest quand on passe de 3.3m au sommet de la tour pendant la nuit (voir figure 13) laisse penser que la composante agéostrophique du vent dans la couche stable pourrait obéir aux équations de la spirale d'Ekman et serait en accord avec les résultats de Rysman (2010).

On se penche maintenant sur les séries temporelles de température, d'humidité relative et de vent pendant les journées GABLS4 sur la figure 14. Pour la température, on observe tout d'abord le cycle diurne à tous les niveaux ainsi que la forte inversion la nuit et l'homogénéisation thermique de la couche limite la journée. Ce qui est également observable sur la figure 14a est la présence d'oscillations à tous les niveaux de la température pendant la nuit, avec une période caractéristique de une à trois heures. Ces oscillations ont également été reportées par Rysman (2010) pour plusieurs nuits de l'hiver 2009 et n'ont pas été clairement expliquées. Une hypothèse expliquant pouvant expliquer ce phénomène est la présence d'ondes de gravité dans la couche stable au Dôme C (qui ont par ailleurs été observées par Stefania Argentini Istituto di Scienze dell'Atmosfera e del clima, Rome, Italie). Cependant, les données de température étant moyennées sur 30min, nous ne pouvons analyser plus en détail ces oscillations. L'humidité relative par rapport au solide décrit elle aussi un cycle diurne avec des valeurs plus élevées la nuit que le jour et ceci malgré la sublimation qui a lieu principalement la journée (l'effet de la température sur l'humidité relative domine ici). Ce cycle diurne est plus marqué dans les niveaux près du sol en raison de l'amplitude plus importante du cycle de température. Même si avec des nouveaux instruments de mesure, des humidités relatives bien supérieures sont aujourd'hui mesurées les nuits estivales, de telles valeurs ne sont pas observées dans les données des HMP en 2009.

3.1.3 Jet nocturne dans les 45 premiers mètres

Pour voir si les jets de très basse altitude observés les nuits du 11 et 12 décembre 2009 font partie intégrante de la climatologie de la couche limite nocturne à Dôme C, un test sur les profils de vent des mois de décembre 2009 à 2013 a été mis en place pour identifier les jets le long de la tour selon les critères suivants :

- On regarde où est situé le maximum de vent dans le profil vertical. Si le maximum est situé au niveau le plus haut de la tour, on ne pourra pas conclure s'il s'agit d'un maximum local (jet) ou s'il s'agit simplement du fait que le vent nocturne croît avec l'altitude et est donc maximum en haut de la tour. De ce fait, tous les profils avec un maximum au dernier niveau de la tour ne peuvent être caractérisés comme possédant un jet nocturne. Ceci résulte certainement en un sous-échantillonnage des jets et doit être pris en compte lors de l'interprétation des résultats.

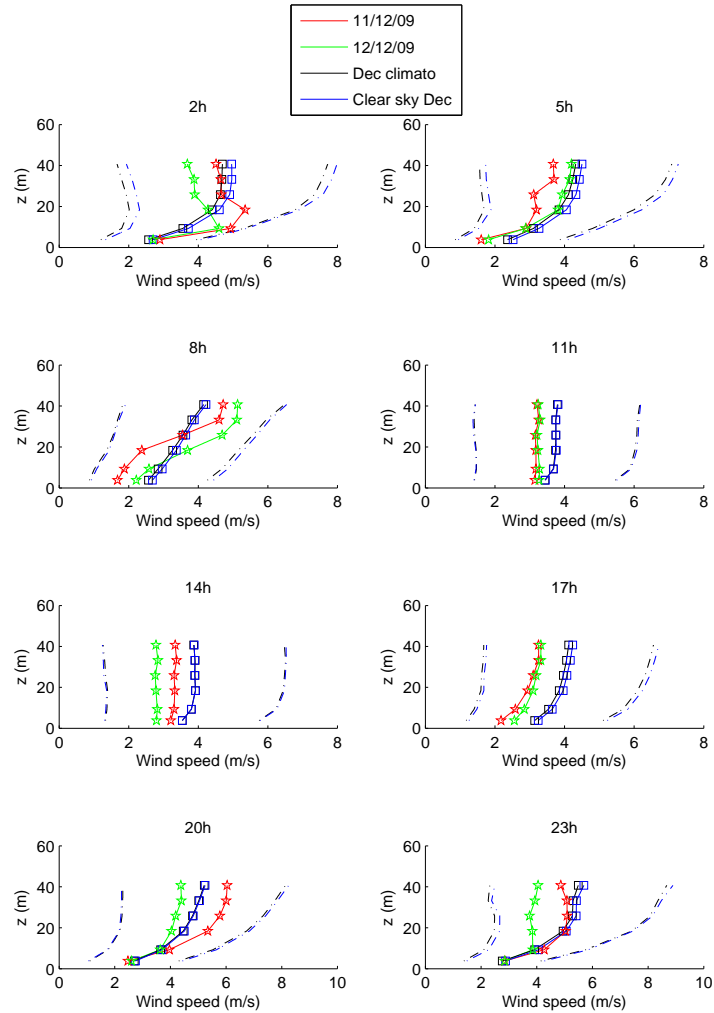


FIGURE 11: Profils verticaux de la vitesse du vent le long de la tour à différentes heures de la journée (heures locales). Les altitudes en ordonnée sont les altitudes par rapport à la surface. Sont tracés les profils de la climatologie de décembre sur la période 2009-2013 (en traits continus noirs), les profils de cette même climatologie mais en condition de ciel clair (en traits continus bleus) et les profils des deux jours GABLS4 (en traits continus rouges et verts). Les moyennes plus ou moins un écart type sont tracées en pointillés.

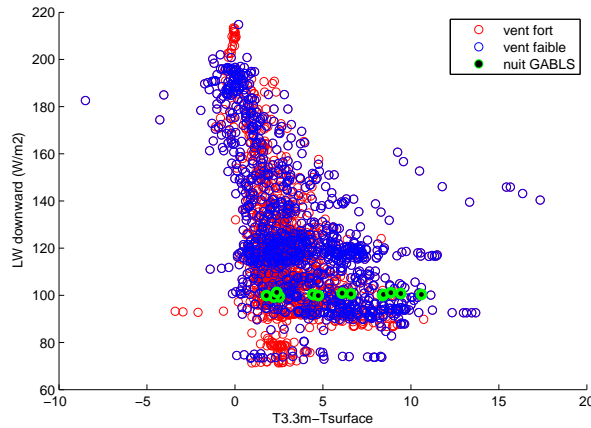


FIGURE 12: Différence de température entre le premier niveau de la tour et le sol ($^{\circ}C$) en fonction du rayonnement ondes longues descendant (données BSRN). Les données utilisées sont celles des nuits (21h à 6h du matin) des mois de décembre de 2009 à 2013. Les journées de vent fort sont tracées en rouge, les journées de vent faible en bleue, la nuit du 11-12 décembre 2009 en vert.

- La différence de vitesse du vent avec les deux niveaux ayant la vitesse la plus faible doit être au moins de $1m/s$. Sinon, le maximum n'est pas vraiment significatif dans le profil.
- Le second maximum dans le profil doit être localisé au niveau juste au dessus ou juste en dessous du niveau du maximum ; ceci dans le but d'éviter en partie de compter comme jets des valeurs de vents aberrantes dans les profils.

Ce test permet de voir qu'un peu plus de 87% des nuits de décembre (134 nuits sur 155) ont à une certaine heure un jet nocturne en dessous de 35m. Ce jet a une valeur moyenne de $5.7m/s$ et peut atteindre des valeurs jusqu'à $11.9m/s$. Ce jet n'est pas visible dans la climatologie de vent car il n'est pas présent toutes les nuits au même niveau mais le jet observé à 2h vers 20 mètres pendant la nuit du 11-12 décembre 2009 n'est pas exceptionnel et relève d'une caractéristique belle et bien climatologique.

La figure 15 permet de voir que les jets sont principalement détectés au 5ème niveaux de la tour (33.19m). De plus, on observe que les jets les plus bas se forment quand les inversions sont les plus fortes ($> 11^{\circ}C$). Ceci est cohérent avec le fait que plus l'inversion est forte, moins la turbulence est transportée mécaniquement vers le haut et plus des vents forts dans une couche proche de la surface peuvent ainsi être maintenus. On procède à une analyse composite des nuits de décembre où un jet au 3ème niveaux de la tour a été détecté, soit environ 24% des nuits avec un jet (donc un total de 32 nuits utilisées). La figure montre l'évolution des profils composites de la température et de la différence de la vitesse du vent à chaque niveau de la tour avec celle en haut de la tour (pour s'abstenir des variations du vent géostrophique grande échelle et ne comparer que les anomalies liées à la formation du jet) Ces nuits sont caractérisées par une inversion nocturne entre le sol et le dernier niveau de la tour plus forte que la moyenne climatologique d'environ $3^{\circ}C$. On observe bien un maximum local des anomalies de vent supérieur à $0.3 m/s$ (maximum exact de $0.52m/s$ ⁸ non visible sur la figure) qui se forme vers 1h du matin vers 20m d'altitude soit au dessus de la zone de forte inversions (couleurs bleu et jaune sur la figure). La destruction de ce jet coïncide avec le début de la convection en tout début de matinée ($\approx 4h$ du matin).

La question qui se pose désormais est celle du mécanisme de formation des jets. Le Dôme C réunit toutes les conditions pour qu'ils soient formés par oscillation inertielle (terrain plat, peu de perturbations synoptiques) et le fait qu'ils soient maximum vers 1h du matin soit environ 6-7h après l'arrêt de

8. Cette anomalie est bien statistiquement significative car les nuits sans jet ou avec un jet plus haut, le vent au troisième niveau de la tour est inférieur au vent à son sommet.

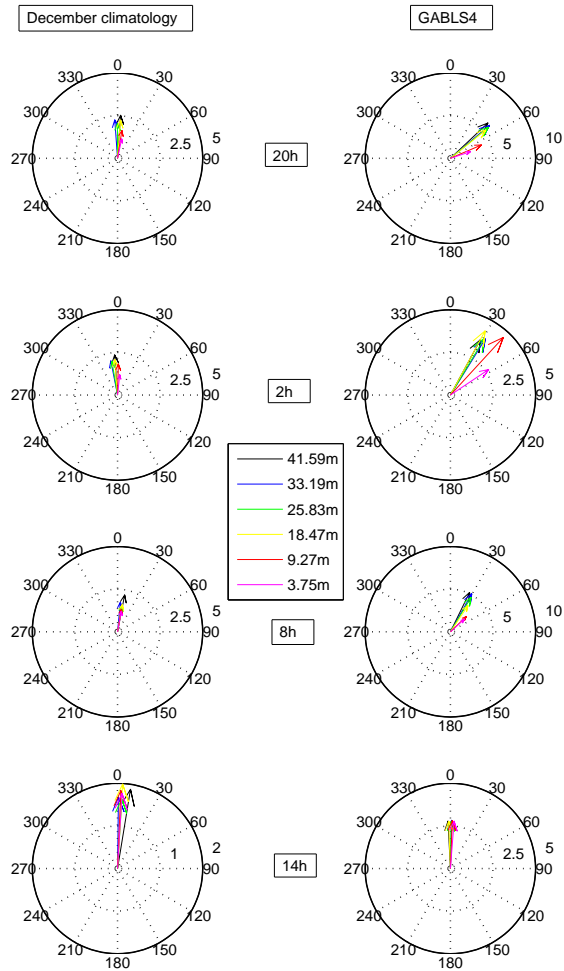
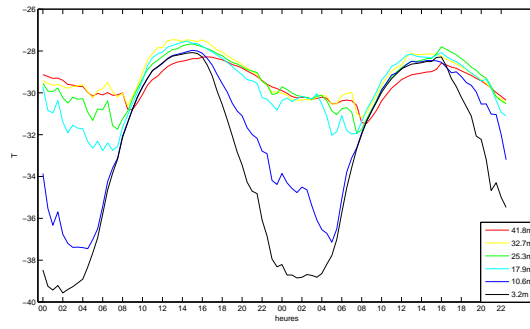
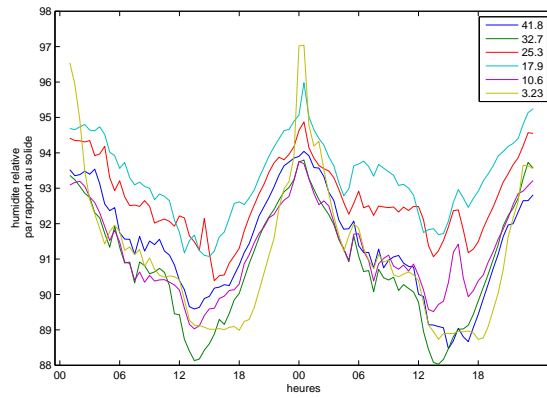


FIGURE 13: Rose des vents climatologiques des mois de décembre 2009 à 2013 (colonne de gauche) et du 11 et 12 décembre 2009 (de 20h le 11 à 14h le 12, colonne de droite) tracé à 4 heures différentes de la journée pour les 6 niveaux de la tour. Le vent est en m/s, la direction en degrés.



(a) Température ($^{\circ}C$)



(b) Humidité relative (%)

FIGURE 14: Séries temporelles de température et d'humidité relative par rapport au solide du 11 et 12 décembre 2009. Les "tick marks" sur l'axe des abscisses indiquent les heures.

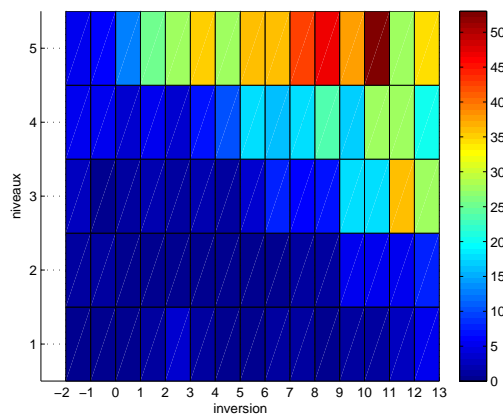


FIGURE 15: Nombre de demi-heures où un jet est détecté à chaque niveau en fonction de la force de l'inversion (différence de température entre le sommet de la tour et la surface, abscisse en $^{\circ}C$)

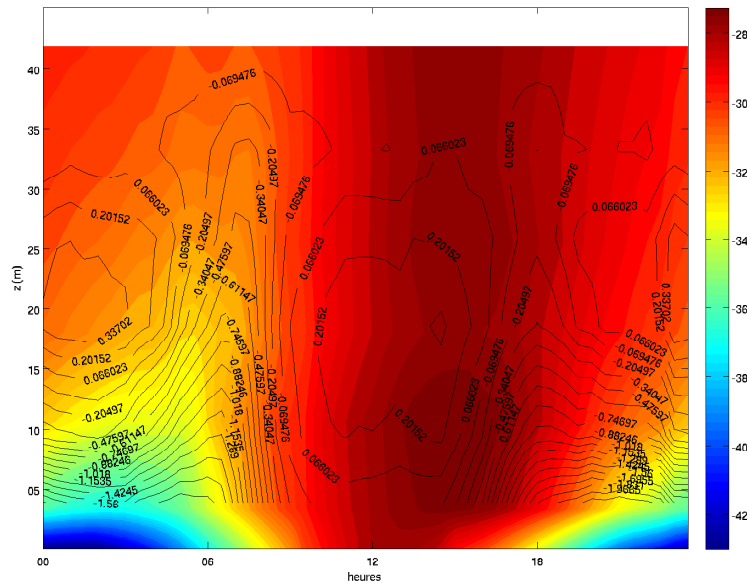


FIGURE 16: Analyse composite de toutes les journées de décembre 2009 à 2013 où un jet au troisième niveau de la tour a été détecté. La température le long de la tour ($^{\circ}C$) est en couleur et la différence de la vitesse du vent avec celle du vent en haut de la tour (m/s) est en contours noirs. Les température et le vent entre les différents niveaux de la tour sont interpolés linéairement. La température au sol est donnée par le BSRN.

la convection (vers 18h à Dôme C, voir les séries temporelles du flux sensible section 3.4.1) renforce cette hypothèse. Cependant, savoir si le vent agéostrophique subit une rotation due à Coriolis, et donc démontrer sans ambiguïté la contribution d'une oscillation inertielle n'est pas possible sachant que nous n'avons pas accès dans nos données aux variations exactes du vent géostrophique. Un autre phénomène qui pourrait générer un tel jet est la descente d'un vent catabatique généré plus haut sur le plateau antarctique et qui remonte le Dôme C la nuit (la formation d'un catabatique nécessite une inversion de température donc ne peut être généré que la nuit en été). Pour analyser plus en détail ces hypothèses, des simulations avec le Modèle Antarctique Régional (MAR) ont été prévues dans les prochains mois sous la supervision d'Hubert Gallée (LGGE). Un article sur la validation du modèle MAR à Dôme C actuellement en cours de rédaction sera complété par les résultats obtenus.

3.2 Calcul des flux turbulents à Dôme C

Outre la comparaison modèle-observations des profils de vent et de température, d'autres variables telles que les flux turbulents de surface seront comparées dans GABLS4 afin de regarder si la physique de la couche de surface est bien modélisée. Pour ce faire, nous nous proposons ici d'évaluer par des méthodes diagnostiques simples, les flux turbulents dans la couche de surface à Dôme C à partir des observations.

3.2.1 Détermination des hauteurs de rugosité

Avant de passer à proprement parler au calcul des flux, il est nécessaire d'avoir accès à un paramètre qui sera utile à ce calcul qu'est la hauteur de rugosité z_0 . Afin de connaître cette valeur à Dôme C, nous avons mis bout à bout les profils de vent et de température de la tour et du "shallow layer mast" de l'été 2013-2014. A partir de ces profils, nous avons sélectionné les profils sans jet de basse couche (en utilisant l'algorithme présenté précédemment) et effectué une régression linéaire du logarithme de la

hauteur sur la vitesse du vent. Les profils dont les coefficients de régression étaient supérieurs à 0.999 ont été retenus afin de ne prendre en compte que les profils neutres (correspondant le plus souvent aux heures du soir, soit 14 profils). La hauteur de rugosité a été obtenue en prenant l'exponentielle de l'ordonnée à l'origine et la valeur moyenne trouvée est de $2.3 \cdot 10^{-4}m$ avec un écart type de $2 \cdot 10^{-4}$. Cette valeur dépend fortement de la direction du vent en raison de la forme quasi-figée des sastrugis à Dôme C. Les variations relatives peuvent être de l'ordre de plusieurs dizaines voire centaines de pourcents (communication personnelle avec Charles Amory, doctorant au LGGE). Cependant, en raison du faible nombre de données du "shallow layer mast" et donc de l'impossibilité d'établir clairement une relation entre z_0 et la direction ou la force du vent, on considèrera ici que cette valeur est une constante. Pendant l'été 2013-2014, un nombre insuffisant de profils logarithmiques de température et d'humidité spécifique ont été observés pour effectuer le même travail afin d'obtenir la longueur de rugosité pour la température z_{0t} et pour l'humidité spécifique z_{0q} . On utilise alors les relations empiriques établies par Andreas (2002) :

$$\ln(z_{0s}/z_0) = b_0 + b_1 \ln(R_*) + b_2 \ln(R_*)^2 \quad (14)$$

où z_{0s} est soit z_{0t} soit z_{0q} , $R_* = u_* z_0 / \nu$ est le nombre de Reynolds de rugosité et b_0 , b_1 et b_2 sont des coefficients dépendant de R_* et disponibles dans Andreas (2002). Cette équation se base sur le fait que plus l'écoulement proche de la surface devient turbulent (u_* et R_* augmentent), plus la hauteur des éléments rugueux de la surface (en partant de leur sommet) qui affecte l'écoulement (donc z_0) augmente, et plus la couche où s'effectue les échanges visqueux de chaleur et d'humidité entre la surface et l'atmosphère turbulente (donc z_{0t}) diminue (b_1 et b_2 sont négatifs). Dans notre étude u_* et R_* sont obtenus grâce au coefficient directeur de la régression linéaire que nous avons effectuée précédemment (égal à κ/u_*). On trouve avec cette formule $z_{0t} = 1.8 \cdot 10^{-4}m$ avec un écart type de $0.7 \cdot 10^{-4}$ et $z_{0q} = 1.9 \cdot 10^{-4}m$ avec un écart type de $0.9 \cdot 10^{-4}$.

3.3 Calcul des flux turbulents dans la couche de surface par la méthode des profils

On se propose de calculer les flux turbulents dans la couche de surface soit entre le premier niveau de la tour et la surface avec la méthode des profils de Berkowicz and Prahm (1982)⁹. On présente ici les calculs de la contrainte mécanique et des flux de chaleur sensible et latente¹⁰. On considère les deux niveaux z_{t1} et z_{t2} de mesure de température et humidité (hauteur z_{0t} ou z_{0q} et premier niveau de mesure de température et humidité sur la tour) et les deux niveaux z_{u1} et z_{u2} de mesure de vent (hauteur de rugosité z_0 et premier niveau de mesure de vent). Les équations de la Théorie de Monin-Obukhov et l'expression des flux sont alors :

$$\Delta u = \frac{u_*}{\kappa} \left(\ln \frac{z_{u2}}{z_{u1}} - \psi_m \left(\frac{z_{u2}}{L} \right) + \psi_m \left(\frac{z_{u1}}{L} \right) \right) \quad (15)$$

$$\Delta \theta = \frac{\theta_*}{\kappa} \left(\ln \frac{z_{t2}}{z_{t1}} - \psi_\theta \left(\frac{z_{t2}}{L} \right) + \psi_\theta \left(\frac{z_{t1}}{L} \right) \right) \quad (16)$$

$$\Delta q = \frac{q_*}{\kappa} \left(\ln \frac{z_{t2}}{z_{t1}} - \psi_\theta \left(\frac{z_{t2}}{L} \right) + \psi_\theta \left(\frac{z_{t1}}{L} \right) \right) \quad (17)$$

$$L = \frac{\bar{\theta} u_*^2}{g \kappa \theta_*} \quad (18)$$

$$H_s = -\rho C_p u_* \theta_* \quad (19)$$

$$H_l = -\rho L_s u_* q_* \quad (20)$$

9. Le choix du premier niveau de la tour et pas d'un niveau quelconque a été fait en s'appuyant sur les commentaires de Berkowicz and Prahm (1982) précisant que plus les mesures sont faites près de la surface, plus les valeurs de flux en surface obtenues sont pertinentes. En effet, plus on prend des mesures éloignées de la surface, moins il est probable que l'on se situe dans la couche de surface et donc que la théorie de Monin-Obukhov sur laquelle se fonde la méthode des profils soit valable.

10. Rappelons ici qu'il est commun de prendre les mêmes fonctions de correction pour la température potentielle et l'humidité spécifique (Stull, 1990; Andreas, 2002)

$$\tau = -\rho u_*^2 \quad (21)$$

où Δu et $\Delta \theta$ sont les différences de vitesse du vent et de température potentielle entre les deux niveaux (soit de mesure de vent, soit de mesure de température), q_* l'humidité spécifique de friction ($q_* = -\overline{w'q'}/u_*$), L_s l'enthalpie massique de sublimation de la neige, H_s est le flux de chaleur sensible, H_l le flux de chaleur latente et τ la contrainte mécanique. Le système des 4 équations (15), (16), (17) et (18) présente 4 inconnues : L , θ_* , u_* et q_* . Cependant, la non-linéarité des fonctions ψ (dans la plupart des cas) ne permet pas de l'inverser facilement. On procède alors à une méthode itérative. A partir des équations (15), (16) et (18), on peut définir la suite suivante :

$$L_{n+1} = \left(\frac{\bar{\theta}}{g} \frac{\Delta u^2}{\Delta \theta} \right) \left(\frac{\ln \frac{z_{t2}}{z_{t1}} - \psi_\theta \left(\frac{z_{t2}}{L_n} \right) + \psi_\theta \left(\frac{z_{t1}}{L_n} \right)}{\left(\ln \frac{z_{u2}}{z_{u1}} - \psi_m \left(\frac{z_{u2}}{L_n} \right) + \psi_m \left(\frac{z_{u1}}{L_n} \right) \right)^2} \right) \quad (22)$$

La méthode pour calculer les flux τ , H_s et H_l consiste à faire converger cette suite et calculer les flux une fois la limite atteinte (on cherche les points fixes du système). Pour ce faire, on procède en 3 étapes :

- On calcule u_{*0} , θ_{*0} et q_{*0} pour $L_0 = \infty$ et donc avec $\psi_m = \psi_h = 0$ (cas neutre).
- On calcule L_1 à partir de u_{*0} , θ_{*0} , et L_0 avec (22).
- On réitère la procédure jusqu'à que L ne varie pas plus de 10%. On arrête le calcul si n dépasse 25 (on estime alors que la suite L_n ne converge pas)

Bien évidemment, la convergence de cette suite n'est pas systématique. Elle dépend des fonctions de stabilité ψ utilisées et du nombre de Richardson de gradient. Pour plus d'information, les conditions détaillées de la convergence sont données dans la partie B des annexes.

La partie suivante est consacrée à la détermination des fonctions de stabilité pour appliquer la méthode des profils.

3.3.1 Détermination des fonctions de stabilité

Couches stables Sachant que la couche de surface estivale à Dôme C peut être peu stable en début de soirée mais également très stable la nuit, déterminer une fonction de correction pour les cas stables se révèle être une tâche complexe. On choisit alors de comparer trois fonctions de correction différentes sur les données du 11-12 janvier 2014. Ces journées ont été choisies car elles sont représentatives de journées "classiques" à Dôme C et qu'elles ont pu être échantillonnées par les instruments de la tour, du "shallow layer mast" et le sonique CSAT3 en même temps. Les séries temporelles de température et de vent de ces journées sont à ce sujet tracées en annexe (figure C1). Précisons que trouver de telles journées ne fut pas une simple tâche, car seulement 9 jours du début janvier 2014 parmi toutes nos données estivales ont été échantillonnées par tous les instruments, et 6 d'entre elles sont affectées par un évènement chaud (phénomène météorologique caractérisé par une hausse brutale de la température et d'humidité (Genthon et al., 2013)). Les trois fonctions de corrections qui furent comparées sont :

- Une fonction linéaire $\psi = -\alpha \frac{z}{L}$ (Businger et al., 1971; Berkowicz and Prahm, 1982; Höglström, 1996; Stull, 1990). On observe bien avec de telles relations que pour z/L tendant vers l'infini, les gradients de vent et température potentielle sont indépendants de z et la turbulence est alors principalement guidée par la flottabilité et non plus par les flux de surface (voir équations (9) et (10)) : c'est la transition couche de surface / couche limite stable. Les valeurs des coefficients α choisies sont 4.95 ± 1.5 pour ψ_m et 8.43 ± 1.8 pour ψ_θ . Ces derniers ont été estimés par la méthode des moindres carrées¹¹ sur tous les profils nocturnes de température et de vitesse du vent de la nuit du 11-12 janvier 2014 (entre 21h et 5h) sur les premiers niveaux de la tour et ceux du "shallow layer mast" (toutes les régressions ont été gardées car elles présentent toutes un

11. Les régressions effectuées sont $\frac{\kappa u}{u_*} - \ln(z) = -\alpha_m \frac{z}{L} - \ln(z_0)$ et $\frac{\kappa \theta}{\theta_*} - \ln(z) = -\alpha_\theta \frac{z}{L} - \ln(z_{0t})$. Les valeurs de u_* et θ_* utilisées sont celles données par le sonique CSAT.

coefficient de corrélation supérieur à 0.85)¹². Ces coefficients sont proches de ceux recommandés par Högström (1996) : 5.3 et 8. La condition de convergence de la méthode des profils pour cette méthode est $Ri < 0.34$ (voir annexe partie B). Högström (1996) indique qu’une telle fonction donne des résultats proches des observations pour $z/L < 0.5$.

- Une fonction de la forme $\psi_m = \psi_\theta = -a(\frac{z}{L}) - b(\frac{z}{L} - \frac{c}{d})\exp(-d\frac{z}{L}) - \frac{bc}{d}$ (avec a, b, c et d des constantes¹³) proposée par Holtslag and De Bruin (1988). Cette fonction est recommandée par Andreas (2002) pour les stratifications stables par comparaison entre plusieurs fonctions de correction proposées dans les trois dernières décennies, sur des critères fondés sur l’évolution des nombres adimensionnés de Richardson, Prandlt et Deacon quand on tend vers une limite de stabilité infinie (écoulement laminaire visqueux). L’avantage que présente cette fonction par rapport aux fonctions linéaires est que la méthode des profils converge pour des Ri allant jusqu’à 1.43 (voir annexe partie B). Ceci est cohérent avec l’hystéresis du Richardson (voir Introduction) où une turbulence peut être présente jusqu’à des $Ri > 1$, mais également avec les observation de Lettau (1979) au pôle Sud, où de la turbulence est détectée à des Ri supérieurs à 1. Cette fonction donne des résultats satisfaisants jusqu’à $z/L = 10$ d’après Holtslag and De Bruin (1988).
- Une fonction dérivée d’une théorie de Monin-Obukohov étendue aux couches de surface surmontées d’une troposphère libre stable développée par Zilitinkevich (2002). Ce type de couche de surface est souvent observé dans les régions polaires, soit pendant la nuit polaire l’hiver, soit l’été quand la convection lors de la journée n’a pas été suffisamment intense pour maintenir une couche résiduelle nocturne profonde. La fonction de correction a la forme $\psi_m = -C_{u1}(1 + C_{u2}S)\frac{z}{L}$ pour le profil de vent et $\psi_\theta = -C_{\theta1}(1 + C_{\theta2}S^3)\frac{z}{L}$ pour le profil de température potentielle avec $S = \frac{NL}{u_*}$, N étant la fréquence de Brünt-Vaisala de la basse troposphère libre. e paramètre S permet d’évaluer dans quelle mesure la couche de surface est exposée aux effets de la stabilité de la troposphère. Alors que Zilitinkevich (2002) recommandent les valeurs de $2.1/\kappa$ et $3.2/\kappa$ pour les constantes C_{u1} et $C_{\theta1}$, les valeurs de C_{u2} et $C_{\theta2}$ doivent être déterminées empiriquement. Pour ce faire, ces deux coefficients ont été calculés par la méthode des moindres carrés sur les profils verticaux nocturnes de température et de vent. Cependant, les valeurs trouvées de C_{u2} et $C_{\theta2}$ sont bien trop différentes selon les heures de la nuit (parfois de plus d’un ordre de grandeur) et donc dépendent très fortement de la stabilité de l’atmosphère. Sodemann and Foken (2004) ont eux aussi tenté de déterminer ces coefficients sur une plateforme glacière antarctique et ne trouvent non plus pas des valeurs constantes. Il expliquent que des paramètres tels que la hauteur de mesure, les gradients de vent et température et les conditions météorologiques de plus grande échelle peuvent les faire varier de plusieurs ordres de grandeur. Cette fonction de stabilité ne fut alors finalement pas considérée.

Pendant la nuit du 11-12 janvier 2014, entre la surface et le premier niveau de la tour on se situe en permanence dans l’intervalle $0 < z/L < 0.5$ (non montré ici). On peut donc utiliser la fonction de Holtslag and De Bruin (1988) mais également la fonction linéaire. De plus, le nombre de Richardson ne dépasse pas 0.25 (voir figure 17). La convergence de la méthode des profils avec les deux fonctions est donc assurée. On compare désormais le flux $\overline{w'\theta'}$ et la vitesse de friction en surface calculés par la méthode des profils aux données du sonique (voir les heures nocturnes, soit 19h-3h, sur la figure 18).

Les flux calculés avec les deux fonctions de stabilité sont proches de ceux mesurés par le sonique et aucune des deux fonctions ne semble véritablement se démarquer par rapport à l’autre. Ceci est du au fait que pour des z/L faibles, les fonctions linéaires et celle de Holtslag and De Bruin (1988)

12. Les régressions de u et T sur z effectuées ici ont également permis de faire une seconde estimation de z_0 et z_{0t} (en utilisant les ordonnées à l’origine). Les valeurs trouvées sont $z_0 = 2.1 \cdot 10^{-4}m \pm 1.3 \cdot 10^{-4}$ et $z_{0t} = 2.2 \cdot 10^{-4}m \pm 2.0 \cdot 10^{-4}$. Cela est rassurant car nous trouvons des valeurs proches des résultats de la partie 3.2.1. Comme la méthode développée précédemment était plus exigeante (coefficient de corrélation > 0.999), nous garderons les premiers résultats comme les valeurs de référence des hauteurs de rugosité.

13. $a=0.7$, $b=0.75$, $c=5.0$ et $d=0.35$ d’après Holtslag and De Bruin (1988)

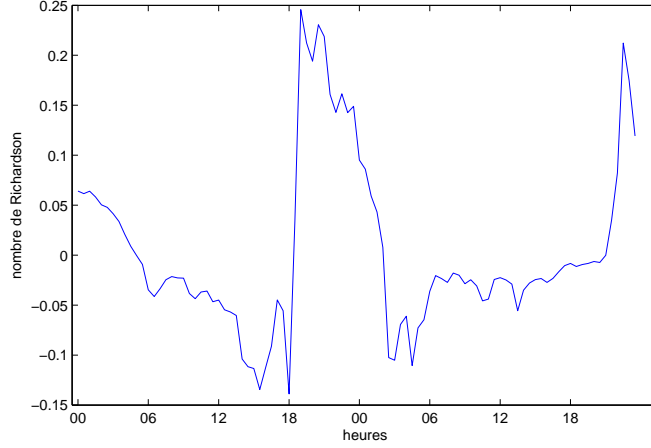


FIGURE 17: Nombre de Richardson de gradient calculé entre la surface et le premier niveau de la tour les journées du 11 et du 12 janvier 2014.

sont proches (voir figure 19). La fonction de Holtslag and De Bruin (1988) sera alors préférée pour calculer les flux dans la suite de l'étude car convergeant pour des nombres de Richardson plus grand, elle est adaptée à une gamme de stratification plus grande (Andreas, 2002). La différence entre vitesse de friction estimée et observée dans les cas stables est alors en moyenne de $0.02m/s$ et ne dépasse pas $0.035m/s$, celle de $\overline{w'\theta'}$ est en moyenne de $2.10^{-3}K.m/s$ et n'excède pas $4.10^{-3}K.m/s$.

Couches instables Pour les journées d'été à Dôme C, soit pour des couches de surface faiblement convectives, les fonctions de Businger et al. (1971) et Dyer (1974) adaptées avec les coefficients recommandés par Högström (1996) ont été utilisées pour calculer les flux car elles sont à priori bien adaptées à ce type de faible convection sèche (Högström, 1996) pour $z/L > -2$:

$$\psi_m = \ln\left(\left(\frac{1+x_1}{2}\right)^2 \left(\frac{1+x_1^2}{2}\right)\right) - 2 \arctan(x_1) + \pi/2 \quad (23)$$

$$\psi_\theta = 2 \ln\left(\frac{1+x_2}{2}\right) \quad (24)$$

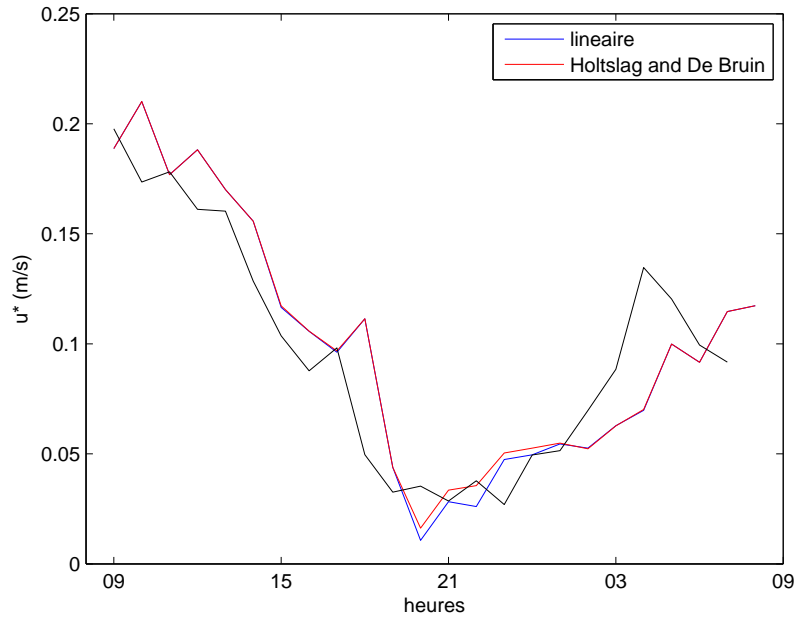
avec $x_1 = (1 - 19\frac{z}{L})^{1/4}$ et $x_2 = 0.95(1 - 11.6\frac{z}{L})^{1/2}$ Les 11-12 janvier la journée, z/L ne descend pas en dessous de -1 et cette fonction peut donc s'appliquer. Les observations de jour sur la figure 18 montrent qu'on estime relativement bien le flux sensible et la vitesse de friction à Dôme C pendant la journée (4h-18h). Les différences entre flux estimés et observés sont pour u_* en moyenne de $0.025 m/s$ et ne dépassent pas $0.045 m/s$, et pour $\overline{w'\theta'}$ elles sont en moyenne de $2.10^{-3}K.m/s$ et n'excèdent pas $4.10^{-3}K.m/s$

3.4 Analyse des flux turbulents à Dôme C pendant les journées GABLS4

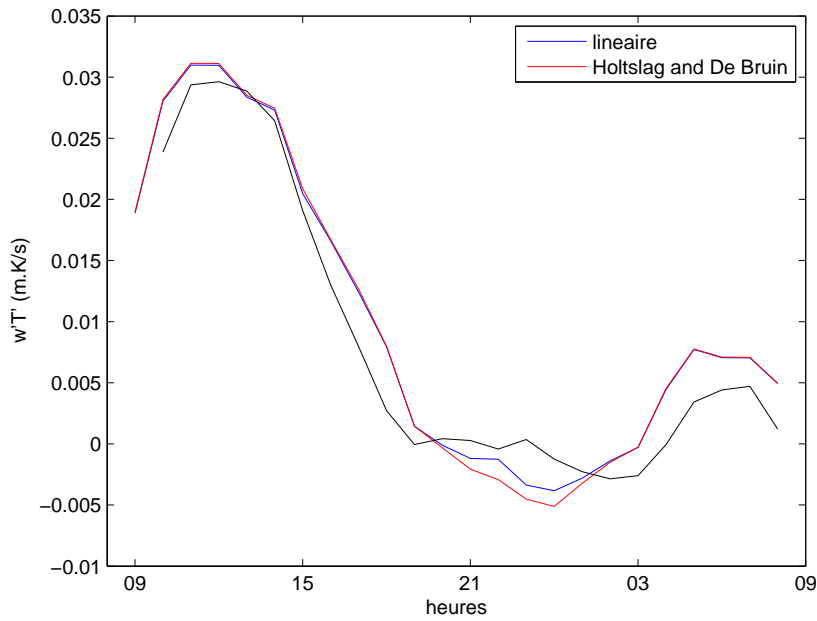
Les méthodes de calcul des flux étant désormais explicitées, nous présentons maintenant les résultats pour la climatologie de décembre et pour la période GABLS4.

3.4.1 Flux en surface

On observe tout d'abord sur la figure 20 la série temporelle de la longueur d'Obukhov les 11 et 12 décembre 2009. Les 2 cycles diurnes présentés sur cette figure ont une allure tout à fait similaire à celui présenté par Stull (1990) pour les cycles diurnes classiques sans nuages aux moyennes latitudes. Les valeurs de L sont négatives le jour ($\approx -10m$), positives la nuit ($\approx 5m$) et "explorent" à l'aube et au crépuscule quand on atteint les conditions de neutralité. Si l'on se penche désormais sur la figure 21,



(a) u^*



(b) $\overline{w'\theta'}$

FIGURE 18: Séries temporelles de la vitesse de friction (m/s) et de $\overline{w'\theta'}$ (K.m/s) la journée du 11 janvier 2014. En noir sont tracées les données du CSAT3. En rouge les flux calculés avec la méthode des profils et la fonction de Holtslag and De Bruin (1988) pour les couches stables. En bleu les flux calculés avec la méthode des profils et la loi linéaire pour les couches stables. La méthode des profils utilisée dans les deux cas précédents les fonctions de Businger et al. (1971) et Dyer (1974) pour calculer les flux dans les cas instables. Les 'tick marks' sur l'axe des abscisses désignent les heures.

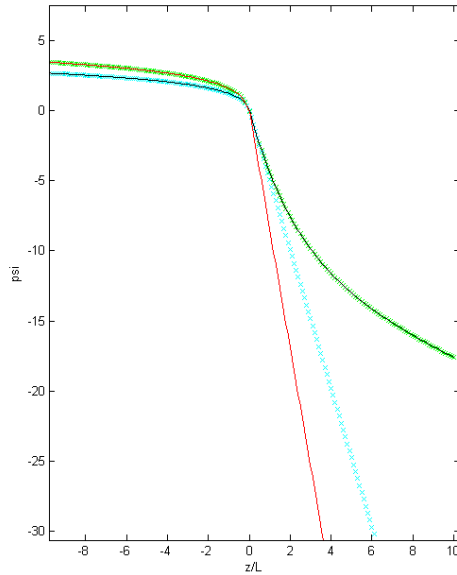


FIGURE 19: Fonctions de stabilité en fonction de z/L . En noir (bleu), la fonction de stabilité ψ_m définie par la fonction de Holtslag and De Bruin (1988) (par la fonction linéaire de coefficient de -4.95) pour les cas stables, par la fonction de Businger et al. (1971) pour les cas instables. En vert (rouge), la fonction de stabilité ψ_θ définie par la fonction de Holtslag and De Bruin (1988) (par la fonction linéaire de coefficient de -8.43) pour les cas stables, par la fonction de Businger et al. (1971) pour les cas instables.

on peut observer les séries temporelles de u_* ainsi que des flux sensibles et latents climatologiques (pour une climatologie des mois de décembre 2009 à 2013) et celles des journées GABLS4. La vitesse u_* climatologique présente un cycle diurne marqué avec des valeurs oscillant entre 0.1 la nuit et 0.18 m/s la journée. La différence de valeurs entre journée et nuit s'explique par des anomalies de vitesse verticale au sol plus importantes la journées (convection), et donc un flux de quantité de mouvement en surface plus grand. Les valeurs de u_* pendant les journées GABLS4 sont légèrement plus faibles que la climatologie en raison du vent un peu moins fort que le vent moyen (figure 11). On remarque également que toutes les valeurs de u_* trouvées sont inférieures à la valeur seuil de $0.3m/s$ déterminée par Andreas (2011) pour générer de la neige soufflée. Ceci est rassurant pour l'expérience GABLS4. En effet, bien que de la neige soufflée soit peu fréquemment observée à Dôme C, un évènement de neige soufflée pendant GABLS4 aurait pu modifier la structure de la couche limite avec une augmentation de la stratification due à la neige dans l'air et au refroidissement de l'air proche de la surface par la sublimation des flocons (Barral et al., 2014).

Le flux sensible climatologique présente aussi un cycle diurne marqué avec des valeurs de $-7W/m^2$ la nuit et $15W/m^2$ vers le début d'après midi. Avec les équations (16) et (19), on explique la différence d'amplitude du flux entre minuit et midi par la variation diurne de u_* mais également celle du terme $\ln(z_{t2}/z_{t1}) + \psi_\theta(z_{t1}/L) - \psi_\theta(z_{t2}/L)$ plus faible de jour que de nuit (non montré ici). Le terme de différence de température étant plus élevé en absolu à minuit qu'à midi, il tend à contrebalancer cette différence. Les valeurs climatologiques trouvées correspondent bien à celles mesurées avec des anémomètres soniques par King et al. (2006) à Dôme C pendant l'été 1999-2000. Les valeurs diurnes sont légèrement inférieures (à midi, ces derniers obtiennent $16W/m^2$). Ceci s'explique certainement par la différence de la moyenne du vent à 2m valant $\approx 3.5m/s$ à midi dans nos données contre $4.5m/s$ pour les journées considérées par King et al. (2006). Si l'on considère l'équation (19) et que l'on prend $u_* \approx (\frac{\partial u}{\partial z})^{1/2}$, on obtient une différence pour H_s de $\approx 1.2W.m^{-2}$. Les flux pendant la période GABLS

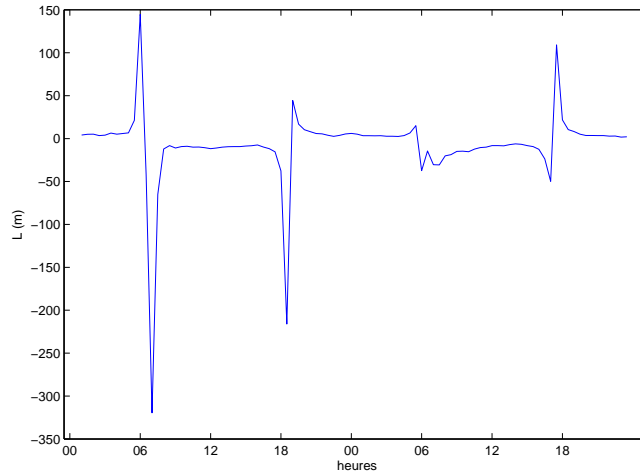


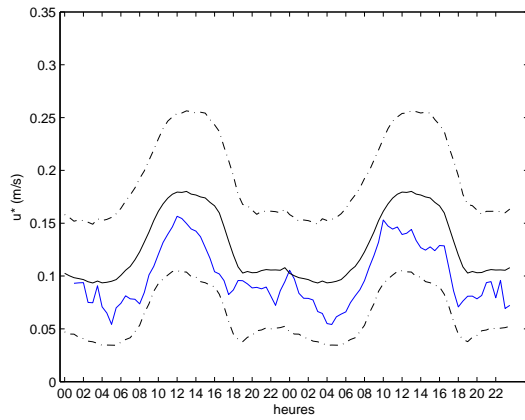
FIGURE 20: Longueur d'Obukhov pendant la période GABLS4 (11-12 décembre 2009)

sont climatologiquement représentatifs mais présentent une légère anomalie positive tout au long de la journée certainement parce que la climatologie prend en compte les journées nuageuses.

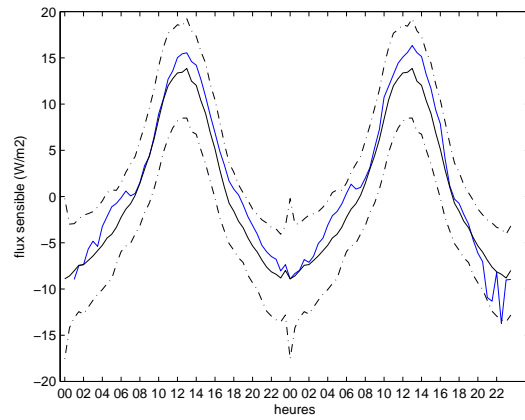
Le flux latent climatologique est entre $-0.5 W/m^2$ la nuit et $3W/m^2$ à midi. Les valeurs des journées GABLS4 sont légèrement inférieures mais la différence n'est pas significative. King et al. (2006) donne une majoration (en valeur absolue) des flux latents à Dôme C à midi à $2W/m^2$ (par analyse d'ordre de grandeur). Nos résultats ne respectent pas cette condition avec des flux qui dépassent ce seuil la journée. Cependant, une étude de sensibilité détaillée en annexe, partie D montre que nos erreurs relatives de mesure peuvent dépasser 30% ce qui ne permet pas de conclure sur une véritable différence entre nos valeurs et celles de King et al. (2006). Comme mentionné précédemment, une étude de sensibilité aux erreurs de mesures des instruments et aux incertitudes sur les hauteurs de rugosité a été menée et est détaillée dans la partie D des annexes. Le principal résultat de cette étude est la forte sensibilité des flux de surface aux hauteurs de rugosité, ces dernières étant encore mal connues au Dôme C (voir partie 3.2.1).

3.4.2 Hauteur de la couche limite

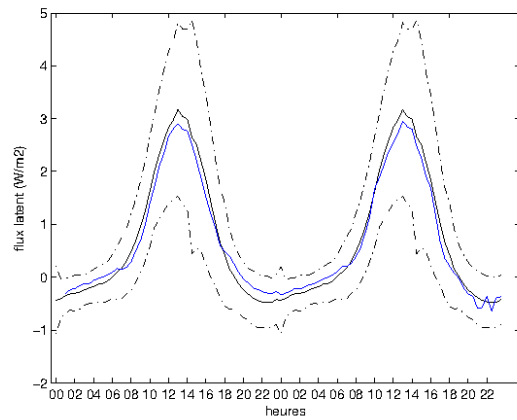
Le calcul des flux turbulents en surface permet par la même occasion d'estimer un autre paramètre utile pour caractériser la couche limite qui est tout simplement sa hauteur. La hauteur de la couche limite est en général définie comme la hauteur à laquelle le transfert de chaleur, de masse et de quantité de mouvement entre la surface et l'atmosphère devient négligeable quand on le moyenne sur une période de l'ordre de l'heure (Arya, 1981). C'est une grandeur importante à caractériser, en particulier pour le programme GABLS4, afin de voir sur quelle hauteur le mélange par turbulence s'effectue. Dans les modèles, cette hauteur est souvent définie comme étant la hauteur à laquelle il y a un "saut" d'énergie cinétique turbulente, ce qui correspond souvent à l'altitude où cette même énergie devient inférieure à 5% de celle en surface. Cependant, sa définition "pratique" i.e la variable calculable ou mesurable dans les observations n'est pas toujours la même selon les études. Souvent, les hauteurs de couche limite sont définies comme un maximum local d'écho SODAR ou LIDAR (Argentini et al., 2005; Pietroni et al., 2012; Casasanta et al., 2014). D'autres méthodes existent pour caractériser la hauteur de la couche limite quand de tels instruments ne sont pas déployés mais les hauteurs qui sont détectées ont souvent des significations physiques différentes. Par exemple, des hauteurs qui peuvent caractériser la couche limite stable sont la hauteur de la couche d'Ekman, la hauteur du maximum de vent ou encore la hauteur du premier maximum ou du premier minimum de température. Cependant, le modèle d'Ekman ne colle que 23.5% du temps où la couche limite est stable à Dôme C d'après Rysman (2010). De plus, le fait de n'avoir que six niveaux de mesurs sur la



(a) u_*



(b) flux sensible



(c) flux latent

FIGURE 21: Séries temporelles de la vitesse de friction et des flux sensibles et latents pendant les journées GABLS4 (11 et 12 décembre 2009) en bleu. Les climatologie des mois de décembre 2009 à 2013 sont tracées en noir avec en pointillés la moyenne plus ou moins un écart type.

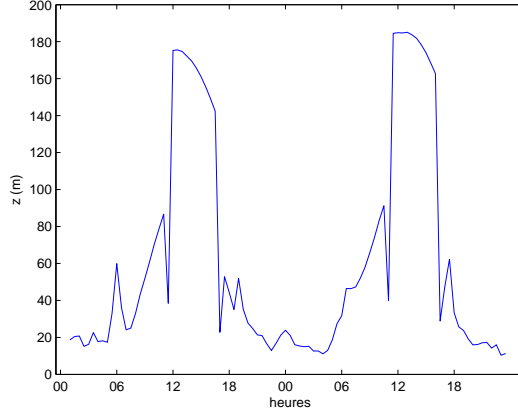


FIGURE 22: hauteur de la couche limite (m) pendant les journées GABLS4 (11-12 décembre 2009)

tour permet difficilement de détecter précisément le maximum de vent (quand il est présent) et les maxima et minima de température sont très souvent bien au dessus de 45m à Dôme C. Des relations diagnostiques utilisant des paramètres caractéristiques telles que la vitesse de friction, le nombre de Richardson ou encore la longueur d'Obukohov sont alors utilisés (Arya, 1981) afin de donner un ordre de grandeur de la hauteur sur laquelle le mélange turbulent s'effectue. Pietroni et al. (2012) ont procédé à une analyse comparative de différentes expressions diagnostiques à Dôme C des données SODAR pour estimer la hauteur de la couche limite stable. La méthode qui s'est révélée la plus efficace (avec un coefficient de corrélation supérieur à 0.6 par comparaison avec la mesure SODAR) est celle donnée par Zilitinkevich et al. (2007) :

$$\frac{1}{h^2} = \frac{f^2}{C_R u_*^2} + \frac{N|f|}{(C_{CN} u_*^2)^2} + \frac{|f \frac{g}{\theta_s} \overline{w'\theta'_s}|}{(C_{NS} u_*^2)^2} \quad (25)$$

avec h la hauteur de la couche limite, θ_s est la température potentielle de surface, f le paramètre de Coriolis, N la fréquence de Brünt-Vaisala et $C_R = 0.6$, $C_{CN} = 1.36$ et $C_{NS} = 0.51$ des constantes. On remarque que les trois termes de cette expression considèrent chacun différents degrés de stabilité. Le premier est simplement la hauteur de la couche d'Ekman, le second inclue la contribution de la stabilité de la troposphère libre en condition de flux nul de chaleur à la surface, et le dernier inclue le forçage thermique de la surface en conditions stables. Pour la hauteur de la couche limite instable, Casasanta et al. (2014) ont développé et validé une formule empirique, pour la hauteur de la couche mélangée à Dôme C en la comparant aux données SODAR :

$$h = \alpha Q^{1/2} \gamma^{-3/4} \beta^{-1/4} \quad (26)$$

avec $\alpha = 11.2 \pm 0.3$ une constante, γ le gradient de température potentielle ($\gamma = \frac{d\theta}{dz}$) de la troposphère libre (estimé ici avec les données ERA-Interim), $\beta = g/\theta_s$ et $Q = \frac{1}{tm-ts} \int_{ts}^{tm} \overline{(w'\theta')_s} dt$ où tm est le temps de mesure et ts un temps de référence¹⁴. Le fait de considérer la moyenne intégrée du flux de chaleur permet de mieux représenter le chauffage cumulé de la surface et donc d'intégrer une "histoire" de la convection dans une formule diagnostique. Les résultats de cette formule sont satisfaisants jusqu'à 200m de hauteur, les valeurs plus élevées étant souvent sous-estimées de plusieurs dizaines de mètres.

Les résultats pour la période GABLS4 obtenus en utilisant la méthode de Zilitinkevich et al. (2007) quand $L > 0$ et celle de Casasanta et al. (2014) quand $L < 0$ sont présentés sur la figure 22. La hauteur de couche limite décrit un cycle diurne comme celui schématisé sur la figure 1 mais rappelons que les formules utilisées sont diagnostiques et que seuls les ordres de grandeurs doivent être considérés

14. Considérons τ_{ml} le temps caractéristique de mélange de la couche mélangée ($\approx 1.8 \cdot 10^4 s$ à Dôme C d'après Casasanta et al. (2014)). Si $tm - ts < \tau_{ml}$ alors ts est le temps où L devient négative (quand le flux de chaleur en surface devient positif le matin). Si $tm - ts > \tau_{ml}$ alors $ts = tm - \tau_{ml}$

comme des résultats (les méthodes diagnostiques présupposent un équilibre et donc ne peuvent faire apparaître des variations temporelles correctes (Stull, 1990)). La couche limite nocturne est d'environ 15-20 m au milieu de la nuit tandis que la journée elle atteint 180-190 m ce qui correspond bien avec les ordres de grandeur trouvés par Pietroni et al. (2012) et Casasanta et al. (2014).

3.5 Comparaison des observations aux simulations Méso-NH

La dernière partie de ce rapport consiste en une première comparaison observations/modèle. Ce travail, effectué en fin de stage, n'est qu'une ébauche d'une véritable évaluation de modèle et devra être poursuivi lors du programme GABLS4. Cependant, il permet de commencer à identifier certaines limites des modèles météorologiques, mais également de contraindre plus précisément les forçages prescrits pour GABLS4.

3.5.1 Description des simulations

Les simulations Méso-NH qui sont comparées ici furent réalisées par Hélène Barral (LGGE) sur la période du 11 décembre 2009 8h (heure locale) au 12 décembre 2009 8h. Ce sont toutes des simulations 1D, initialisées à partir des données d'un radiosondage à 8h et avec un forçage grande échelle sur toute la hauteur de la troposphère provenant des analyses météorologiques des modèles Arpège et Arôme (modèles de Météo France). Ces forçages sont ceux qui sont pour l'instant prévus pour l'expérience GABLS4. Quatre simulations ont été réalisées :

- Une simulation de référence, appelée sim0, considérée comme la plus proche de la réalité avec le schéma EDKF pour la convection, un albédo de 0.8 et des hauteurs de rugosité $z_0 = 0.01$ et $z_{0t} = z_{0q} = z_0/10$ (prises grandes pour maintenir une turbulence et éviter le découplage surface-couche limite), une résolution verticale de 10m et le couplage avec SURFEX.
- Une simulation simres qui est identique à sim0 mais avec une résolution verticale de 5m.
- Une simulation simTs où l'on a coupé le couplage avec SURFEX et où l'on force le modèle avec les températures de surface.
- Une simulation simrug où les hauteurs de rugosité sont prises plus petites : $z_0 = 10^{-3}m$ et $z_{0t} = 10^{-4}m$.

Le premier travail fut d'observer les résultats de la simulation sim0.

3.5.2 Observation de la simulation de référence

La figure 23 montre les profils de température et de vent à différentes heures de la journée pour la simulation sim0. Ces profils peuvent être comparés aux observations sur les figures 10 et 11. Les profils de température et de vent la journée (14h et 17h) sont cohérents avec les observations le long de la tour (température d'environ $-28^{\circ}C$ et vent de $3 - 3.5m/s$). Néanmoins, la couche mélangée atteint une hauteur¹⁵ maximale d'environ 400m (non montré ici), soit une valeur bien plus élevée que celle trouvée avec les relations diagnostiques et les observations (180m). La nuit, les simulations de température divergent franchement. Les températures proches de la surface sont bien trop élevées : $-35^{\circ}C$ contre $-42^{\circ}C$ à 2h du matin le 12 décembre. L'inversion entre le sol et 40m à 2h est seulement de $3^{\circ}C$ dans les simulations et de $12^{\circ}C$ dans les observations. Les simulations parviennent à reproduire un jet nocturne généré par une oscillation inertielle vers 60m d'altitude. On observe en effet sur la figure 26 la mise en place d'un équilibre entre la déviation par Coriolis du vent agéostrophique (courbe marron) et la dérivée temporelle du vent¹⁶ (courbe noire) vers 60m pendant la soirée (ici à 20h). A cette altitude, l'influence de la contrainte mécanique turbulente devient très faible (courbe rouge). Le jet nocturne simulé est maximum à 23h et souffle à près de $7m/s$; il est donc bien trop haut, bien

¹⁵. Ici, on prend la hauteur de la couche mélangée comme l'altitude de l'inversion de température surplombant la couche

¹⁶. Ici, la dérivée temporelle du vent est principalement celle du vent agéostrophique, le forçage de vent géostrophique variant peu pendant la nuit

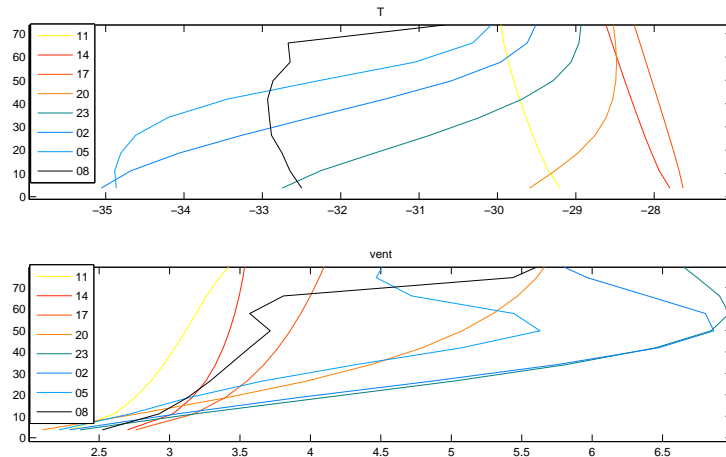


FIGURE 23: Profils verticaux de température (haut) et de vent (bas) à différentes heures de la journée (indiquées dans la légende) pour la simulation sim0. La température est en $^{\circ}C$, le vent en m/s, l'altitude en m.

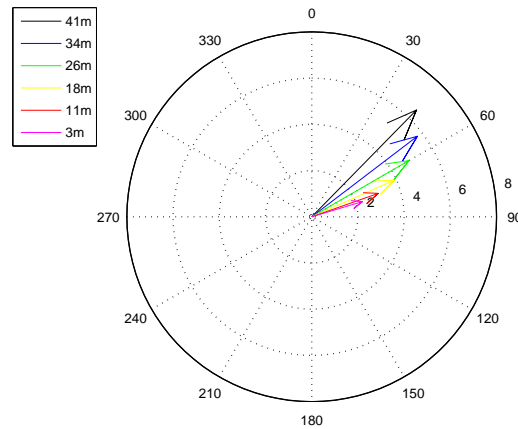


FIGURE 24: Vent à différents niveaux dans la simulation sim0 à 2h du matin L'échelle de vitesse est en m/s.

trop fort et se forme trop tôt par rapport aux observations (rappelons que le jet observé atteint son maximum de 4.5m/s à 10m et à 2h du matin dans les observation).

Avant d'interpréter ces résultats, penchons nous sur la figure 25 où sont comparées les séries temporelles des différents flux en surface de la simulation sim0 et celles issues des observations. Les flux ondes courtes montant (SWU) et descendant (SWD) des simulations sont en accord avec les observations, confirmant le bon forçage en ondes courtes du modèle et le bon albédo de la surface. Le flux ondes longues montant (LWU) est surestimé la nuit dans la simulation, ce qui est cohérent avec les trop hautes températures nocturnes de surface simulées. Le flux ondes longues descendant simulé (LWD) a quant à lui une allure étrange, avec des valeurs trop fortes par rapport aux observations de 10 à 15W/m² la journée et des valeurs trop basses en milieu de nuit. Ces valeurs trop hautes la journée sont accompagnées par une surestimation du flux latent de presque 5W/m².

On se propose désormais de modifier quelques paramètres afin de visualiser leurs effets sur les simulations.

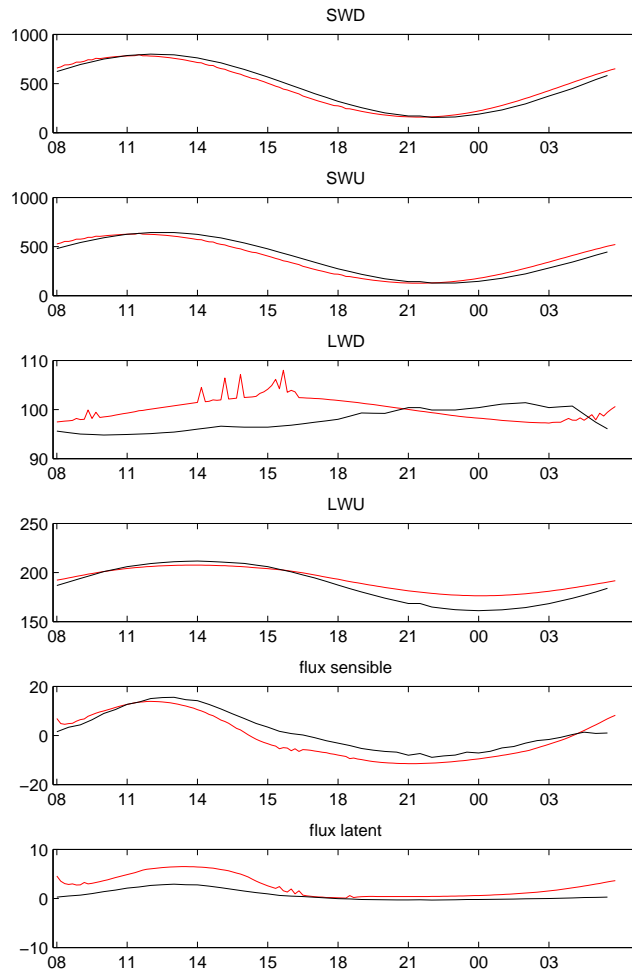


FIGURE 25: Séries temporelles des flux en surface (W/m^2) de la simulation sim0 (courbes rouges) et celles issues des observations (courbes noires). Pour ces dernières, les flux ondes courtes descendant et montant (SWD et SWU) et les flux ondes longues descendant et montant (LWD et LWU) sont donnés par le BSRN ; les flux latent et sensible étant calculés par la méthode des profils. Les nombres en abscisse sont les heures locales.

3.5.3 Influence de différents paramètres

Par souci de clarté du rapport, les figures de cette partie sont en annexe (partie E).

Influence de la résolution : la simulation simres La simulation simres avec une résolution verticale plus fine a fourni des résultats similaires à ceux de la simulation de référence sim0 (non montré ici). Ceci démontre qu'avec la paramétrisation de turbulence sous maille locale implémentée, et les forçages prescrits assez lisses, la résolution verticale n'est pas un paramètre véritablement déterminant pour les simulations.

Influence de la hauteur de rugosité : la simulation simrug En divisant d'un facteur 10 la hauteur de rugosité z_0 soit en prenant une valeur plus proche de celle obtenues dans à partir des observations, le premier résultat frappant est que l'altitude maximale du jet nocturne baisse de quasiment 20m (il pointe désormais à 42m, voir figure E1 dans les annexes). Ceci peut être interpréter physiquement comme une diminution de la rugosité menant à un mélange moins profond particulièrement la nuit quand le schéma en flux de masse n'est pas actif. Les profils verticaux de température sont quant à eux similaires à ceux de la simulation sim0.

Influence du couplage avec la surface : la simulation simTs Bien que le flux ondes longues montant colle désormais parfaitement aux observations (ce qui est logique vu que l'on impose les températures de surface), on note dans cette simulation des amplitudes du flux sensible la journée et la nuit presque deux fois plus importantes que dans la simulation sim0 (voir figure E4, annexes). En effet, comme on retire le modèle de surface, aucune chaleur ne peut pénétrer dans la neige ; et comme les flux de surface ondes longues montant la journées sont similaires dans simTs et dans sim0, toute l'énergie arrivant radiativement en surface est compensée par des valeurs de flux sensible et latent diurnes dans simTs plus grandes que dans sim0. De plus, l'inversion nocturne étant plus forte dans simTs que dans sim0, il est normal d'observer un flux sensible nocturne plus grand (en valeur absolue) dans simTs (réponse ici contre-gradient). Malgré la contrainte supplémentaire pour le modèle qu'est le forçage de la température de surface, on n'observe pas de véritable amélioration dans les simulations des profils de vent et de température. Pire, les profils de vent sont encore moins réalistes : ces derniers sont trop faibles la journée, le jet nocturne est encore plus fort (voir figure E3, annexes). Le couplage avec la surface est donc essentiel pour fermer correctement le bilan énergétique de surface et donc bien modéliser la couche limite.

3.5.4 Interprétation des simulations

Revenons désormais sur l'interprétation des différences entre profils de température et de vent observés et simulés. Tout d'abord, la surestimation de la température de surface la nuit dans la simulation est le résultat de la sous-estimation du flux sensible et du flux ondes longues descendant. La sous-estimation du flux sensible nocturne de même que celle de l'inversion de température et la surestimation de la température de surface dans toutes les simulations semblent quant à elles provenir du fait que les échanges turbulents dans la couche de surface et la couche limite stable soient beaucoup trop forts la nuit et donc que la dépendance des coefficients de diffusion à la stabilité soit sous-évaluée. Les valeurs des coefficients K_θ et K_m près de la surface à minuit sont respectivement $0.08m^2s^{-1}$ et $0.10m^2s^{-1}$ dans les simulations à 3m et $0.009m^2s^{-1}$ et $0.010m^2s^{-1}$ dans les données¹⁷ soit inférieures d'un facteur 10. Cette surestimation du coefficient de diffusion turbulente et donc de la turbulence mécanique se traduit également par une spirale d'Ekman plus prononcée la nuit dans les simulations (voir figure 24) que dans les observations (figure 13).

17. On calcule K_m et K_θ en utilisant les résultats de flux donnés par la méthode des profils et en appliquant les formules $K_\theta = -w'\theta'/(z_{t2} - z_{t1})/(\theta_2 - \theta_1)$ et $K_m = u_*^2(z_{u2} - z_{u1})/(u_2 - u_1)$

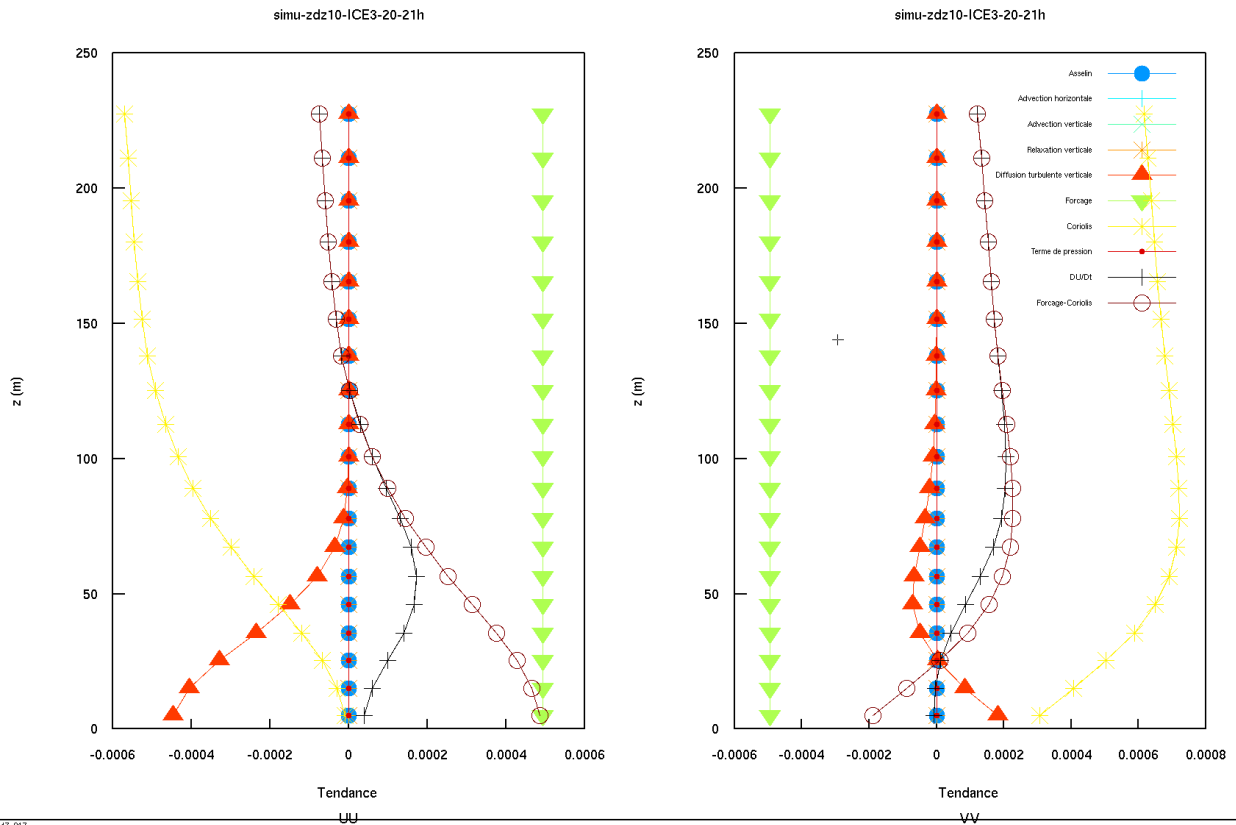


FIGURE 26: Profils verticaux issus de la simulation sim0 des différents termes des équations (12) (gauche) et (13) (droite) à 20h. La courbe noire est la dérivée temporelle du vent, la courbe verte le terme de forçage géostrophique (fu_g et fv_g), en jaune le terme de Coriolis total, en jaune la déviation par Coriolis du vent agéostrophique (terme de Coriolis - forçage), en rouge la divergence du flux turbulent et en autres couleurs les termes d'advection (nuls car les simulations sont des simulations 1D). L'échelle en abscisse est en m/s^2 , l'altitude en ordonnée est en mètres.

L'altitude trop élevée du jet nocturne et donc du découplage avec la surface résulte également de la surestimation du transport turbulent mais également de la hauteur de rugosité (d'après les résultats de la simulation simrug). Le flux sensible en surface devenant négatif vers 15h dans les simulations contre 18h dans nos observations (voir par exemple figure 25), il est normal de voir que le découplage avec la surface, l'oscillation inertielle et donc le jet apparaissent prématurément. La vitesse trop élevée du jet est quant à elle principalement due à un vent géostrophique forcé dans les premières dizaines de mètres trop fort : il vaut 5.05m/s à 23h sur les 250 premiers mètres dans toutes les simulations, soit une valeur supérieure à toutes celles observées sur la tour (maximum de 4m/s à 23h). Ainsi, un jet dépassant le vent géostrophique de 1.5m/s (ce qui est l'ordre de grandeur de la différence entre la vitesse du jet et le vent au sommet de la tour à 2h du matin le 12 décembre 2009, voir figure 11) aura une norme d'environ 6.5m/s, ce qui est simulé ici.

La surestimation du flux ondes longues descendant la journée dans sim0 et sa sous-estimation la nuit par rapport aux observations sont problématiques et restent encore sans explication convaincante. La journée, comme on surestime également le flux latent en surface, on peut supposer un excès de sublimation (et donc une mauvaise représentation de la surface à Dôme C par le modèle) qui induit une quantité de vapeur d'eau dans la couche limite trop importante et génère la formation de nuages de glace et un flux infrarouge descendant important. Les profils verticaux de rapport de mélange de glace solide et eau nuageuse montrent en effet la présence de nuages de glace et d'eau dans les 200 premiers mètres (non montré ici). Les anomalies nocturnes du flux ondes longues descendant seraient alors probablement liées à une mauvaise paramétrisation de la microphysique nuageuse dans les conditions du plateau Antarctique par Méso-NH.

Que penser enfin de la différence de presque 200m entre les hauteurs de couche mélangée simulées et celles issues de nos observations calculées dans la section 3.4.2 ? Cette différence est d'autant plus surprenante que les flux sensibles en surface observés et simulés la journée sont relativement proches et que la paramétrisation diffusion / schéma en flux de masse est censée bien représenter les couches limites convectives sèches comme celles de Dôme C. Cependant, rappelons que la modélisation faite ici est une modélisation 1D et qu'aucun forçage de la vitesse verticale ou de la divergence de vent n'est attribué. Or, Pietroni et al. (2012) montrent qu'à Dôme C, la subsidence provoquée par la divergence des vents en surface (conditions anticycloniques) est une grandeur loin d'être négligeable (environ 0.02m/s la journée en été). Leurs calculs de hauteur de couche limite avec une formule pronostique affiche une surestimation de plus de 150m quand cette subsidence n'est pas prise en compte. Nos simulations ne considérant pas la subsidence, cette dernière pourrait expliquer en grande partie les écarts observés. Une autre partie de la différence peut également être expliquée par la sous-estimation de la hauteur de la couche mélangée par la formule diagnostique de Casasanta et al. (2014), allant jusqu'à 60m quand la couche mélangée dépasse 250m.

4 Discussion

4.1 Retour sur le calcul des flux : extension aux niveaux supérieurs de la tour

Un point qui aurait pu intriguer le lecteur lors de la présentation des résultats est l'absence de profils verticaux de flux turbulent. Il aurait en effet été beaucoup plus intéressant de calculer les flux avec la méthode des profils non plus seulement proche de la surface mais aussi sur toute la hauteur de la tour et de les comparer à ceux du modèle. Cependant, quand on s'éloigne de la surface, il faut tenir compte que l'on ne se situe plus forcément dans la couche de surface mais dans la couche limite stable ou la couche mélangée et donc que la méthode des profils utilisée précédemment (fondée sur la théorie de Monin-Obukhov dans la couche de surface) n'est plus forcément valable. Nieuwtsadt (1984) a étendu la théorie de la similitude de Monin-Obukhov à toute la couche limite stable en démontrant que la longueur d'Obukhov locale $\Lambda = -\frac{u'w'^{3/2}}{\kappa\beta w'\theta'}$ est un paramètre d'échelle pertinent (van de Wiel et al., 2008). Les fonctions ϕ_m et ϕ_θ sont alors des fonctions de z/Λ . Quand la couche limite est stable ($L>0$), nous avons donc tenté d'utiliser cette extension en appliquant la même méthode que précédemment

entre chaque niveau de la tour. On ne calcule alors non plus comme grandeurs d'échelles des paramètres de surfaces (u_* , t_* , q_* , L) mais leurs équivalents "locaux". Quand la couche limite était instable ($L < 0$), on aurait pu calculer les flux le long de la tour à partir de formules issues de la théorie de la similitude pour la couche mélangée (Stull, 1990) :

$$Hs(z) = Hs_0(1 - c_t \frac{z}{h}) \quad (27)$$

$$Hl(z) = Hl_0(1 - c_q \frac{z}{h}) \quad (28)$$

$$\tau(z) = \tau_0(1 - c_w \frac{z}{h}) \quad (29)$$

où l'indice 0 désigne les grandeurs de surface et les trois c des constantes (valant entre 1.2 et 1.3 d'après Stull (1990)). Cependant, pour déterminer ces constantes il aurait fallu pouvoir comparer des données soniques à au moins deux niveaux différents sur la verticale ce qui ne fut ici pas possible car il n'y avait qu'un seul anémomètre sonique opérationnel à Concordia en janvier 2014. Le calcul des flux quand L est négatif ne fut donc pas possible.

Le calcul des profils de flux le long de la tour en conditions stables ne furent pas probants. Tout d'abord, au dessus du troisième niveau de la tour, la méthode des profils ne converge pas. Ceci est dû au fait qu'on se trouve la nuit à ces niveaux dans une couche résiduelle (figure 10). Les gradients de température et de vent y sont très faibles et souvent inférieurs à la précision des instruments. Le nombre de Richardson de gradient qui en résulte est souvent très grand (supérieur à 10), et ne satisfait pas la convergence de la méthode des profils. Si l'on regarde les valeurs de flux entre le premier et le second niveaux de la tour, on observe des valeurs de flux sensible bien plus élevées en valeur absolue que ceux en surface (voir figure 27). On obtient les mêmes résultats avec le flux de quantité de mouvement. Ceci n'est pas cohérent avec une couche limite stable influencée principalement par la surface : les flux doivent décroître faiblement en valeur absolue avec z (Nieuwtsadt, 1984; Stull, 1990). Cette incohérence peut s'expliquer par le développement d'un jet nocturne dans les premiers niveaux de la tour pendant la nuit. En effet, l'extension de la théorie de la similitude par utilisation des grandeurs locales relie les profils de vent et de température aux flux turbulents engendrés par le cisaillement de vent en surface et à la stabilité statique de la couche stable¹⁸, (Nieuwtsadt, 1984; van de Wiel et al., 2008). Or la formation d'un jet et donc de cisaillement de vent par une cause extérieure à la couche limite stable d'échelle locale (oscillation inertielle, descente d'un catabatique) n'est pas prise en compte par cette théorie. Notre calcul de flux par la méthode des profils le long de la tour utilisant l'extension de la théorie de Monin Obukhov n'est donc pas physiquement correct.

4.2 Comparaison avec d'autres valeurs de flux calculés pour GABLS4

Olivier Traullé (Centre National de Recherche Météorologique, Toulouse, France) avait en 2011 réalisé des premières estimations des flux turbulents à Concordia. Cinq anémomètres soniques le long de la tour avaient été placés pendant la campagne CONCORDIASI (2008-2010) et les flux turbulents en décembre 2009 avaient alors pu être calculés par la méthode d'"eddy covariance". Cependant, le givre obstruait parfois les instruments et donc perturbait les mesures. Une validation/évaluation de ces données par comparaison avec les résultats de la méthode des profils aurait été intéressante et fut une des motivations du stage. Cependant elle ne fut pas possible en raison de la défaillance de la méthode des profils au dessus du premier niveau de la tour (comme expliqué ci-dessus). En outre, l'anémomètre sonique le plus proche de la surface en décembre 2009 étant placé à 8m de hauteur, Olivier Traullé avait estimé les flux de surface par la méthode des profils entre le premier niveau de la tour et la surface avec les fonctions de stabilité de Grachev et al. (2007) pour les couches stables et les mêmes fonctions que celles choisies dans notre étude pour les couches instables. La hauteur de rugosité z_0 avait été déterminée par régression entre les flux de l'anémomètre sonique à 8m et les flux

18. la longueur de mélange utilisée est alors une combinaison de κz (longueur de mélange dans le cas neutre) et de l'amplitude des oscillations verticales d'une parcelle d'air dans la couche stratifiée ($\sqrt{\frac{T}{2} \frac{w'}{N}}$) (van de Wiel et al., 2008)

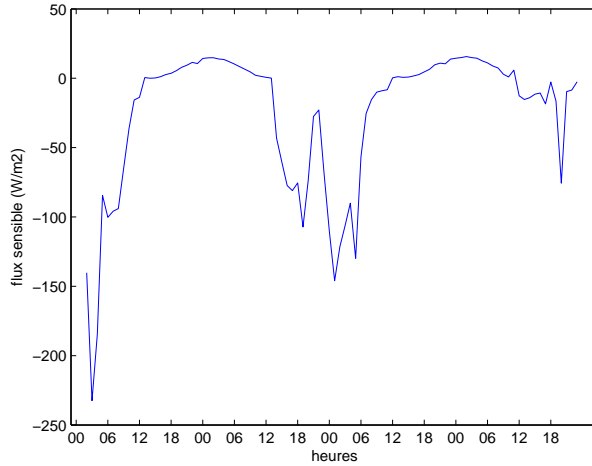


FIGURE 27: Série temporelle du flux sensible pendant les journées GABLS4 calculé entre le premier et le deuxième niveau de la tour par la méthode des profils. Les constantes σ pour approximer les flux la journée ont été prises comme valant 1.2 (Stull, 1990).

calculés par la méthode des profils. La valeur obtenue par Olivier Traulle est de $0.025m$. Cependant, dans une communication personnelle, Olivier Traullé nous a fait part de la forte disparité des résultats de son calcul de z_0 .

Les flux de surface d'Olivier Traullé et ceux calculés ici ont bien sûr été comparés. Les valeurs obtenues par ce dernier pour GABLS4, et particulièrement u_* , sont en absolue supérieures aux nôtres (particulièrement u_* qui varie de 0.11 la nuit à 0.22 la journée contre 0.06 à 0.14 dans nos résultats, voir figure F1 en annexe). La fonction de Grachev et al. (2007) et celle de Holtslag and De Bruin (1988) sélectionnée dans notre étude donnant des profils de vent et de température assez proches près de la surface (voir figure F2 en annexe), le choix de la fonction de stabilité ne peut donc pas expliquer les différences de flux observées. Cependant, la valeur de z_0 prise par Olivier Traulle est bien supérieure à celle déterminée dans notre étude mais également à l'ordre de grandeur donné par Andreas (2002) et Stull (1990) pour les surfaces enneigées (de l'ordre de $10^{-4}m$). Comme nous l'avons vu précédemment, les valeurs du flux nocturne à 8m peuvent être fortement influencées (surestimés en absolu) par la dynamique à plus grande échelle (le jet nocturne en particulier) et de fait, la détermination du z_0 avec la méthode d'Olivier Traullé peut être fortement perturbée. L'écart entre les valeurs de z_0 choisies dans les deux études semble donc être la principale cause des différences des flux obtenus. Notre étude ayant bénéficiée de données de nouveaux instruments installés proches de la surface ("shallow layer mast" et l'anémomètre sonique CSAT3 à 2m), les valeurs des hauteurs de rugosité à Dôme C et des flux de surface présentés ici se veulent donc plus réalistes et sont aujourd'hui les meilleures références pour l'expérience GABLS4.

5 Conclusion

Afin de bien préparer le programme d'intercomparaison de modèles GABLS4 pour l'amélioration de la représentation des couches limites stables, une observation détaillée des paramètres météorologiques et de la turbulence pendant la période d'étude était nécessaire.

Dans ce stage, nous avons pu, grâce aux différents appareils de mesures, décrire non seulement les profils de température et de vent pendant la période GABLS4, mais également établir une climatologie sur toutes les journées de décembre. Nous avons ainsi vu que les journées GABLS4 sont globalement représentatives du climat d'été à Dôme C, avec de fortes inversions de température près de la surface la nuit, une couche limite convective la journée et des vents le long de la tour de 3-4m/s du sud-sud-

ouest. D'autres caractéristiques, non visibles quand on moyenne les données, furent observées. Des oscillations de vent probablement liées à la propagation d'ondes de gravité dans la basse troposphère furent identifiées ainsi qu'un jet troposphérique à 5000m au dessus de la surface particulièrement fort. Des variations de la direction du vent nocturne près du sol signatures d'une couche d'Ekman furent également mises en évidence de même qu'un jet de basse couche au milieu de la nuit. Ce jet nocturne étant un producteur important de turbulence au sein de la couche limite, il fut étudié un peu plus en détail et semble être le fruit d'une oscillation inertielle. Outre l'observation simple de variables météorologiques, le calcul des flux turbulents en surface par la méthode des profils fut réalisé, aucun appareil de mesure de la turbulence assez bas n'étant disponible pendant les journées GABLS à Concordia. Différentes fonctions de stabilité nécessaires à cette méthode furent calibrées et comparées grâce aux données d'un anémomètre sonique sur la période du 11-12 janvier 2014. Les flux estimés par la méthode des profils sont très proches de ceux observés avec une différence moyenne de 0.02 m/s pour u_* et $3.10^{-3} K.m/s$ pour $\overline{w'\theta'}$. Les flux sensibles et la vitesse de friction alors calculés pour la période GABLS4 présentent un cycle diurne et des amplitudes cohérentes avec les résultats de King et al. (2006). Le flux latent a quant à lui des valeurs plus élevées que l'article précédent mais reste très sensible aux fortes erreurs de mesures d'humidité en Antarctique. L'étude de sensibilité menée a également mis en lumière la forte dépendance du calcul des flux aux longueurs de rugosité. La détermination des flux turbulents en surface nous a par ailleurs permis d'utiliser les formules diagnostiques validées par Pietroni et al. (2012) et Casasanta et al. (2014) à Dôme C pour calculer la hauteur de la couche limite stable et instable pendant la période GABLS4. Alors que la couche mélangée atteint 150 m à midi, la couche limite stable est inférieure à 20m au milieu de la nuit. L'extension de la méthode des profils à tous les niveaux de la tour a été testée pour obtenir des flux non plus en surface mais au sein de la couche limite. Cependant, la méthode diverge ou donne des résultats incohérents dès le deuxième niveau de la tour. Une première comparaison de nos observations avec une simulation 1D du modèle Méso-NH a mis en évidence l'incapacité du modèle à reproduire une inversion de température suffisamment forte dans les premiers mètres, même quand la température de surface est imposée. Bien que le modèle reproduise un jet nocturne généré par oscillation inertielle, ce jet est trop haut et trop fort dans les simulations. Cette comparaison a également permis d'identifier certains problèmes des forçages GABLS4, avec en particulier un vent géostrophique trop fort dans les basses couches et l'absence de subsidence ou de divergence de vent. Ces résultats ont été transmis à Eric Bazile, coordinateur de GABLS4 à Météo France, pour ajuster éventuellement les forçages. Avant de procéder à l'intercomparaison des modèles, plusieurs travaux à partir des observations restent à faire. Tout d'abord, une détermination plus fine des hauteurs de rugosité s'avère nécessaire afin d'affiner la précision du calcul des flux de surface. Alors que nous avons, dans cette étude, considéré ces hauteurs comme des constantes, des relations comme celles établie par Andreas (2011) seront testées prochainement pour étudier les éventuelles variations des hauteurs de rugosité sur le Dôme C. De plus, utiliser les nouveaux hygromètres installés à Concordia (hygromètres à point de givre) pour mesurer plus précisément l'humidité permettra d'évaluer la pertinence des valeurs de flux latent présentés dans cette étude. Regarder les données de température dans la neige et la glace afin de calculer le flux de chaleur diffusif dans le manteau neigeux deviendra ensuite primordial afin de fermer le bilan d'énergie en surface et de pouvoir comparer les modèles de surface aux observations. A ce sujet, une simulation du modèle de neige CROCUS (Météo-France) pour la période GABLS4 a été réalisée récemment et doit encore être analysée pour obtenir une première estimation des flux dans la neige. En outre, nos observations de même que celle de Stefania Argentini (Istituto di Scienze dell'Atmosfera e del Clima, Rome, Italie) suggèrent la présence d'ondes de gravité au sein de la couche limite stable du plateau Antarctique. Une étude approfondie de ces ondes de gravité permettrait alors de comprendre dans quelle mesure elles participent au mélange turbulent dans la couche limite stable et au transport d'énergie dans la troposphère libre (Zilitinkevich, 2002), et éventuellement d'ajuster les paramétrisations de la turbulence si cela s'avère nécessaire.

Références

- Andreas EL (2002) Parametrizing scalar transfer over snow and ice : A review. *J Hydrometeorol* 3 :417–432
- Andreas EL (2011) The fallacy of drifting snow. *Boundary-Layer Meteorol* 141 :333–347, doi : 10.1007/s10546-011-9647-8
- Argentini S, Viola A, Sempreviva AM, Petenko I (2005) Summer boundary-layer height at the plateau site of Dome C, Antarctica. *Boundary-Layer Meteorol* 115 :409–422, doi :10.1007/s10546-004-5643-6
- Aristidi E, Agabi K, Azouit M, Fossat E, Vernin J, Travouillon T, Lawrence JS, Meyer C, Storey JWV, Halter B, Roth WL, Walden V (2005) An analysis of temperatures and wind speeds above Dome C, Antarctica. *Astronomy & Astrophysics* 430 :739–746, doi :10.1051/0004-6361 :20041876
- Arya SPS (1981) Parametrizing the height of the stable atmospheric boundary layer. *J Glaciol* 20 :1192–1202
- Baas P (2009) Turbulence and low level jets in the stable boundary layer. PhD thesis, Wageningen University, Netherlands
- Barral H, Genthon C, Trouvilliez A, Brun C, Amory C (2014) Blowing snow at D17, Adélie Land, Antarctica : atmospheric moisture issues. *The Cryosphere Discuss* 8 :2759–2798
- Berkowicz R, Prahm LP (1982) Evaluation of the profile method for estimation of surface fluxes of momentum and heat. *Atmospheric Environment* 16(12) :2809–2819
- Blackadar AK (1957) Boundary layer wind maxima and their significance for the growth of nocturnal inversions. *Bull Amer Meteor Soc* 38 :283–290
- Brun E, Six D, Picard G, Vionnet V, Arnaud L, Bazile E, Boone A, Bouchard A, Genthon C, Guidars V, Le Moigne P, Rabier F, Seity Y (2011) Snow/atmosphere coupled simulation at Dome C, Antarctica. *J Glaciol* 52(204)
- Businger JA, Wyngaard JC, Izumi Y, Bradley EF (1971) Flux-profile relationships in the atmospheric surface layer. *J Atmos Sci* 28 :181–189
- Casasanta G, Pietroni I, Petenko I, Argentini S (2014) Observed and modelled convective mixing-layer height at Dome C, Antarctica. *Boundary-Layer Meteorol* Doi :0.1007/s10546-014-9907-5
- Cuxart J, Bougeault P, Redelsperger JL (2000) A turbulent scheme allowing for mesoscale and large-eddy simulations. *Q J R Meteorol Soc* 126(562)
- Davies PA (2000) Development and mechanisms of the nocturnal jet. *Meteorol Appl* 7 :239–246
- Dee DP, co authors (2011) The ERA-Interim reanalysis : configuration and performance of the data assimilation system. *Q J R Meteorol Soc* 137 :553–597
- Dyer AJ (1974) A review of flux-profile relationships. *Boundary-Layer Meteorol* 17 :363–372
- Genthon C, Town MS, Six D, Favier V, Argentini S, Pellegrini A (2010) Meteorological atmospheric boundary layer measurements and ECMWF analyses during summer at Dome C, Antarctica. *J Geophys Res* 115, doi :10.1029/2009JD012741
- Genthon C, Six D, Favier V, Lazzara M, Keller L (2011) Atmospheric temperature measurement biases on the antarctic plateau. *J Atmos Oceanic Technol* 28 :1598–1605
- Genthon C, Six D, Gallée H, Grigioni P, Pellegrini A (2013) Two years of atmospheric boundary layer observations on a 45-m tower at Dome C on the antarctic plateau. *J Geophys Res Atmos* 118, doi :10.1002/jgrd.50128
- Goff JA, Gratch S (1945) Thermodynamics properties of moist air. *Trans Am Soc Heat Vent Eng* 51 :125–157
- Grachev AA, Andreas EL, Fairall CW, Guest PS, Persson POG (2007) SHEBA flux-profile relationships in the stable atmospheric boundary layer. *Boundary-Layer Meteorol* 124 :315–333, doi : 10.1007/s10546-007-9177-6
- Holton JR (1992) *An Introduction to Dynamic Meteorology*. Academic Press

- Holtslag AAM, De Bruin HAR (1988) Applied modeling of the nighttime surface energy balance over land. *J Applied Meteorol* 27 :689–703
- Holtslag AAM, Svensson G, Basu S, Beare B, Bosveld FC, Cuxart J (2011) Overview of the GEWEX Atmospheric Boundary Layer Study (GABLS). Proceedings of the Workshop on Diurnal cycles and the stable boundary layer, 7-10 November 2011, Reading
- Holtslag AAM, et al. (2013) Stable boundary layers and diurnal cycles. *B A M S November* :1691–1706
- Holtslag B (2006) Gewex Atmospheric Boundary-Layer Study (GABLS) on stable boundary layers. *Boundary-Layer Meteorol* 118 :243–246, doi :10.1007/s10546-005-9008-6
- Hudson S, Brandt RE (2005) A look at the surface based temperature inversion on the antarctic plateau. *J Climate* 118 :1673–1696
- Högström U (1996) Review of some basic characteristics of the atmospheric surface layer. *Boundary-Layer Meteorol* 78 :215–246
- Jones AE, Weller R, Anderson PS, Jacobi HW, Wolff EW, Schrems O, Miller H (2001) Measurements of NO_x emissions from the antarctic snowpack. *Geophys Res Lett* 28 :1499–1502
- Jouzel J, Merlivat L (1984) Deuterium and oxygen 18 in precipitation : modelling of the isotopic effects during snow formation. *J Geophys Res* 89(11749)
- King JC, Turner J (1997) *Antarctic Meteorology and Climatology*. Cambridge Atmospheric and Space Science Series
- King JC, Connolley WM, Derbyshire SH (2001) Sensitivity of modelled antarctic climate to surface and boundary-layer flux parametrizations. *Q J R Meteorol Soc* 127 :779–794
- King JC, Argentini SA, Anderson PS (2006) Contrasts between the summertime surface energy balance and boundary layer structure at Dome C and Halley stations, Antarctica. *J Geophys Res* 111(D02105), doi :10.1029/2005JD006130
- Lafore JP, Stein J, Asencio N, Bourgeault P, Ducrocq V, Duron V, Fischer C, Hérelil P, Mascart P, Masson V, Pinty JP, Redelsperger JL, Richard E, Vilà-Guerau de Arellano J (1998) The meso-NH atmospheric simulation system. part i : adiabatic formulation and control simulations. *Ann Geophysicae* 16 :90–109
- Lanconelli C, Busetto M, Dutton EG, König-Langlo G, Maturilli M, Sieger R, Vitale V, Yamanouchi T (2011) Polar baseline surface radiation measurements during the international polar year 2007-2009. *Earth Syst Sci Data* 3 :1–8, doi :10.5194/essd-3-1-2011
- Lettau HH (1979) Wind and temperature profile prediction for diabatic surface layers including strong inversion cases. *Bounda-Layer Meteor* 17 :443–464
- Mahrt L (1998) Stratified atmospheric boundary layers and breakdown of models. *Theoret Comput Fluid Dynamics* 11 :263–279
- Mauritsen T, Svensson G, Zilitinkevich S, Esau I, Enger L, Grisogono B (2007) A total turbulent energy closure model for neutrally and stably stratified atmospheric boundary layers. *J Atmos Sci* 64 :4113–4125, doi :10.1175/2007JAS2294.1
- Monin AS, Obukohov AM (1954) Basic laws of turbulent mixing in the atmosphere near the ground. *Trudy Geofiz Inst* 24 :163–187
- Nieuwtsadt FTM (1984) The turbulent structure of the stable, nocturnal boundary layer. *J Atmos Sci* 41 :2202–2217
- Ohmura A, et al. (1998) Baseline surface radiation network (BSRN/WMRC), a new precision radiometry for climate research. *B Am Meteorol Soc* 79 :2115–2136
- Pietroni I, Argentini S, Petenko I, Sozzi R (2012) Measurements and parametrizations of the atmospheric boundary-layer height at Dome C, Antarctica. *Boundary-Layer Meteorol* 143 :189–206, doi :10.1007/s10546-011-9675-4

- Pietroni I, Argentini S, Petenko I (2014) One year of surface-based temperature inversions at Dome C, Antarctica. *Boundary-Layer Meteorol* 150 :131–151, doi :10.1007/s10546-013-9861-7
- Rabier F, et al. (2010) The condordiasi project in Antarctica. *Bul Americ Meteorol Soc* 91 :69–86
- Rowe PM, Milosevitch LM, Turner DD, Walden VP (2008) Dry bias in Vaisala RS90 radiosonde humidity profiles over Antarctica. *J Atmos Ocean technol* 25 :1529–1541
- Rysman JF (2010) Rapport de stage de m2r : Couches limites atmosphériques antarctiques. PhD thesis, Université Paris 6-Laboratoire de Météorologie Dynamique (Paris, France)
- Sandu I, Beljaars A, Balsamo G (2014) Improving the representation of stable boundary layers. *ECMWF Newsletter* 138 :24–31
- Sodemann H, Foken T (2004) Empirical evaluation of an extended similarity theory for the stably stratified atmospheric surface layer. *Q J R Meteorol Soc* 130 :2665–2671, doi :10.1256/qj.03.88
- Stull RB (1990) *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*. Kluwer, Boston
- Town M, Walden VP, Warren SG (2005) Spectral and broadband longwave downwelling radiative fluxes, cloud radiative forcing and fractionnal cloud cover over the south pole. *J Climate* 18 :4235–4252
- Van As D, R VDBM, Helsen MM (2006) Structure and dynamics of the summertime atmospheric boundary layer over the antarctic plateau : 1. measurements and model validation. *J Geophys Res* 11(D07102), doi :10.1029/2005JD005948
- VanLipzig N, Van Meijgaard E, Oerlemans J (2002) The effect of temporal variations in the surface mass balance and temperature-inversion strength on the interpretation of ice-core signals. *J Glaciol* 48 :611–621
- Viterbo P, Beljaars A, Mahfouf JF, Teixeira J (1999) Th representation of soil moisture freezing and its impact on the stable boundary layer. *Quart J Roy Meteorol Soc* 125 :2401–2426
- van de Wiel BJH, Moene WH, De Ronde HJJ (2008) Local similarity in the stable boundary layer and mixing-length approaches : consistency of concepts. *Bound Layer Meteorol* 128 :103–116
- Zilitinkevich S (2002) Third-order transport due to internal waves and non-local turbulence in the stably stratified surface layer. *Q J R Meteorol Soc* 128 :913–925
- Zilitinkevich S, Esau I, Baklanov A (2007) Further comments on the equilibrium height of neutral and stable planetary boundary layers. *Q J R Meteorol Soc* 133 :265–271

Annexes

A) "Zoom" sur les 1500 premiers mètres du radiosondage du 11 décembre 2009

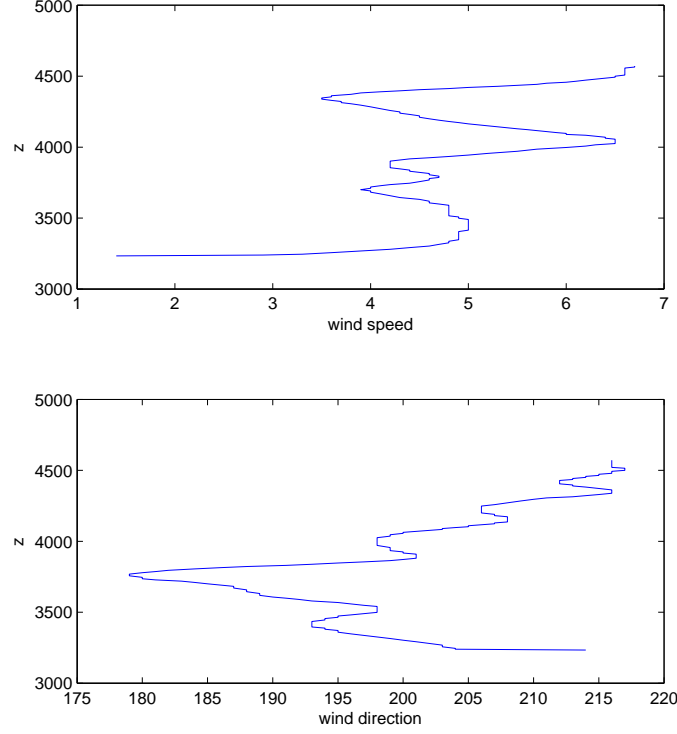


Figure A1 : Profils verticaux de la vitesse (haut) et de la direction (bas) du vent le 11 décembre 2009 à 20h heure locale. La vitesse est en m/s, la direction en degrés, l'altitude est celle par rapport au niveau de la mer (m).

B) Convergence de la méthode des profils

Rappelons la fonction de récurrence f de la suite de la méthode des profils :

$$L_{n+1} = f(L_n) = \left(\frac{\bar{\theta} \Delta u^2}{g \Delta \theta} \right) \left(\frac{\ln \frac{z_{t2}}{z_{t1}} - \psi_\theta \left(\frac{z_{t2}}{L_n} \right) + \psi_\theta \left(\frac{z_{t1}}{L_n} \right)}{\left(\ln \frac{z_{u2}}{z_{u1}} - \psi_m \left(\frac{z_{u2}}{L_n} \right) + \psi_m \left(\frac{z_{u1}}{L_n} \right) \right)^2} \right) \quad (30)$$

Dans le cas d'une stratification instable et en utilisant les fonctions de correction de Businger et al. (1971) et Dyer (1974), la fonction f est strictement décroissante sur $[0, +\infty[$ et la suite L_n converge (la convergence n'est ici pas détaillée, cette démonstration étant déjà faite dans Berkowicz and Prahm (1982)). Dans le cas d'une stratification stable, on étudie la convergence pour les fonctions de stabilité du type linéaire ($\psi_m = -\alpha_1 \frac{z}{L}$ et $\psi_\theta = -\alpha_2 \frac{z}{L}$) et celles de Holtslag and De Bruin (1988) ($\psi_m = \psi_\theta = -a \left(\frac{z}{L} \right) - b \left(\frac{z}{L} - \frac{c}{d} \right) \exp \left(-d \frac{z}{L} \right) - \frac{bc}{d}$). Comme $z_{t2} > z_{t1}$ et $z_{u2} > z_{u1}$, on montre facilement qu'avec les deux fonctions de stabilité, la fonction f est strictement croissante sur $[0, +\infty[$. La suite L_n converge alors vers une valeur non nulle seulement si la pente de l'asymptote en 0 est supérieure à 1 (dans le cas contraire, la fonction définissant la suite n'a de point fixe qu'en $L=0$, voir figure B1). Pour la fonction linéaire, on obtient l'expression de l'asymptote en faisant tendre L vers 0. Avec un simple développement limité en 0, il vient que l'asymptote à l'origine a comme équation :

$$asymptote(L) = \frac{\alpha_2 \bar{\theta} \Delta u^2}{\alpha_1^2 g \Delta \theta} \frac{z_{t2} - z_{t1}}{(z_{u2} - z_{u1})^2} L \quad (31)$$

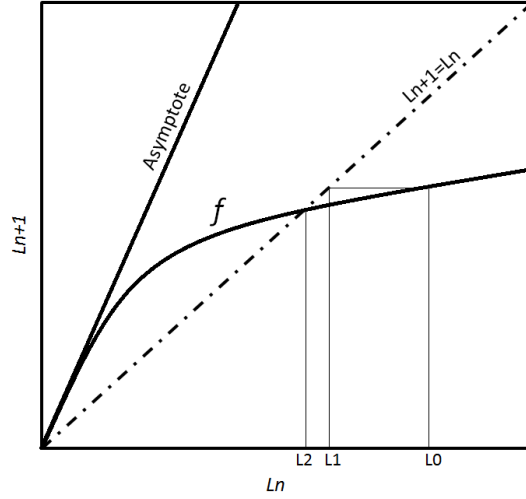


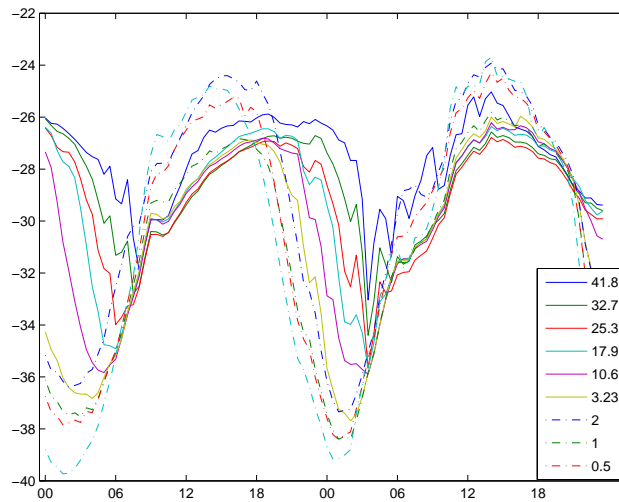
Figure B1 : schéma de la procédure d'itération de la méthode des profils dans le cas d'une stratification stable (inspiré de Berkowicz and Prahm (1982))

et la condition de convergence est alors $\frac{\alpha_2}{\alpha_1} \frac{\bar{\theta}}{g} \frac{\Delta u^2}{\Delta \theta} \frac{z_{t2} - z_{t1}}{(z_{u2} - z_{u1})^2} > 1$ ce qui est équivalent à

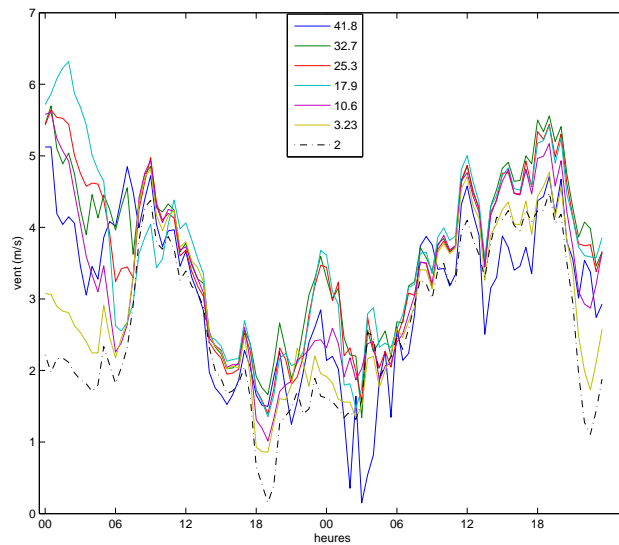
$$Ri = \frac{g}{\bar{\theta}} \frac{\Delta \theta}{\Delta u^2} \frac{(z_{u2} - z_{u1})^2}{z_{t2} - z_{t1}} < \frac{\alpha_2}{\alpha_1} \quad (32)$$

On retrouve la condition Ri inférieur à un nombre de Richardson critique (ici $\frac{\alpha_2}{\alpha_1} = 0.34$ avec les valeurs de α déterminées partie 3.3.1) ce qui est cohérent avec la théorie énoncée auparavant dans le manuscrit. La fonction de Holtslag and De Bruin (1988) tend vers une fonction linéaire quand L tend vers 0 et donc quand z/L tend vers l'infini (par prédominance de la fonction exponentielle sur les fonctions polynomiales en $\pm\infty$). On retrouve alors la condition de convergence précédente en remplaçant $\frac{\alpha_2}{\alpha_1}$ par $\frac{a}{a^*}$ dans l'expression du Richardson critique valant désormais 1.43 (avec la valeur de a donnée par Holtslag and De Bruin (1988)).

C) Journée du 11-12 janvier 2014



(a) Température ($^{\circ}C$)



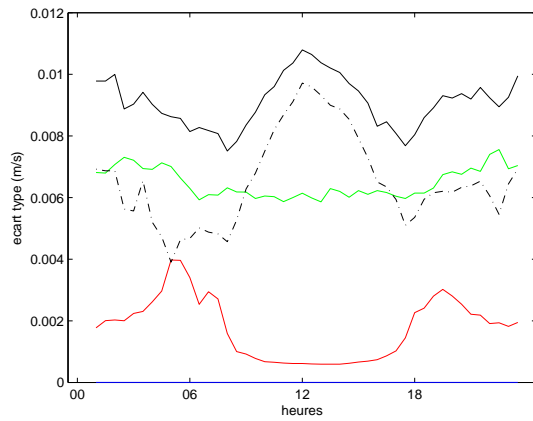
(b) Vitesse du vent (m/s)

Figure C1 : Séries temporelles de température et de vent à différents niveaux de mesure du 11 et 12 janvier 2014. Les "tick marks" sur l'axe des abscisses indiquent les heures locales. Les données en trait plein sont celles de la tour, en pointillés celle du "shallow layer mast"

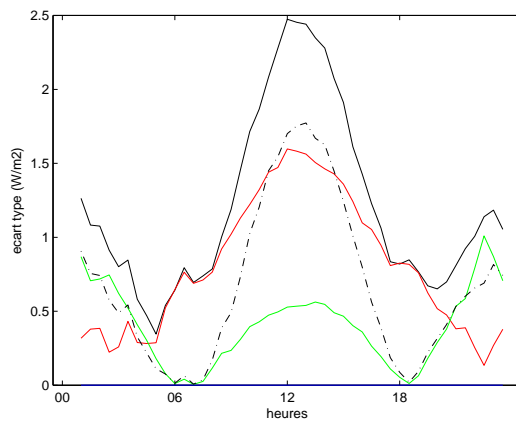
D) Etude de sensibilité

Pour voir dans quelle mesure les incertitudes sur les données de température, d'humidité relative, de vent et de longueur de rugosité influent sur le calcul des flux de surface par la méthode des profils, on procède à une étude de sensibilité. Celle-ci consiste à effectuer un test de Monte Carlo pour le calcul des flux de surface pour la journée du 11 décembre 2009. On calcule les flux de surface sur un échantillon de 10000 journées en ajoutant pour chaque donnée de température, de vent, d'humidité et des hauteurs de rugosité, une valeur aléatoire (bruit) de moyenne nulle, de distribution gaussienne¹⁹ et d'écart type valant la moitié de la précision de la mesure (cf voir tableau 1 et partie 3.2.1 pour les incertitudes sur les hauteurs de rugosité (prises comme valant 2 écarts types)). On calcule ensuite l'écart type des 10000 flux calculés pour chaque demi-heure de la journée (Barral et al., 2014). La stabilité des résultats est obtenue à partir d'environ 2000 journées de calcul, le nombre 10000 nous garantit donc l'obtention de valeurs significatives. Les résultats pour u_* , le flux sensible et le flux latent sont tracés sur la figure D1. La première observation frappante est l'influence des erreurs de mesure des hauteurs de rugosité sur les trois flux. En effet, l'erreur relative sur les hauteurs de rugosité est grande car ces paramètres dépendent fortement de la direction du vent et de la nature de la neige en surface (donc de l'heure de la journée en été). Regardons plus précisément les effets des erreurs des mesures de vent, de température et d'humidité. Le calcul de u_* est surtout sensible aux erreurs de mesure de vent avec un écart type associé d'environ $7.10^{-3}m/s$. Le calcul du flux sensible est affecté principalement par les erreurs de mesure de température la journée, et principalement par les erreurs de mesure de vent la nuit. Ceci est cohérent avec le fait que le flux turbulent sensible, donc la turbulence, est principalement mécanique la nuit et thermique la journée. L'erreur cumulée (courbe noire continue sur la figure D1) est maximale à midi et vaut $2.5W/m^2$ soit une erreur relative de 16%. Les deux extréma de cette erreur coïncident logiquement avec les deux extrema de flux (voir figure 21b). Outre l'influence de l'erreur sur les hauteurs de rugosité, le flux latent est principalement influencé par le vent, avec des écarts types associés de $0.2 - 0.3W/m^2$. L'écart type des erreurs cumulées (courbe noire continue) est maximum vers midi et vaut $0.8W/m^2$ ce qui correspond à une erreur relative de près de 35%! Il est beaucoup plus faible la nuit et vaut environ $0.15W/m^2$. Les mesures d'humidité présentent certainement des incertitudes bien supérieures à celle données par le constructeur (soit celle utilisée dans cette étude de sensibilité) en raison des problèmes techniques de mesure liés aux conditions extrêmes en Antarctique. Les incertitudes sur le flux latent liées à l'humidité sont alors encore très certainement sous-estimées.

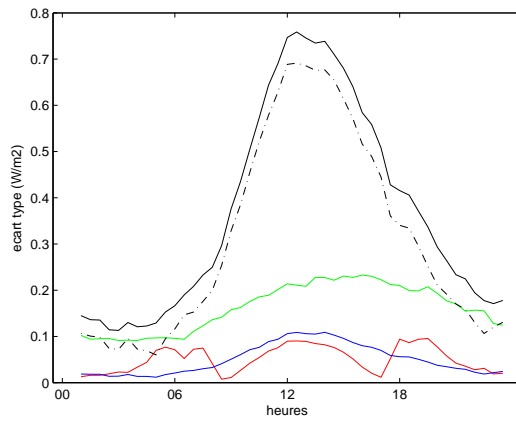
19. On choisit un bruit blanc gaussien pour le bruit en première approximation, la distribution de l'erreur exacte de chaque instrument n'étant pas connue



(c) u_*



(d) flux sensible



(e) flux latent

Figure D1 : Ecart type des distributions de u_* , du flux sensible et du flux latent pour chaque demi-heure de la journée du 11 décembre 2009. Les courbes rouges montrent la propagation de l'erreur (écart type) due uniquement aux erreurs de mesure de température, les courbes vertes celle uniquement due aux erreurs de mesure de vent, les courbes bleues celle due aux erreurs de mesure d'humidité relative, les courbes noires en pointillés celle due à la détermination des hauteurs de rugosité et les courbes noires continues l'erreur totale.

E) Résultats complémentaires des simulations Méso-NH

Simulation simTs

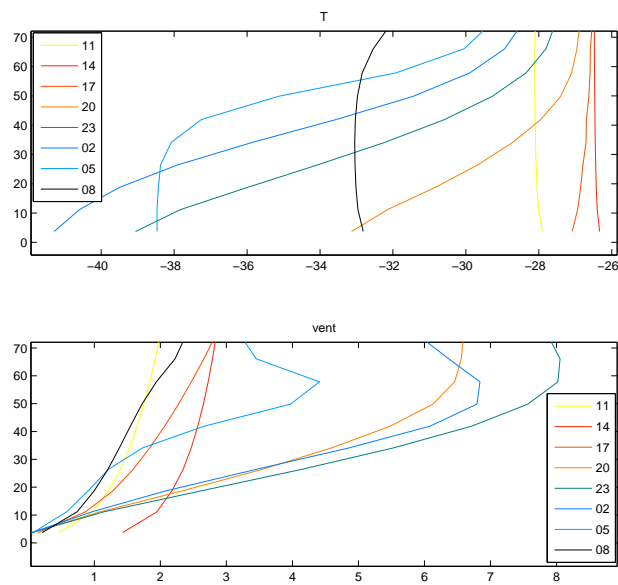


Figure E1 : Profils verticaux de température (haut) et de vent (bas) à différentes heures de la journées pour la simulation simTs. La température est en $^{\circ}C$, le vent en m/s, l'altitude en m.

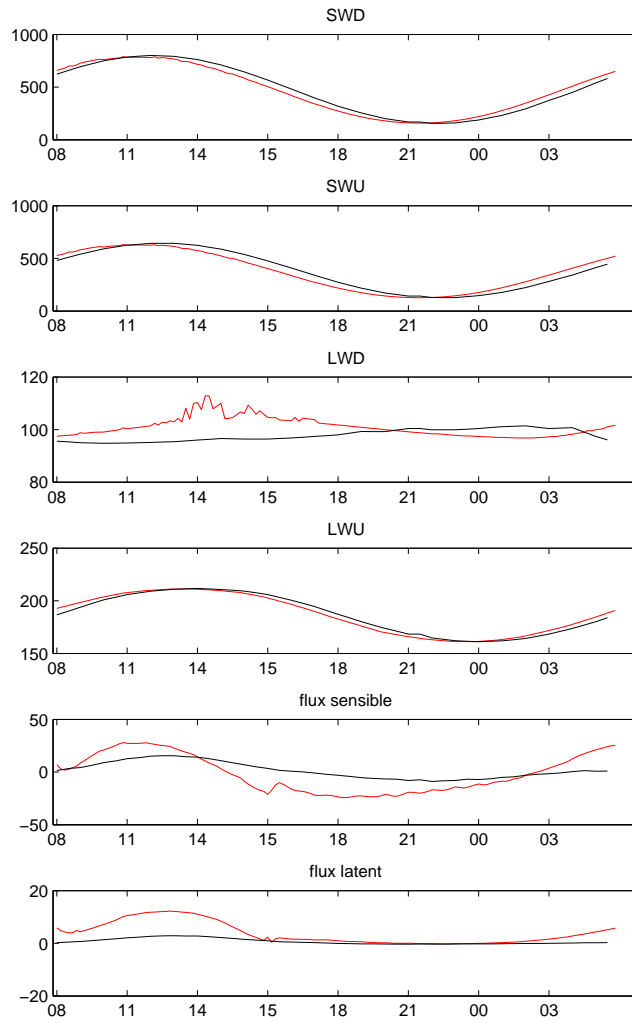


Figure E2 : Séries temporelles des flux en surface (W/m^2) de la simulation simTs (courbes rouges) et celles issues des observations (courbes noires). Pour ces dernières, les flux ondes courbes descendant et montant (SWD et SWU) et les flux ondes longues descendant et montant (LWD et LWU) sont donnés par le BSRN ; les flux latent et sensible étant calculés par la méthode des profils.

Simulation simrug

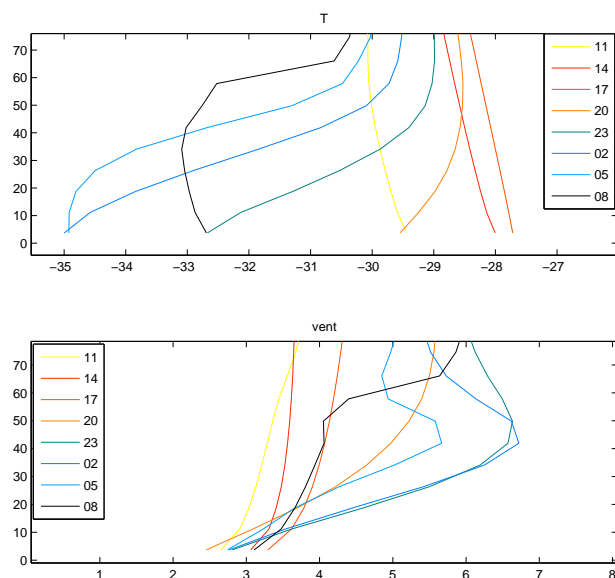


Figure E3 : Profils verticaux de température (haut) et de vent (bas) à différentes heures de la journées pour la simulation simrug. La température est en °C, le vent en m/s, l'altitude en m.

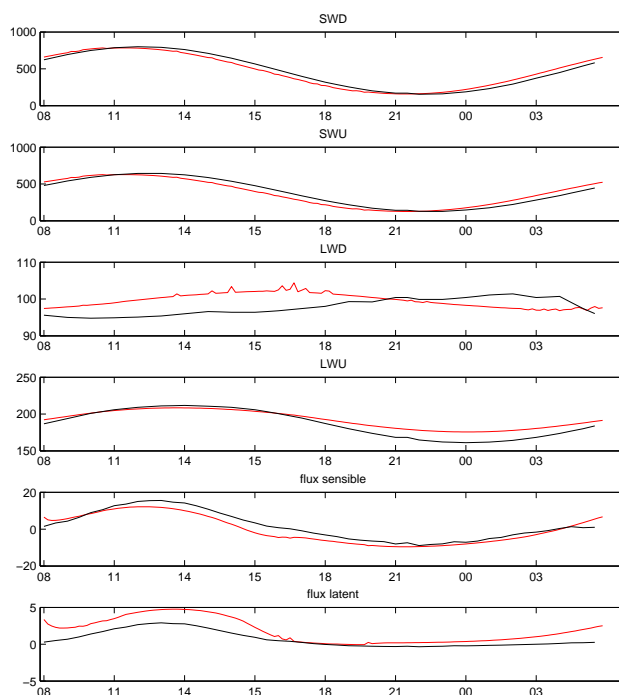


Figure E4 : Séries temporelles des flux en surface (W/m²) de la simulation simrug (courbes rouges) et celles issues des observations (courbes noires). Pour ces dernières, les flux ondes courtes descendant et montant (SWD et SWU) et les flux ondes longues descendant et montant (LWD et LWU) sont donnés par le BSRN ; les flux latent et sensible étant calculés par la méthode des profils.

F) Comparaison des résultats de cette étude avec ceux d'Olivier Traullé

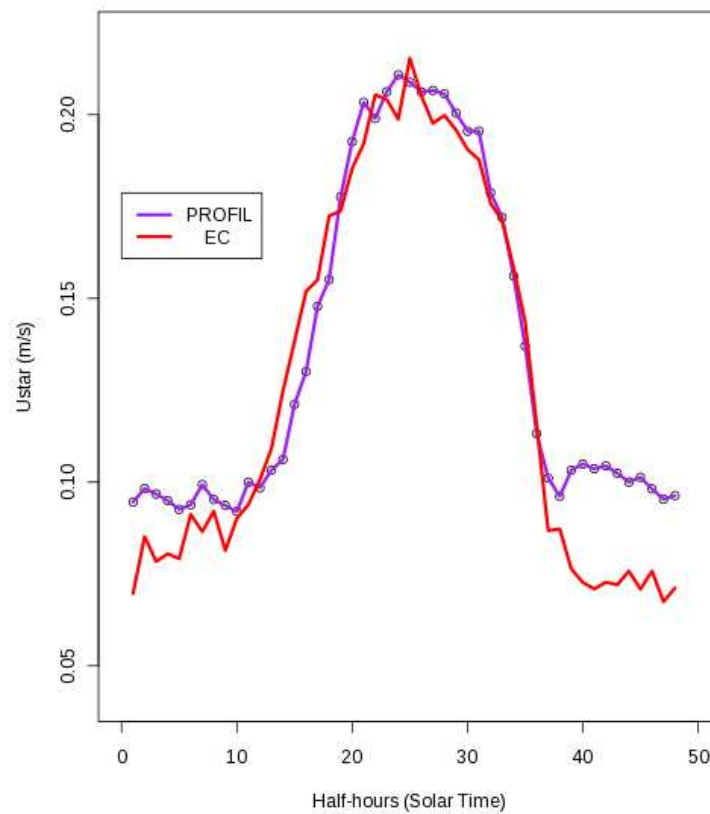


Figure F1 : Séries temporelles de la vitesse de friction (m/s) le 11 décembre 2009. L'axe des abscisses est en demi-heures et commence à 0h heure locale. En violet est tracée la vitesse de friction calculée avec la méthode des profils par Olivier Traullé, en rouge celle mesurée par l'anémomètre sonique à 8m. La figure a été communiquée par Olivier Traullé.

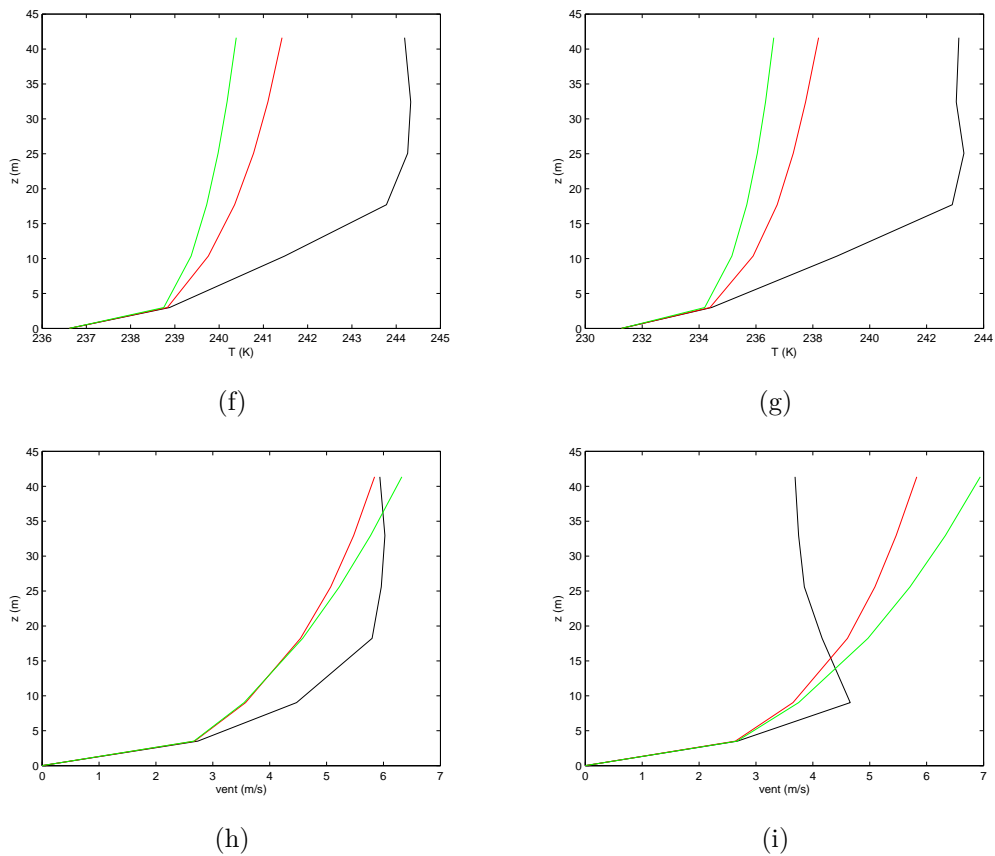


Figure F2 : Profils verticaux de température (haut) et de vent (bas) à 21h (gauche) et 1h (droite) la nuit du 11-12 décembre 2009. En noir, le véritable profil (données du shallow layer mast et de la tour), en rouge celui calculé avec la fonction de stabilité de Holtslag and De Bruin (1988) et en vert celui calculé avec la fonction de correction de Grachev et al. (2007) utilisée par Olivier Traullé.

G) Table des notations

Symbole	Unité	Description
x	m	coordonnée de l'axe ouest-est
y	m	coordonnée de l'axe sud-nord
z	m	coordonnée de l'axe vertical
t	s	temps
f	s^{-1}	paramètre de Coriolis
u	m/s	vent zonal ou norme du vent dans la couche de surface
v	m/s	vent méridional
w	m/s	vent vertical
u_g	m/s	vent géostrophique zonal
v_g	m/s	vent géostrophique méridional
T_s	K	température de surface
T_a	K	température de l'air
θ	K	température potentielle
θ_s	K	température potentielle
q	kg/kg	humidité spécifique
ν	m^2/s	viscosité cinématique moléculaire de l'air sec
ν_{theta}	$W.m^2.kg^{-1}.K^{-1}$	conductivité thermique moléculaire de l'air sec
C_p	$J.K^{-1}.kg^{-1}$	capacité calorifique massique de l'air sec à pression constante
L_s	$J.kg^{-1}$	l'enthalpie massique de sublimation de la neige
κ	—	Constante de Von Karman
g	$m.s^{-2}$	accélération de la pesanteur
β	$m.s^{-2}.K^{-1}$	paramètre de flottabilité
N	s^{-2}	fréquence de Brünt-Vaisala
γ	K/m	gradient de température potentielle de la troposphère libre
u_*	m/s	vitesse de friction
θ_*	K	température potentielle de friction
q_*	kg/kg	humidité spécifique de friction
z_0	m	hauteur de rugosité pour le vent
z_{0t}	m	hauteur de rugosité pour la température
z_{0q}	m	hauteur de rugosité pour l'humidité spécifique
Q_0	$K.m.s^{-1}$	flux de chaleur en surface
L	m	Longueur d'Obukhov
Λ	m	Longueur d'Obukhov locale
Ri	—	Nombre de Richardson de gradient
R_*	—	Nombre de Reynolds de surface
Pr	—	Nombre de Prandtl turbulent
h	m	hauteur de la couche limite
τ	$kg.s^{-2}.m^{-1}$	flux de quantité de mouvement ou contrainte mécanique
H_s	W/m^2	flux de chaleur sensible
H_l	W/m^2	flux de chaleur latente
l_m	m	longueur de mélange
K_m	—	coefficient de diffusion turbulente de quantité de mouvement
K_θ	—	coefficient de diffusion turbulente de chaleur
E_c	J/m^3	énergie cinétique turbulente volumique
ϵ	$J.m^{-3}.s^{-1}$	taux de dissipation visqueuse de l'énergie cinétique turbulente volumique
ϕ_m	—	fonction de stabilité pour le gradient vertical vent
ϕ_θ	—	fonction de stabilité pour les gradients de θ et q
ψ_m	—	fonction de stabilité ϕ_m intégrée pour le vent
ψ_θ	—	fonction de stabilité ϕ_m intégrée pour θ et q
ϵ_a	—	émissivité de l'air
σ	—	constante de Stefan-Boltzman
Π	—	groupe adimensionné de la théorie de la similitude