



HAL
open science

Observation et modélisation de couche limite atmosphérique stable en relief complexe : le processus turbulent d'écoulement catabatique

Sébastien Blein

► **To cite this version:**

Sébastien Blein. Observation et modélisation de couche limite atmosphérique stable en relief complexe : le processus turbulent d'écoulement catabatique. Météorologie. Université Grenoble Alpes, 2016. Français. NNT : 2016GREAI023 . tel-01622676

HAL Id: tel-01622676

<https://theses.hal.science/tel-01622676>

Submitted on 24 Oct 2017

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

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

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE LA COMMUNAUTE UNIVERSITE GRENOBLE ALPES

Spécialité : **Mécanique des fluides, Énergétique, Procédés**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Sébastien BLEIN

Thèse dirigée par **Christophe BRUN**

préparée au sein du **Laboratoire des Écoulements
Géophysiques et Industriels (LEGI)**
dans l'**École Doctorale I-MEP2 : Ingénierie – Matériaux,
Mécanique, Environnement, Énergétique, Procédés,
Production**

Observation et modélisation de couche limite atmosphérique stable en relief complexe : le processus turbulent d'écoulement catabatique

Thèse soutenue publiquement le 27 mai 2016
devant le jury composé de :

Mme Chantal STAQUET

Professeur à l'université de Grenoble Alpes, Présidente

M. Mathias ROTACH

Professeur à l'université d'Innsbruck, Rapporteur

M. Valéry MASSON

Directeur de recherche au CNRM-GAME, Rapporteur

M. Branko GRISOGONO

Professeur à l'université de Zagreb, Examineur

M. Jean-Martial COHARD

Maître de conférence à l'université de Grenoble Alpes, Examineur

M. Christophe BRUN

Maître de conférence à l'université de Grenoble Alpes, Directeur de thèse



*Dès lors que vous aurez goûté au vol,
vous marcherez à jamais les yeux tournés vers le ciel ...*

Léonard de Vinci

Abstract

The stable atmospheric boundary layer, particularly in complex terrain, is not yet fully understood and it is thus still inadequately modelled. A surface cooling of a sloping terrain generates a gravity flow (known as a katabatic wind) due to local density increase. This flow behaves as a wall-bounded turbulent jet, often simply modelled by a local balance between the buoyancy force and the turbulent friction (the Prandtl model). In mountainous regions, the wind maximum is typically observed at a height (z_j) of 1 to 10 m above the ground. The wall-bounded jet is responsible for a momentum-flux sign change and a heat-flux variability close to the ground. Those turbulent-flux variabilities are fully conflicting with the applicability of the Monin-Obukhov similarity theory (MOST), which is nevertheless universally used in the atmospheric models to provide the surface boundary condition. If the MOST is already questionable for the very stable cases, it is obviously not valid over sloping surfaces because it neglects the coupling of the wind and temperature equations, which constitutes the katabatic source. Hence, it is not possible to adequately model a katabatic flow ($z_j \sim O(1m)$) using the MOST, especially with a vertical resolution of the order of magnitude of the wind-maximum height. The aim of this PhD work is thus to improve the current understanding and modelling capacity of the katabatic winds.

Since data sets of turbulent-katabatic-flow measurements are still scarce, a new field campaign was carried out on a steep slope (20° to 40°) overlooking the Gresivaudan valley, near Grenoble : the west face of the Grand-Colon mountain (Belledonne ridge, French Alps). The experimental setup was mainly composed of a 6m mast with four sonic-anemometer levels (1m, 2m, 4m and 6m) to measure the turbulence on both sides of the katabatic jet. The spectral analysis shows the high sensitivity of the local flow to external perturbations, even when these are weak. The high-frequency subrange shows a classical behaviour (energy-injection frequency, inertial subrange), but the spectra of the intermediate and low-frequency subranges are less typical : turbulent perturbations with an energy of the order of magnitude of the local injection are present. A specific cospectra C_{uw} behaviour of the katabatic flows is shown : negative and positive cross-correlations overlap gradually, increasing z . The MOST fails in representing the observed flow and a surface-flux alternative estimation is successfully used to describe the friction velocity.

The multi-layer 1D surface model of ISBA (Surfex, Météo-France), which is initially only diffusive (or aimed at modelling exchanges through the canopy) is modified to model katabatic flows. The model is firstly validated with a standard calibrated Prandtl model (with variable eddy diffusivity). Secondly, the field data are modelled both with a prescribed effective diffusivity (from data) and using the 1.5-order turbulence scheme. The mean velocity and temperature fields are well reproduced, but it appears that the model is over-diffusive (which generates excessive fluxes), even when an adapted mixing-length is used (z -less parametrisation, depending on local shear and stability).

Realistic 3D LES simulations (Meso-NH, Météo-France) are computed with high resolution ($dx \times dy \times dz = 10m \times 10m \times 2m$) to model the field data. Spatial flow variabilities over sloping terrain are finely represented, but are biased, mainly due to the using of MOST for the surface boundary conditions. The using of MOST shifts the start of the katabatic source detection by the atmospheric model to a height of 2 m, while the katabatic source reaches its maximum at the surface. Analytical katabatic models (of the Prandtl type, which could be easily used to feed surface boundary conditions) need an *a priori* definition of the eddy and heat diffusivities. Currently, the general definition of these diffusivities is only possible by the use of turbulent models that include closures. The coupling of the previously-presented multi-layer 1D surface model (validated off-line) is suggested to overcome the lack of physics description in the classic surface boundary conditions. Preliminary work on this coupling is developed and perspective solutions are proposed.

Résumé

La couche-limite atmosphérique turbulente stable, particulièrement en zone de relief, n'est pas totalement comprise. Elle est, par conséquent, mal représentée par les modèles atmosphériques. En présence de pente et d'un refroidissement du sol, l'augmentation locale de masse volumique génère un écoulement gravitaire (écoulement catabatique). Cet écoulement prend la forme de jet turbulent de paroi, souvent simplement modélisé comme l'équilibre local entre la force de flottabilité et la friction turbulente (modèle de Prandtl). En région de montagne, le maximum de vent est généralement enregistré à une hauteur (z_j) de 1 à 10 mètres au-dessus de la surface. Ce jet de paroi engendre ainsi un changement de signe du flux de quantité de mouvement ainsi qu'une variabilité conséquente du flux de chaleur sensible proche de la surface. Ces variabilités de flux turbulents contredisent de fait l'applicabilité de la théorie des similitudes de Monin-Obukhov (TSMO), pourtant utilisée de manière universelle dans les modèles atmosphériques afin de fournir les conditions aux limites en surface. Si la TSMO est déjà discutable pour les cas très stables, c'est en présence de pente qu'elle n'est naturellement plus valide puisqu'elle néglige le couplage entre les équations de vitesse et de température, représentant pourtant la source même de l'écoulement catabatique. Il est donc impossible de représenter correctement un écoulement catabatique ($z_j \sim O(1m)$) par un modèle utilisant la TSMO et avec une résolution verticale de l'ordre de la hauteur du maximum de vent. L'objectif de ce travail de thèse est d'apporter une contribution dans la compréhension et la modélisation de ces écoulements.

Afin de compléter les observations peu nombreuses dans la littérature, une campagne de mesure a été réalisée sur une pente raide (20° à 40°) surplombant la vallée du Grésivaudan près de Grenoble : la pente ouest du Grand Colon (chaîne de Belledonne, Alpes). L'instrumentation était principalement constituée d'un mat de mesure de 6 mètres, sur lequel étaient installés quatre niveaux d'anémomètres soniques (1m, 2m, 4m et 6m). Cette installation a permis de décrire la turbulence de part et d'autre du jet de paroi. Les analyses spectrales témoignent de la sensibilité de l'écoulement local aux perturbations externes, même faibles. Les caractéristiques turbulentes classiques sont observées à haute-fréquence (fréquence d'injection d'énergie, zone inertielle) alors que des comportements moins standards sont observés aux fréquences intermédiaires ou basses et expliqués par la présence de perturbations turbulentes d'énergie du même ordre de grandeur que l'injection locale. Les cospectres C_{uw} montrent un comportement propre aux écoulements catabatiques : recouvrement progressif selon z des corrélations croisées négatives et positives. La TSMO est mise en défaut pour l'écoulement observé et une solution alternative est utilisée pour estimer les flux en surface, permettant une bonne description de la vitesse de frottement.

Le modèle 1D multi-couches de surface de ISBA (Surfex, Météo-France), initialement simplement diffusif (ou représentant les échanges au travers d'une canopée), est modifié dans ce travail pour répondre à la modélisation des écoulements catabatiques. Dans un premier temps, le modèle est validé sur un cas standard : en comparaison avec un modèle de Prandtl adapté (à diffusivité variable). Dans un second temps, les données in-situ sont modélisées, d'abord en fournissant des profils de diffusivités effectives (issues des données) puis en utilisant un modèle modifié de turbulence d'ordre 1.5. Les modélisations 1D représentent correctement les champs moyens de vitesse et température mais montrent cependant des comportements trop diffusifs, générant des flux excessifs. Le modèle de longueur de mélange est principalement remis en cause, y compris en utilisant des paramétrisations adaptées (indépendante de z , fonction de la stratification et du cisaillement local).

Des simulations LES 3D réalistes (Meso-NH, Météo-France) sont effectuées à haute résolution ($dx \times dy \times dz = 10m \times 10m \times 2m$) pour représenter le cas d'étude. Ces modélisations représentent finement les variabilités spatiales de l'écoulement catabatique sur la pente. Cependant, des biais sont engendrés principalement par l'utilisation de la TSMO en condition aux limites de surface. Malgré la forte résolution spatiale, l'utilisation de la TSMO repousse à seulement $z = 2$ mètres la perception des termes sources de l'écoulement catabatique par le modèle, alors que la source de l'écoulement atteint son maximum précisément en surface. Les modèles analytiques d'écoulement catabatique (de type Prandtl, qui pourraient aisément être intégrés en conditions aux limites) nécessitent de connaître *a priori* les profils de diffusivité turbulente. Ceci implique l'utilisation d'un modèle de turbulence intégrant des fermetures. Le couplage du modèle 1D multi-couches de surface (précédemment modifié et validé "off-line") est donc proposé pour répondre au manque de description de la physique par les conditions aux limites classiques de surface. Le travail préliminaire de ce couplage est présenté et des solutions sont proposées en perspective.

Table des matières

Plan	1
1 Introduction	5
1.1 Contexte et motivation	5
1.2 Présentation du manuscrit	6
2 Concepts	7
2.1 Éléments de météorologie à l’usage de l’observateur de meso-échelle	7
2.1.1 Prémices de la turbulence	7
2.1.2 La Couche Limite Atmosphérique	9
2.1.3 Particularités en zone de montagne	10
2.2 Caractéristiques physiques de la CLA stable	12
2.2.1 Concepts généraux	12
2.2.2 Équations de base	16
2.2.3 Théorie des similitudes et couche de surface	17
2.2.4 Spécificité de la CLA très stable	20
2.3 Modèle analytique d’écoulement catabatique	21
2.3.1 Modèle de Prandtl	21
2.3.2 Alternatives	26
2.4 Problématiques	28
3 Méthodes et prétraitements	31
3.1 Introduction	31
3.2 Présentation du site expérimental	31
3.3 Instrumentation	35
3.3.1 Mat de mesure	35
3.3.2 Anémomètres soniques	36
3.4 Traitements statistiques propres aux observations	37
3.4.1 Rotation et alignement des capteurs	38
3.4.2 Sélection des données	44
3.4.2.1 Problématiques	44
3.4.2.2 Contrôle qualité	45
3.4.3 Analyses spectrales	51
3.4.3.1 Analyses de Fourier	51
3.4.3.2 Décomposition multi-résolution des flux (MRD)	53

3.4.4	Différentes estimations des flux	60
3.4.5	Classification des données par nombre de Ri	61
3.4.6	Estimation des gradients	62
3.5	Modélisations numériques	65
3.5.1	Modèle atmosphérique (Meso-NH)	66
3.5.1.1	Généralités	66
3.5.1.2	Simulation des grandes échelles	67
3.5.2	Modèle de surface (SURFEX)	69
3.5.3	Configuration numérique	70
3.5.3.1	Domaines de calcul et résolution spatiale	71
3.5.3.2	Évolution temporelle	73
3.5.3.3	Statistiques LES	74
3.5.3.4	Bases de données	75
3.5.3.5	Coût CPU et moyens de calcul	75
4	Simulations numériques LES réalistes hautes résolutions du cas d'étude Grand Colon	77
4.1	Introduction	77
4.1.1	Contexte	77
4.1.2	Le site d'étude	79
4.2	Sensibilité de l'écoulement local aux conditions meso-échelles	80
4.3	Établissement de l'écoulement catabatique	84
4.4	Variabilité spatiale	86
4.5	Caractéristiques statistiques de l'écoulement modélisé	89
4.5.1	Hauteur du maximum de vent	89
4.5.2	Profils moyens et flux turbulents	90
4.5.3	Deux pistes d'amélioration	94
5	Analyse de mesures in-situ sur le cas d'étude du Grand Colon : caractérisation du vent catabatique observé	97
5.1	Introduction	97
5.2	Description des séries temporelles	99
5.2.1	Périodes instationnaires	99
5.2.2	Périodes stationnaires	102
5.2.2.1	Situation "purement catabatique"	102
5.2.2.2	Situation "catabatique perturbé"	103
5.3	Analyse spectrale de la turbulence	104
5.3.1	Présentation	104
5.3.2	Zones spectrales	105
5.3.3	Injection locale d'énergie	110
5.3.4	Déficit d'injection locale d'énergie	112
5.3.5	Courbes universelles (<i>Kansas Curves</i>)	113
5.3.6	Analyse cospectrale	117
5.3.7	Anisotropie et zone inertielle	123
5.4	Analyse statistique	124
5.4.1	Validité de la théorie des similitudes ?	126
5.4.1.1	Domaine de validité	126
5.4.1.2	Relations flux-gradients	127
5.4.1.3	Adimensionnement de la turbulence	129
5.4.1.4	Gradients sans-dimension (adim. local)	132

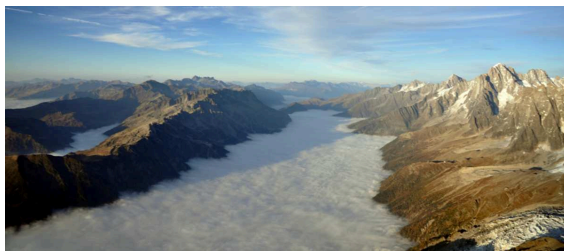
5.4.1.5	Estimation de la hauteur de rugosité	133
5.4.2	Diffusivité turbulente	134
5.4.3	Flux en surface	140
5.4.4	Réflexion sur l'adimensionnement de la turbulence	143
5.4.5	Bilan de TKE	143
5.5	Conclusions	147
6	Modélisation numérique 1D d'écoulement catabatique	149
6.1	Introduction	149
6.2	Adaptation du modèle au cas catabatique et validation	151
6.2.1	Présentation du modèle multicouche de surface initial	151
6.2.1.1	Concept	151
6.2.1.2	Synthèse du modèle initial	155
6.2.1.3	Domaine d'applicabilité du modèle initial	156
6.2.2	Couplage des équations	159
6.2.2.1	Présentation	159
6.2.2.2	Termes sources	159
6.2.2.3	Validation sur un cas analytique : modèle de Prandtl	161
6.2.3	Adaptation du schéma de turbulence	162
6.2.3.1	Profils théoriques de diffusivités turbulentes	162
6.2.3.2	Modèle standard de turbulence en CLA	164
6.2.3.3	Équation pronostique de TKE	165
6.2.3.4	Longueur de mélange	167
6.2.4	Equation de la chaleur faiblement non-linéaire	171
6.2.5	Discussion : forçage non-nul, stratification et pente	171
6.2.6	Synthèse du modèle modifié	173
6.3	Modélisation des données in-situ	174
6.3.1	Simulation de référence	175
6.3.2	Étude paramétrique	177
6.3.3	Paramètres optimaux	184
6.3.4	Modélisation turbulente 1D réaliste	186
6.4	Conclusions	193
	Conclusions	195
	Perspectives	201
	Liste des figures	203
	Liste des tableaux	211
	Bibliographie	213
A	Évolution temporelle des profils $P1$, $P2$ et $P3$	221
B	Bilan de TKE : différents adimensionnements	225
C	Complément étude paramétrique 1D	229
D	Variation des coefficients pour $l_m(G10)$	231

Chapitre 1

Introduction

1.1 Contexte et motivation

En zone de montagne, les conditions anticycloniques stables hivernales contribuent généralement à l'absence de circulation atmosphérique, depuis l'échelle régionale jusqu'à l'échelle d'une vallée. Ainsi, le phénomène de ventilation naturelle n'a plus lieu, ce qui peut engendrer une augmentation de concentration de polluants dans les masses d'air froid piégées au fond des vallées (phénomène de *Cold Air Pool*, [Whiteman 2000](#)). Si ces phénomènes s'étendent sur des périodes suffisamment longues (de l'ordre d'une semaine), les concentrations de polluants peuvent devenir une problématique sanitaire (ex. [Largeron 2010](#)). Une inversion de température (augmentation de la température avec l'altitude) dont la base s'étend jusqu'au sol, renforce la problématique en conditionnant dans les basses couches les masses d'air froid. La problématique peut être illustrée par les figures [1.1\(a\)](#) et [1.1\(b\)](#) où les inversions sont matérialisées, respectivement, par des nuages de type stratocumulus (mer de nuage) et par une pollution particulaire. Dans le contexte de l'étude de la qualité de l'air, de nombreuses études se sont intéressées à la formation et à la destruction de ces phénomènes ([Lareau et al. 2013](#), [Whiteman et al. 2014](#), [Burns and Chemel 2014](#), [Staquet et al. 2015](#), [Largeron and Staquet 2015](#), [Chemel et al. 2016](#)).



(a) Stratocumulus (mer de nuage) au-dessus de la vallée de Chamonix.



(b) Pollution au-dessus de Grenoble.

FIGURE 1.1: Matérialisation des inversions de température.

Les vents catabatiques sont des écoulements gravitaires, générés par l'augmentation de la masse volumique locale suite au refroidissement de l'air par le sol. Ce refroidissement peut être une conséquence de la disparition du rayonnement solaire ou, plus généralement, de la présence d'une surface plus froide que l'air environnant. Si ces écoulements ont généralement une faible extension verticale en région de montagne ($\sim 10m$), ils couvrent potentiellement l'intégralité

des surfaces dès lors qu'une pente et qu'un refroidissement sont sensibles. Ils peuvent alors constituer la principale source de dynamique du système méso-échelle d'une vallée en condition anticyclonique stable. Ces écoulements tendent ainsi à renforcer la stabilité de l'atmosphère au sein d'une vallée, en alimentant les bassins d'air froid par le bas. Ceci peut alors maintenir ou aggraver le phénomène de *Cold Air Pool* et les problématiques sanitaires associées. Nous nous intéressons donc à décrire, de manière détaillée, le processus d'écoulement catabatique dans l'objectif d'améliorer la compréhension des mécanismes en jeu et ainsi de pouvoir modéliser et prévoir plus précisément la formation et la destruction des inversions persistantes.

La complexité des processus turbulents en jeu, en lien avec la faible extension verticale des écoulements catabatiques, rend la compréhension et la modélisation de ces phénomènes délicates. Il est donc nécessaire de décrire explicitement toute la physique présente afin de pouvoir, un jour, la simplifier au sein de paramétrisation pouvant être incluse dans les modèles de prévision. La question générale de recherche à laquelle cette thèse s'attache à apporter des éléments de réponse est la suivante. Quelles sont les caractéristiques de la turbulence qui gouvernent le processus d'écoulement catabatique, et quelles sont les possibilités de modélisation et de paramétrisation de ce processus ?

1.2 Présentation du manuscrit

Ce mémoire de thèse est organisé en six chapitres.

Chapitre 1 : introduction du contexte global et des motivations de l'étude.

Chapitre 2 : introduction des concepts fondamentaux permettant d'apprécier les analyses présentées par la suite.

Chapitre 3 : description des méthodes et des outils mis en place, ainsi que des prétraitements statistiques effectués. Sont également présentés le site expérimental sélectionné et la première campagne de mesure réalisée afin d'observer les écoulements catabatiques sur pente raide. L'ensemble des outils statistiques utilisés ou développés pour le traitement des données recueillies est détaillé. Ce chapitre offre aussi une première lecture de l'écoulement catabatique observé. Le modèle atmosphérique Meso-NH est ensuite présenté ainsi que les configurations numériques mises en place pour réaliser les simulations réalistes.

Chapitre 4 : analyses des simulations numériques réalistes effectuées et représentant la campagne de mesure. Les résultats de simulation sont analysés et les limitations des modélisations sont mises en évidence.

Chapitre 5 : analyse des données recueillies durant la campagne de mesure. Une description spectrale et statistique de l'écoulement catabatique est détaillée. La turbulence propre aux écoulements catabatiques est analysée et une interprétation de ses comportements spécifiques est proposée.

Chapitre 6 : étude numérique 1D réalisée afin de représenter les écoulements catabatiques observés. Cette étude est notamment constituée de la modification d'un modèle de surface afin de pouvoir modéliser explicitement les écoulements catabatiques en condition aux limites d'un modèle atmosphérique. Ce chapitre ouvre directement sur les perspectives de ce travail de thèse en terme d'amélioration de la modélisation des écoulements catabatiques en zone de montagne.

Chapitre 2

Concepts

2.1 Éléments de météorologie à l'usage de l'observateur de meso-échelle

La météorologie est la science permettant de comprendre et de prédire les phénomènes atmosphériques à court terme (de l'ordre de la journée) ou à moyen terme (de l'ordre du mois). Ces phénomènes peuvent être le vent, la température, les précipitations, la couverture nuageuse ou encore la qualité de l'air. La météorologie au sens large du terme regroupe donc un nombre considérable de domaines d'études : principalement la mécanique des fluides et la thermodynamique, mais également la chimie, la microphysique (convection profonde), l'hydrologie, l'assimilation de données, les moyens de calcul intensif. La complexité des systèmes à prendre en compte dans ces différentes spécialités provient, d'un point de vue commun à toutes, de la large gamme d'échelles temporelles et spatiales qui est à considérer. Comme l'illustre la vulgarisation poétique des systèmes chaotiques reliant la dynamique induite par un mouvement d'insecte à la formation de tempêtes (effet papillon), les petites échelles des mouvements ont une grande importance dans l'analyse, la compréhension et la prédictabilité des comportements atmosphériques. En effet, un système météorologique (petite ou grande échelle) est théoriquement déterministe mais reste imprédictible du fait de sa grande sensibilité aux conditions initiales et aux conditions aux limites spatiales. Il est donc sensible à toute erreur, y compris à petite échelle. Si un système météorologique est théoriquement déterministe, il est indispensable d'en paramétrer ou d'en simplifier une partie afin de le rendre solvable par un système "fini" de résolution. Nous nous intéressons, dans ce travail, essentiellement à la dynamique atmosphérique de certaines petites échelles : des systèmes de meso et micro échelle. Nous verrons également comment ces petites échelles impactent les plus grandes. Le tableau 2.1 ([Chemel 2005](#)) présente les différentes échelles spatio-temporelles de l'atmosphère.

2.1.1 Prémices de la turbulence

Une notion forte et indispensable en mécanique des fluides, et donc en météorologie, est la notion de turbulence. La turbulence représente les variations des mouvements du fluide autour du mouvement moyen. Dans le cas de la météorologie, la notion de turbulence n'a de sens qu'en-dessous d'une échelle de temps d'environ $1h$ et en-dessous d'une échelle spatiale d'environ $10km$. Vers les petites échelles, la turbulence se propage jusqu'aux échelles microscopiques où les interactions moléculaires (viscosité) dissipent les mouvements résiduels en libérant de la chaleur (théorie de [Kolmogorov 1941](#)). Entre ces deux limites d'échelles,

Echelle spatiale ℓ	Echelle temporelle	Stull (1988)	Pielke (1984)	Orlanski (1975)	Thunis and Bornstein (1996)	Phénomènes atmosphériques	
10000 km	1 mois	Macro	Synoptique	Macro- α	Macro- α	Circulation générale, ondes longues	
	2000 km			1 semaine	Macro- β	Macro- β	Cyclones synoptiques
				200 km	1 jour	Méso- α	Macro- γ
20 km	1 heure	Méso	Méso	Méso- β	Méso- β	Jets de basse couche, lignes de grains, brises de mer, vents locaux, effets urbains	
				2 km	Méso- γ	Méso- γ	Orages, turbulence en air clair
				200 m	30 min	Micro- α	Méso- δ
20 m	1 min	Micro	Micro	Micro- β	Micro- β	Panaches, sillages, trombes d'eau, tourbillons	
2 m	1 s			Micro- γ	Micro- γ	Turbulence, ondes sonores	
					Micro- δ		

FIGURE 2.1: Caractérisation des échelles atmosphérique spatiales (horizontales) et temporelles (extrait de Chemel 2005).

il existe systématiquement un ensemble continu d'échelles où l'énergie du mouvement est transmise de proche en proche, des grandes échelles vers les plus petites par inertie (cascade d'énergie dans la zone inertielle, Kolmogorov 1941). Ainsi, la turbulence est principalement associée aux petites échelles du mouvement. Afin d'organiser les comportements au sein d'un fluide en mouvement, la décomposition de Reynolds sépare la partie fluctuante de la partie moyenne d'une variable (vitesse ou température par exemple). La caractéristique fluctuante ou moyenne peut être appliquée à l'espace ou au temps. Ainsi, toute variable $\alpha(x, y, z, t)$ se décompose en :

$$\alpha(x, y, z, t) = \overline{\alpha(x, y, z, t)} + \alpha'(x, y, z, t) \quad (2.1)$$

où $\overline{\alpha(x, y, z, t)}$ est la moyenne de Reynolds de la variable α et $\alpha'(x, y, z, t)$ la partie fluctuante. Par définition, $\overline{\alpha'(x, y, z, t)} \equiv 0$.

Si une valeur moyenne de vent (par exemple) est aisément perceptible par l'homme (sensation de vent relatif en vélo par exemple), les fluctuations autour de cette valeur sont plus délicates à percevoir (sans instrument de mesure). Ce sont pourtant précisément ces fluctuations qui sont responsables de la grande partie des échanges dynamiques et thermiques entre une surface et un écoulement. Ces fluctuations peuvent être interprétées comme les acteurs de la turbulence. Prenons par exemple, au-dessus d'une surface, une fluctuation de vitesse verticale (normale à la paroi) positive couplée à une fluctuation de température également positive. Du point de vue Eulerien (l'observateur suit l'évolution du fluide depuis un point fixe de l'espace), cela signifie que la vitesse verticale emporte une température plus élevée que localement en s'éloignant de la surface. Ainsi, la surface est refroidie puisqu'elle perd de la

chaleur. Ce phénomène est exactement celui ressenti lorsqu'une température basse est associée à un vent important (donc turbulent), accentuant alors fortement la sensation de froid. Il s'agit du flux turbulent de chaleur sensible (négatif dans l'exemple choisi). Il est possible d'imager de la même manière le flux turbulent de quantité de mouvement (vertical), alors généré par l'association d'une fluctuation de vitesse verticale et d'une fluctuation de vitesse horizontale mais l'exemple n'est pas aussi parlant que dans le cas du flux de chaleur sensible. En surface le flux de quantité de mouvement représente la friction turbulente (voir plus loin).

Au sein d'un fluide, les flux turbulents sont les principaux processus d'échanges dynamiques et thermiques. Nous reviendrons en détails sur les processus turbulents tout au long de ce manuscrit de thèse.

2.1.2 La Couche Limite Atmosphérique

Du point de vue de la mécanique des fluides générale, la couche limite est la zone de l'écoulement directement influencée par la paroi. Ces influences sont principalement caractérisées en terme de dynamique (modification des échanges de flux de quantité de mouvement) et en terme de thermique (modification des flux de chaleur), mais on parle également de couche limite pour d'autres grandeurs comme la concentration de scalaire. La couche limite atmosphérique (CLA) représente ainsi la couche de l'atmosphère influencée directement par le sol où les caractéristiques (rugosité, capacité calorifique massique, albédo, teneur en eau, pente...) régissent localement les échanges des différents flux entre le sol et l'atmosphère.

L'extension verticale de la CLA varie selon qu'elle soit considérée de jour ou de nuit. De jour, la convection naturelle (élévation par diminution de masse volumique des masses d'air alors chauffé par la surface) augmente l'épaisseur de la CLA. De nuit, l'épaisseur de la CLA est fortement diminuée (*e.g.* [Stull 1988](#)).

Une décomposition de la CLA largement utilisée dans la communauté est une structure en deux principales couches (*e.g.* [Sutton 1953](#)) :

- une couche de surface (de l'ordre de 10m la nuit à 100m le jour) où les contraintes de cisaillement sont quasiment constantes sur la verticale et où l'écoulement est majoritairement dirigé par la friction turbulente au sol ainsi que par le gradient vertical de température.
- une région sus-jacente (allant jusqu'à une altitude de l'ordre de 100m la nuit à 1000m le jour) où les contraintes de cisaillement sont variables et où l'écoulement est influencé par la friction au sol, le gradient de température et éventuellement la rotation terrestre.

Nous nous focalisons dans ce travail sur un processus en particulier : le processus d'écoulement catabatique (voir plus loin). Ce processus est en lien direct avec la surface, donc théoriquement situé au sein de la couche de surface. Le concept — ou la définition — de la couche de surface va cependant être "mal mené" dans le cadre du processus étudié. Nous nous concentrons sur les périodes nocturnes où la CLA montre une extension verticale faible.

Il est impossible de considérer séparément les phénomènes dynamiques des phénomènes thermiques. Cependant, afin d'illustrer ces deux aspects, nous proposons une description individuelle pour chacun d'entre eux.

Aspects dynamiques : La variabilité des échelles spatiales sur la verticale se traduit par une variabilité importante du bilan des efforts en jeu suivant la distance à la surface. Une couche limite dynamique sur une surface lisse se décompose théoriquement en quatre sous-couches : (i) immédiatement au-dessus de la surface, ce sont les interactions moléculaires, définissant la viscosité, qui sont prépondérantes. Cette sous-couche est caractérisée par une évolution linéaire de la vitesse selon la distance à la paroi (l'écoulement est laminaire); (ii)

au-dessus, l'écoulement transite vers un écoulement turbulent au sein de la zone tampon : (iii) au sommet de la zone tampon, l'écoulement est pleinement turbulent et il est principalement gouverné par la force de friction provenant des couches sous-jacentes. La contrainte de cisaillement est constante sur la verticale et la vitesse est représentée par un profil logarithmique ; (iv) au-dessus, se situe la couche externe où l'effet de la surface n'est plus prépondérant. Dans le cas de la couche limite atmosphérique, la surface montre une rugosité variable mais omniprésente. L'épaisseur de la sous-couche visqueuse et de la zone tampon devient négligeable devant l'épaisseur des éléments de rugosité de la surface (rochers, arbres, constructions...) Finalement, l'effet de la surface est pris en compte principalement au travers du concept de friction turbulente qui freine l'écoulement en direction de la surface.

Aspects thermiques : Le réchauffement des masses d'air est majoritairement dû à la restitution de la chaleur du sol vers l'atmosphère par conduction, le sol étant chauffé par rayonnement solaire. L'atmosphère est ensuite mise en mouvement et échauffée par convection. Le réchauffement du sol et sa variabilité spatiale constituent une des principales sources de la dynamique atmosphérique. On définit le bilan des flux échangés au sol par rayonnement (*e.g.* Oke 1987) :

$$R_n = \underbrace{R_{sw}^\downarrow - R_{sw}^\uparrow}_{R_{sw}} + \underbrace{R_{lw}^\downarrow - R_{lw}^\uparrow}_{R_{lw}} \quad (2.2)$$

avec R_n le flux radiatif net, R_{sw}^\downarrow et R_{lw}^\downarrow les flux radiatifs reçus par le sol respectivement solaires (short waves) et infrarouges (long waves) et R_{sw}^\uparrow et R_{lw}^\uparrow les flux émis par le sol. La figure 2.2 (partie gauche) schématise ce bilan. Pour une situation idéalisée sans nuage, une fois le soleil couché, R_{sw}^\downarrow et R_{sw}^\uparrow disparaissent (plus de rayonnement solaire), R_{lw}^\downarrow est également négligeable (pas de réflexion par les nuages). R_{lw}^\uparrow étant le seul terme non nul, le flux radiatif net devient négatif.

On définit ensuite le bilan énergétique à l'interface sol - atmosphère :

$$R_n - H - LE - G = 0 \quad (2.3)$$

avec H le flux turbulent de chaleur sensible (chaleur échangée par turbulence et diffusion), LE le flux de chaleur latente (correspondant à l'énergie libérée par changement de phase de l'eau) et G le flux de chaleur accumulée dans le sol par conduction. Les flux sont exprimés en $W.m^2$. La figure 2.2 schématise ces échanges.

Dans le cas présent de l'étude du processus d'écoulement catabatique, l'atmosphère est généralement sec dans les conditions rencontrées (voir plus loin) et le sol est dépourvue de manteau neigeux ou de glace. Ici, les échanges de chaleur par énergie latente (évaporation et sublimation) sont donc négligés. Le terme LE disparaît donc du bilan 2.3. Au coucher du soleil, où le flux radiatif net devient négatif, le flux de chaleur sensible et le flux par conduction dans le sol équilibrent le système. Si la turbulence est faible, c'est principalement la conduction G qui équilibre le déficit de flux radiatif et la surface se refroidit. Si la turbulence est suffisamment intense au voisinage de la surface, c'est principalement le flux de chaleur sensible H qui équilibre le déficit de flux radiatif. C'est le cas de l'écoulement catabatique où la turbulence est justement générée localement par $H < 0$ en présence de pente (détaillé au paragraphe suivant).

2.1.3 Particularités en zone de montagne

En sciences atmosphérique, il est de coutume de parler de reliefs complexes pour définir les régions de montagne. Si, d'un côté les systèmes de vallées compléxifient effectivement les

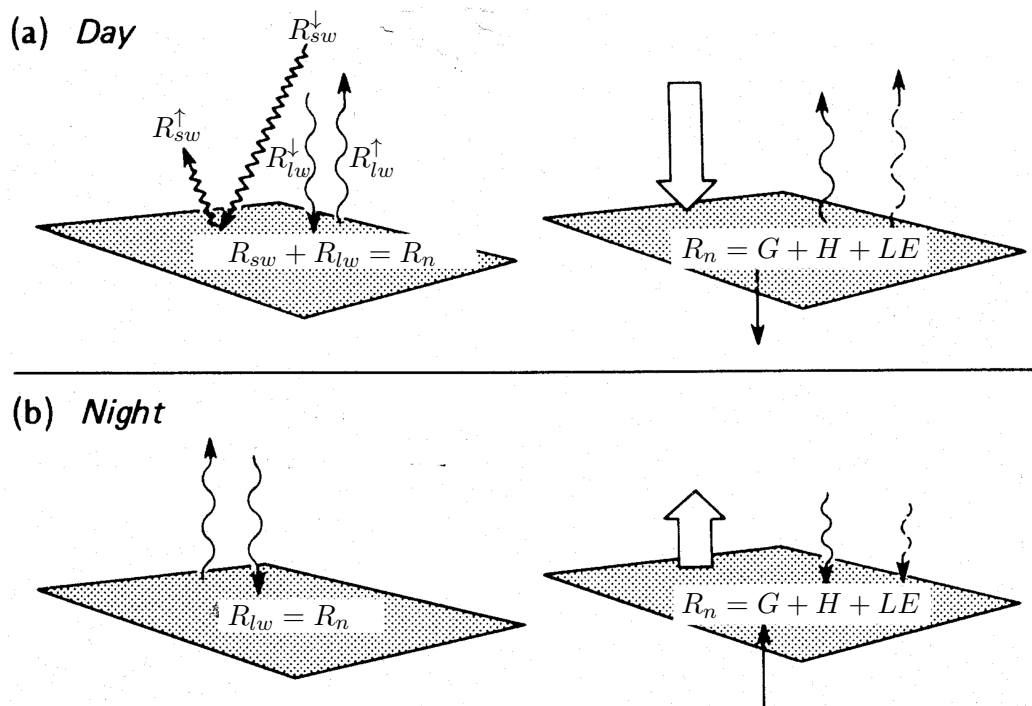


FIGURE 2.2: Schéma du bilan de flux radiatif (gauche) et du bilan énergétique (droite) de jour (haut) et de nuit (bas). Adapté de Oke 1987.

comportements atmosphériques, ils ne les rendent que davantage prévisibles et observables de part les contraintes fortes et invariantes dans le temps qu'ils imposent. Une région de montagne constitue en quelque sorte une soufflerie naturelle pouvant présenter un nombre infini de configurations. Un observateur curieux et érudit sera effectivement capable de prédire qualitativement les comportements atmosphériques locaux par une simple analyse de l'environnement. Whiteman 2000 regroupe dans un livre justement intitulé *Mountain Meteorology* l'ensemble des situations observables en région de montagne, de la description des circulations cycliques plaines-montagnes aux phénomènes d'accélération locale forcée par le relief, en passant par les mécanismes responsables de la formation des *Cold Air Pool*. Le concept de *Cold Air Pool* définit une masse stagnante d'air froid piégée dans les points bas de topographie et pouvant accumuler des polluants, ce qui engendre des problématiques de qualité de l'air.

Beaucoup de phénomènes physiques, et en particulier cycliques, régissent les comportements atmosphériques ; les plus faciles à observer étant le cycle diurne-nocturne et le cycle des saisons. Ces deux cycles à deux échelles temporelles différentes dérivent d'une variation de l'énergie solaire reçue par la Terre.

En région de relief, le cycle diurne-nocturne est caractérisé par l'alternance de régime de vent remontant les pentes, les vallées ainsi qu'en direction des reliefs (la journée) et de régime de vent descendant les pentes, les vallées ainsi qu'en direction des plaines (la nuit).

A l'échelle locale d'une pente, le processus à la source de ces mouvements est dû au refroidissement (ou au réchauffement) de la masse d'air en contact avec le sol. Cet échange de chaleur est lui même dirigé par le bilan énergétique de surface décrit plus haut. Une masse d'air refroidie au contact du sol voit sa masse volumique augmenter par rapport à l'air ambiant. La différence locale de densité génère donc une poussée d'Archimède vers le bas et en présence de pente, un écoulement gravitaire est généré (voir figure 2.3 (a)). Dans la situation opposée d'une masse d'air réchauffée au contact de la surface, la poussée d'Archimède est dirigée vers

le haut (figure 2.3 (b)) et une brise montante est générée.

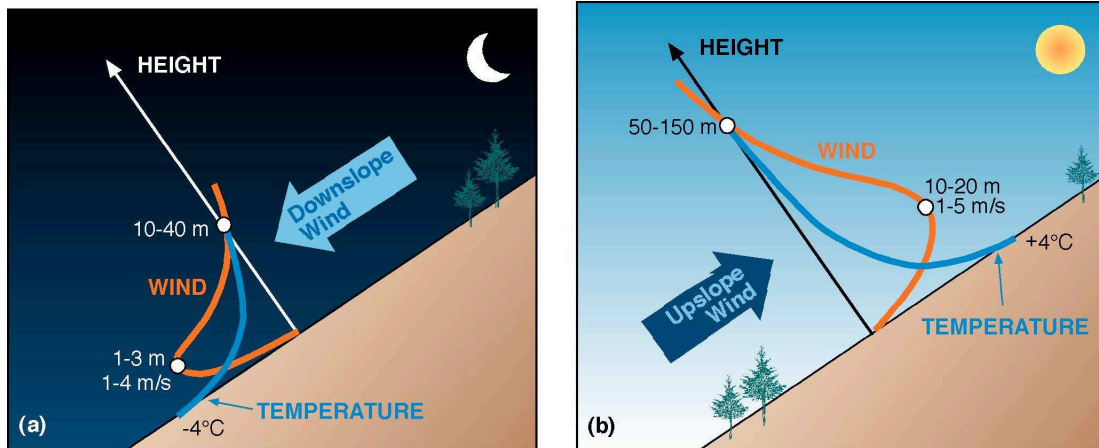


FIGURE 2.3: Théorie des vents de pentes (Extrait de Whiteman 2000).

A l'échelle supérieure — par exemple de la vallée recueillant ces pentes — des structures relativement organisées apparaissent (*e.g.* Defant 1949). Une vision schématique de l'organisation des masses d'air au sein d'une vallée pendant un cycle journalier est proposée en figure 2.4. En début de journée, le réchauffement du sol induit l'échauffement local des masses d'air créant des vents remontant les pentes (courants anabatiques, figure 2.4.b). Ces courants s'intensifient durant la matinée ; un courant de plus grande échelle s'installe dans la vallée (en la remontant, figure 2.4.c). En fin d'après midi et en soirée, ce courant de plus grande échelle, possédant une plus grande inertie, reste présent alors que les brises de pentes ont disparu (figures 2.4.d). Ces brises de pentes s'inversent pour créer des vents descendants (écoulements catabatiques, figures 2.4.e). En début de nuit, le vent de vallée s'annule (figure 2.4.f) puis s'inverse à son tour (figure 2.4.g). Durant la nuit jusqu'au matin, le courant de vallée de plus grande inertie persiste alors que les vents de pente s'annulent puis s'inversent (figure 2.4.h et a). Et le cycle reprend. En réalité, la dynamique à l'échelle d'une vallée est plus complexe du fait de la variation d'incidence du rayonnement solaire suivant l'exposition des pentes. Par exemple, le rayonnement solaire induit un réchauffement du sol plus intense sur les pentes exposées à l'est le matin puis plus fort à l'ouest l'après midi. De plus, des cellules convectives perpendiculaires à la vallée peuvent apparaître.

2.2 Caractéristiques physiques de la CLA stable

2.2.1 Concepts généraux

L'ensemble des concepts physiques dirigeant la CLA est décrit par exemple dans Stull 1988. Nous détaillons dans cette partie uniquement les concepts indispensables à l'interprétation de ce travail de thèse.

Température potentielle (θ) : elle s'exprime en K (Kelvin) et représente la température de l'air (considéré comme un gaz parfait) amenée adiabatiquement à la pression $P_0 = 1000hPa$. Ainsi, sur la verticale et contrairement à la température T , θ est dépourvue de variation due aux variations de pression. On peut ainsi comparer deux températures bien qu'elles définissent des masses d'air situées à des altitudes différentes. La température potentielle est définie comme :

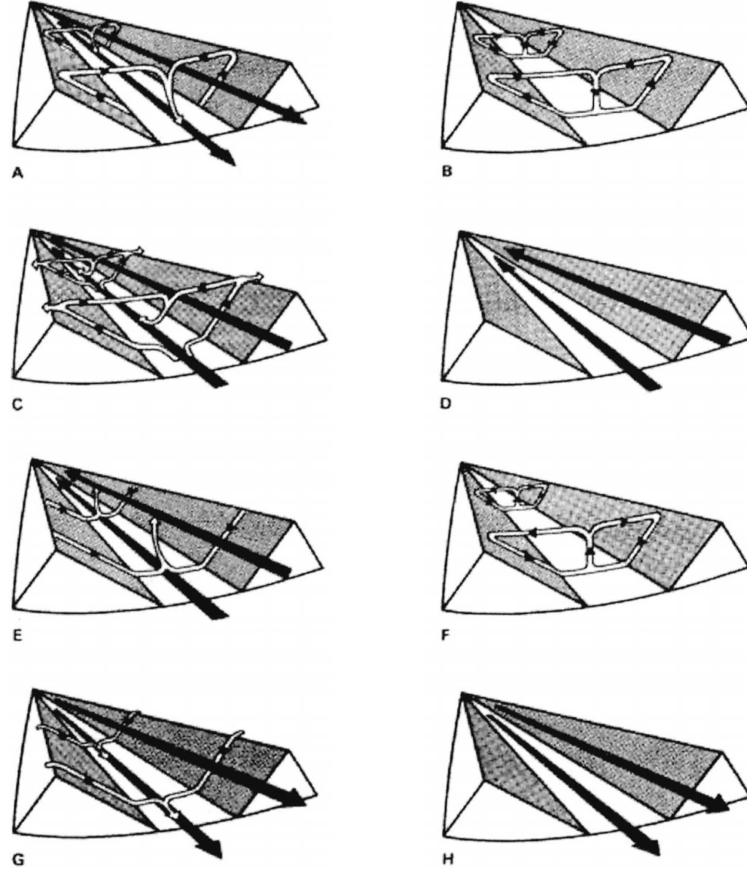


FIGURE 2.4: Représentation schématique des écoulements de vallée durant un cycle diurne (Defant 1949, Defant 1951).

$$\theta = T \left(\frac{P_0}{P} \right)^{R_a/C_p} \quad (2.4)$$

où T est la température à l'altitude de mesure, donc au niveau de pression P (en météo, les altitudes sont données en niveaux de pression), P_0 est la pression de référence ($P = 1000hPa$), R_a est la constante des gaz parfaits pour l'air et C_p est la capacité thermique massique de l'air à pression constante.

Stabilité statique / stratification (γ) : Une masse d'air étudiée en météorologie est caractérisée, entre autres, par son caractère stable ou instable. Une condition de stabilité atmosphérique peut s'écrire en fonction du gradient vertical de température potentielle γ :

$$\begin{aligned} \gamma = \frac{\partial \theta}{\partial z} > 0 & \quad : \text{atmosphère stable} \\ \gamma = \frac{\partial \theta}{\partial z} < 0 & \quad : \text{atmosphère instable} \\ \gamma = \frac{\partial \theta}{\partial z} = 0 & \quad : \text{atmosphère neutre} \end{aligned} \quad (2.5)$$

où z représente la direction normale à la surface. Un gradient $\gamma = 0$ représente l'évolution standard de la température en fonction de l'altitude. Dans ce cas, une masse d'air déplacée verticalement sera dans sa position d'équilibre à toute altitude (cette situation n'est rencontrée que ponctuellement dans la nature, Kaimal and Finnigan 1994). Un gradient $\gamma < 0$ signifie

qu'une masse d'air déplacée verticalement tendra à revenir à sa position initiale, ce qui définit un système stable. Un gradient $\gamma > 0$ signifie que les masses d'air plus chaud, donc de masse volumique faible, sont situées plus bas que les masses d'air plus froid (de masse volumique supérieure). Ce système est donc par définition instable.

Fréquence de Brunt-Väisälä (N) : Elle est définie dans l'air pour un cas stable comme :

$$N = \sqrt{\frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \theta}{\partial z}} \quad (2.6)$$

avec g l'accélération de la gravité et θ_0 une température potentielle de référence prise au niveau du sol. N peut également être interprétée comme indicateur pour définir le degré de stabilité d'une masse de fluide dans un environnement. Cette fréquence correspond à la fréquence d'oscillation d'une masse de fluide écartée de sa position d'équilibre et rappelée soit par la gravité, soit par la poussée d'Archimède, suivant le signe du gradient local de densité entre cette masse de fluide et le fluide environnant. Cette fréquence n'apparaît qu'en atmosphère stable. En effet, en atmosphère instable, la convection s'installe et une masse d'air déplacée par diminution de densité poursuit son chemin jusqu'à rencontrer une nouvelle couche stable. De même, en atmosphère neutre, une masse d'air déplacée se maintient à sa nouvelle position sans oscillation.

Flux turbulents : Les flux de chaleur et de quantité de mouvement résultent quasi-entièrement des contributions turbulentes (Kaimal and Finnigan 1994). Les flux turbulents peuvent donc être décrits par la méthode d'*eddy correlation*, croisant les fluctuations de différentes variables afin d'étudier leur corrélation. La décomposition de Reynolds (voir équation 2.1) permet d'isoler les parties fluctuantes des différentes variables. Les flux turbulents sont donc définis comme :

— Flux turbulent de chaleur :

$$H = \rho C_p \overline{w'\theta'} \quad (2.7)$$

avec ρ la masse volumique.

— Flux turbulent de quantité de mouvement :

$$\tau = -\rho \overline{u'w'} \quad (2.8)$$

Par abus de langage, nous appellerons par la suite le flux de quantité de mouvement (QdM) la quantité $\overline{u'w'}$ et le flux de chaleur sensible la quantité $\overline{w'\theta'}$.

Vitesse de frottement (friction) et transfert de chaleur : Au sol, la contrainte de cisaillement que l'écoulement applique sur le sol est définie comme le flux de QdM en paroi et correspond au carré de la vitesse de friction :

$$\frac{\tau_0}{\rho} = u_*^2 \quad (2.9)$$

Par analogie, le transfert de chaleur en surface s'écrit :

$$\frac{H_0}{\rho C_p} = u_* \theta_* \quad (2.10)$$

u_* et θ_* sont alors les échelles de vitesse et température caractéristiques du frottement en surface.

Concept de diffusivité turbulente (*K-theory*) : Ce concept est inspiré du coefficient d'échange moléculaire faisant le lien entre le gradient d'une quantité moyenne et son flux. Au sein d'un fluide, les diffusivités turbulentes de QdM et de chaleur (respectivement K_m et K_h) permettent donc de définir :

$$\left(\frac{\tau}{\rho} = \right) \overline{u'w'} = -K_m(z) \frac{d\bar{u}}{dz} \quad (2.11)$$

$$\left(\frac{H}{\rho C_p} = \right) \overline{w'\theta'} = -K_h(z) \frac{d\bar{\theta}}{dz} \quad (2.12)$$

Ce concept est largement utilisé dans la communauté et représente la fermeture (ou simplification) au premier ordre de la turbulence (voir plus loin). La définition des diffusivités turbulentes est d'une importance capitale puisqu'elle représente l'interprétation même de la turbulence par un modèle ou une paramétrisation.

Nombre de Prandtl (Pr) : C'est un nombre sans dimension comparant les coefficients d'échanges dynamiques (viscosité moléculaire) et thermique (conductivité). En turbulence et en utilisant le concept de diffusivité turbulente, on définit le nombre de Prandtl turbulent Pr_t , représentant le ratio des diffusivités turbulentes de QdM et de chaleur. On s'intéresse principalement au nombre de Prandtl turbulent et la simple notation Pr est donc utilisée pour le représenter :

$$Pr(z) = \frac{K_m(z)}{K_h(z)} \quad (2.13)$$

Nombre de Richardson (Ri) : Il s'agit d'un nombre sans dimension représentant la compétition entre les effets dynamiques et les effets thermiques au sein de l'écoulement. Ri est défini comme le rapport du terme de production thermique d'énergie (par flottabilité) et le terme de production dynamique d'énergie (par cisaillement) au sein de l'équation d'énergie cinétique turbulente (voir plus loin) :

$$Ri = \frac{g/\bar{\theta} (\overline{w'\theta'})}{(\overline{u'w' \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}})} \quad (2.14)$$

Ri peut donc être interprété comme un indicateur de la stabilité dynamique de l'écoulement. Le concept de diffusivité turbulente permet la définition du nombre de Richardson de gradient :

$$Ri_g = \frac{1}{Pr} \frac{g/\bar{\theta} (\partial \bar{\theta} / \partial z)}{(\partial \bar{u} / \partial z)^2} \quad (2.15)$$

Énergie cinétique turbulente (TKE) : La TKE représente l'énergie cinétique de la turbulence par unité de masse. C'est un moment statistique d'ordre 2 définie à partir des fluctuations de vitesse. La TKE instantanée s'écrit :

$$e' = \frac{1}{2} (u'^2 + v'^2 + w'^2) \quad (2.16)$$

La TKE instantanée montre également des variations au sein d'un écoulement contenant différentes échelles de fluctuations. La TKE moyenne est alors définie comme :

$$e = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad (2.17)$$

et est davantage représentative de l'écoulement globale (Stull 1988). La TKE est une variable déterminante puisque directement représentative de la turbulence. Nous verrons que c'est une grandeur capitale dans le domaine de la modélisation numérique.

2.2.2 Équations de base

Les mouvements d'un fluide visqueux newtonien incompressible sont décrits par les équations de Navier-Stokes (*e.g.* [Stull 1988](#)) :

Bilan de masse :

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.18)$$

En considérant l'approximation anélastique (décomposition des variables thermodynamiques, voir chapitre 3) et l'approximation de Boussinesq (variations de masse volumique négligeables si non multipliées par la gravité, voir chapitre 3) il est possible de simplifier le bilan de masse en :

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.19)$$

qui sera l'expression utilisée dans les développements et démonstrations à venir. En revanche, il ne s'agit pas de l'expression utilisée par exemple pour les modélisations numériques (voir chapitre 3).

Bilan de quantité de mouvement : Il correspond à l'application de la seconde loi de Newton appliquée au fluide :

$$\underbrace{\frac{\partial u_i}{\partial t}}_{\text{Inertie}} + \underbrace{u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j}}_{\text{Advection}} = - \underbrace{\delta_{i3}g}_{\text{Gravité}} + \underbrace{f_c \epsilon_{ij3} u_j}_{\text{Coriolis}} - \underbrace{\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i}}_{\text{Gradient de pression}} + \underbrace{\nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2}}_{\text{Contraintes visqueuses}} \quad (2.20)$$

Ce bilan décrit l'équilibre des différents termes contribuant à l'évolution de la quantité de mouvement. Il est défini pour le champ global de vitesse pour $i = 1 - 3$, représentant du point de vue eulerien les trois composantes de vitesse (u , v et w) dans les trois directions de l'espace cartésien (x, y, z). Après intégration de la décomposition de Reynolds (voir équation 2.1) dans 2.20 et simplification inhérente à l'hypothèse de base de la décomposition de Reynolds (moyenne des fluctuations nulle), on obtient la forme générale de l'équation de quantité de mouvement intégrant les fluctuations turbulentes :

$$\underbrace{\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t}}_{\text{Inertie}} + \underbrace{\bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}}_{\text{Advection}} = - \underbrace{\delta_{i3}g}_{\text{Gravité}} + \underbrace{f_c \epsilon_{ij3} \bar{u}_j}_{\text{Coriolis}} - \underbrace{\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i}}_{\text{Gradient de pression}} + \underbrace{\nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2}}_{\text{Influence des contraintes visqueuses sur l'écoulement moyen}} - \underbrace{\frac{\partial (\overline{u'_i u'_j})}{\partial x_j}}_{\text{Influence des contraintes de Reynolds sur l'écoulement moyen}} \quad (2.21)$$

Généralement, pour les fluides géophysiques, la viscosité moléculaire est négligée par rapport aux termes de diffusion turbulente. Dans l'étude présente, qui s'intéresse aux petites échelles du mouvement, le terme de Coriolis est également négligé.

Bilan de chaleur : La conservation de la chaleur est décrite par la première loi de la thermodynamique qui représente la conservation de l'enthalpie. [Stull 1988](#) décrit la conservation de l'enthalpie sous la forme :

$$\underbrace{\frac{\partial \theta}{\partial t}}_{\text{Inertie}} + \underbrace{u_j \frac{\partial \theta}{\partial x_j}}_{\text{Advection}} = \underbrace{\nu_\theta \frac{\partial^2 \theta}{\partial x_j^2}}_{\text{Influence des contraintes visqueuses sur la température moyenne}} - \underbrace{\frac{1}{\rho C_p} \left(\frac{\partial Q_j^*}{\partial x_j} \right)}_{\text{Divergence du flux radiatif}} - \underbrace{\frac{L_p E}{\rho C_p}}_{\text{Chaleur échangée lors des changements de phase}} \quad (2.22)$$

Avec la décomposition de Reynolds (voir équation 2.1), 2.22 devient :

$$\underbrace{\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t}}_{\text{Inertie}} + \underbrace{\bar{u}_j \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j}}_{\text{Advection}} = \underbrace{\nu_\theta \frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial x_j^2}}_{\text{Conduction moléculaire moyenne de chaleur}} - \underbrace{\frac{1}{\bar{\rho} C_p} \left(\frac{\partial \bar{Q}_j^*}{\partial x_j} \right)}_{\text{Divergence du flux radiatif}} - \underbrace{\frac{L_p E}{\bar{\rho} C_p}}_{\text{Chaleur échangée lors des changements de phase}} - \underbrace{\frac{\partial (\bar{u}'_j \theta')}{\partial x_j}}_{\text{Divergence des flux de chaleur turbulents}} \quad (2.23)$$

De la même manière que pour l'équation de bilan de QdM, la conduction moléculaire est négligée par la suite car d'importance minimale par rapport au terme turbulent. Les changements de phase sont également négligés dans cette étude.

Équation d'état : La dynamique (représentée par l'équation de bilan de quantité de mouvement 2.21) et la thermique (représentée par l'équation de bilan de chaleur 2.23) sont reliées par une équation d'état au travers de la masse volumique. La loi d'état des gaz parfait est utilisé :

$$p = \rho R_a T \quad (2.24)$$

avec R_a la constante des gaz parfait définie pour un air sec (voir plus loin) et T la température.

Bilan de TKE : Le bilan de TKE permet de comprendre comment est orchestrée la turbulence localement. Afin d'interpréter la physique de l'écoulement étudié, notamment à des fins de modélisations, il est indispensable d'établir le bilan d'énergie cinétique turbulente TKE pour quantifier quels processus sont responsables de la génération et de l'amortissement de la turbulence. Par exemple, Stull 1988 propose une définition du bilan de TKE pour la turbulence atmosphérique à grand nombre de Reynolds :

$$\underbrace{\frac{\partial e}{\partial t}}_{\text{Inertie}} + \underbrace{u_j \frac{\partial e}{\partial x_j}}_{\text{Advection}} = - \underbrace{\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}}_{\text{Prod. dynamique}} + \underbrace{\frac{g}{\Theta} \overline{\theta' w'}}_{\text{Prod. par flottabilité}} - \underbrace{\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p' u'_i}}{\partial x_i}}_{\text{Redistribution}} - \underbrace{\frac{\partial \overline{u'_j e'}}{\partial x_j}}_{\text{Transport turbulent}} - \underbrace{\epsilon}_{\text{Dissip.}} \quad (2.25)$$

Par définition, le terme de production dynamique est toujours positif et correspond à la génération de turbulence par cisaillement. En revanche, suivant le signe du flux de chaleur sensible $\overline{\theta' w'}$, le terme de production par flottabilité peut être une source ou un puits de TKE . Le terme de transport turbulent correspond à l'apport ou à l'export de TKE par les fluctuations de vitesse. Le terme de redistribution en lien avec les fluctuations de pression est très rarement mesurable et est souvent traité comme un terme résiduel (et faible). Enfin, la dissipation correspond au transfert d'énergie cinétique (luttant contre les forces visqueuses) en énergie interne du fluide. Ce terme produit donc de la chaleur.

2.2.3 Théorie des similitudes et couche de surface

Introduisons dans un premier temps la loi logarithmique, issue des théories aérodynamiques. La loi logarithmique est une loi de similitude qui décrit de manière universelle le profil vertical de vent au-dessus d'une surface au sein d'une stratification neutre. Cette surface est considérée infinie, rugueuse et homogène sur l'horizontale et les caractéristiques de l'écoulement dépendent de z uniquement. En considérant un coefficient de diffusion turbulente de type Prandtl :

$$K_m = \kappa z u_* \quad (2.26)$$

avec κ la constante de Von Karman (on prendra $\kappa = 0.41$) et en remplaçant le cisaillement τ par τ_0 (2.9) dans l'équation 2.11, on obtient :

$$\frac{d\bar{u}}{dz} = \frac{u_*}{\kappa z}. \quad (2.27)$$

De la même manière, on peut obtenir une relation de similitude pour la température :

$$\frac{d\bar{\theta}}{dz} = \frac{\theta_*}{\kappa z} \quad (2.28)$$

Au sein de la couche de surface, la faible variation verticale des flux turbulents, et par conséquence du cisaillement τ , permet d'exprimer ces flux par rapport à leur valeur en surface (d'où $\tau \approx \tau_0$). L'intégration sur z de 2.27 donne le profil logarithmique de vitesse :

$$\bar{u}(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \left(\frac{z}{z_0} \right) \quad (2.29)$$

où z_0 est une constante d'intégration appelée longueur de rugosité et correspond à la hauteur où la vitesse extrapolée vers la surface s'annule. Au sein de la couche de surface, cette relation permet de relier la vitesse et la température moyennes aux flux turbulents. En présence de stratification, le profil de vitesse s'écarte de la loi logarithmique.

Budyko 1948 et Laikhtman 1944 ont contribué aux premières avancées en terme d'adaptation des lois classiques aérodynamiques logarithmiques à la couche limite atmosphérique. Ils ont essayé de répondre à la question de l'adaptation des lois classiques logarithmiques à une couche limite dont les perturbations de température engendrent potentiellement des variations de stratification, en décalant le profil de température environnant d'un profil neutre vers un profil stable.

Monin and Obukhov 1954 généralisent la théorie des similitudes pour l'adapter à des milieux présentant une température hétérogène. On notera cette théorie la TSMO (pour Théorie des Similitudes de Monin-Obukhov). En se basant sur le théorème de Vaschy-Buckingham et en considérant les trois caractéristiques de la turbulence au sein de la couche de surface (paramètre de flottabilité $g/\bar{\theta}$, u_* et $u_*\theta_*$) et suivant l'unique direction d'hétérogénéité z , le seul paramètre sans dimension est z/L avec L la longueur de Monin-Obukhov alors définie comme :

$$L = - \frac{u_*^3}{\kappa(g/\bar{\theta})\overline{w'\theta'}} \quad (2.30)$$

Le sens physique de L correspond à la hauteur de la sous-couche dynamique turbulente puisque pour $z \ll L$ (quelle que soit la stratification), le gradient de vitesse est comparable au gradient de vitesse en condition neutre et donc la turbulence dans cette zone est principalement causée par des facteurs dynamiques.

Le signe de L est ainsi guidé par le signe du flux de chaleur sensible $\overline{w'\theta'}$ et z/L est un indicateur de stabilité dynamique, au même titre que le nombre de Richardson Ri . On a alors :

$$\begin{aligned} z/L = 0 \quad (\overline{w'\theta'} = 0) & \quad : \text{couche neutre} \\ z/L < 0 \quad (\overline{w'\theta'} > 0) & \quad : \text{couche instable} \\ z/L > 0 \quad (\overline{w'\theta'} < 0) & \quad : \text{couche stable} \end{aligned} \quad (2.31)$$

De 2.27 et 2.28, on définit deux amplitudes sans dimension : $\left(\frac{\kappa z}{u_*} \frac{d\bar{u}}{dz} \right)$ et $\left(\frac{z}{\theta_*} \frac{d\bar{\theta}}{dz} \right)$. Ces caractéristiques du champ moyen de vitesse et de température peuvent alors être définies en

fonction du paramètre sans dimension z/L . Les profils 2.27 et 2.28 initialement développés pour des conditions neutres sont maintenant dépendants de z/L , de même que les variances de vitesse et de température :

$$\phi_m \left(\frac{z}{L} \right) = \frac{\kappa z}{u_*} \frac{d\bar{u}}{dz} \quad (2.32)$$

$$\phi_h \left(\frac{z}{L} \right) = \frac{\kappa z}{\theta_*} \frac{d\bar{\theta}}{dz} \quad (2.33)$$

$$\phi_w \left(\frac{z}{L} \right) = \frac{\sigma_w}{u_*} \quad (2.34)$$

$$\phi_\theta \left(\frac{z}{L} \right) = \frac{\sigma_\theta}{\theta_*} \quad (2.35)$$

Les fonctions ϕ sont déterminées empiriquement via les observations des flux et des gradients. Les études menées semblent faire converger les observations vers des fonctions ϕ universelles (*e.g.* [Businger et al. 1971](#)). De nombreuses études s'intéressent à définir précisément ces fonctions puisqu'elle représentent un enjeu majeur en terme de modélisation ou d'analyse : en connaissant ϕ , la simple mesure de vitesse au-dessus de la surface permet d'accéder aux flux turbulents.

Proche de la neutralité (pour $-1 < z/L < 1$), ces fonctions sont paramétrées par la forme "log-linéaire", issue du premier terme de la décomposition en série de puissance des ϕ_m et ϕ_h ([Businger et al. 1971](#), [Yaglom 1991](#)). Pour les couches faiblement stables ($0 < z/L < 1$), ces fonctions sont de la forme :

$$\phi_h = 1 + \frac{\beta z}{L} \quad (2.36)$$

$$\phi_m = 1 + \frac{\alpha z}{L} \quad (2.37)$$

où $\alpha \approx \beta \approx 5$.

Finalement, en intégrant les fonctions 2.32 et 2.33 entre les hauteurs de rugosité z_0 (ou z_{0h}) et une altitude z et avec la définition des fonctions ϕ , on obtient les relations :

$$\bar{u}(z) = \frac{u_*}{\kappa} \left[\ln \left(\frac{z}{z_0} \right) - \psi_m \left(\frac{z}{L} \right) \right] \quad (2.38)$$

$$\bar{\theta}(z) - \theta_0 = \frac{\theta_*}{\kappa} \left[\ln \left(\frac{z}{z_{0t}} \right) - \psi_h \left(\frac{z}{L} \right) \right] \quad (2.39)$$

avec les fonctions ψ_m et ψ_h déduites de l'intégrations des fonctions ϕ .

Enfin, en inversant 2.38 et 2.39, il est possible de décrire les flux turbulents en surface comme :

$$\overline{u'w'}_0 = C_D \bar{u}^2 \quad (2.40)$$

$$\overline{w'\theta'}_0 = C_H \bar{u}(z) [\theta_0 - \theta(z)] \quad (2.41)$$

où z correspond à l'altitude d'observation ou au premier niveau d'un modèle atmosphérique. C_D est le coefficient de traînée de surface et C_H le coefficient de transfert de chaleur. Ils sont définis comme :

$$C_H = \left[\frac{\kappa}{\ln(z/z_0) - \psi_m} \right] \left[\frac{\kappa}{\ln(z/z_{0T}) - \psi_h} \right] \quad (2.42)$$

$$C_D = \left[\frac{\kappa}{\ln(z/z_0) - \psi_m} \right]^2 \quad (2.43)$$

2.2.4 Spécificité de la CLA très stable

Il faut distinguer deux types de CLA stable : la CLA faiblement stable et la CLA très stable. Il est possible de les définir en fonction de z/L :

$$\begin{aligned} \frac{z}{L} \lesssim 1 & \text{ définit la CLA stable} \\ \frac{z}{L} \gtrsim 1 & \text{ définit la CLA très stable} \end{aligned} \quad (2.44)$$

Les cas faiblement stables sont plutôt bien compris et peuvent être décrits dans les modèles existants. En revanche, les cas très stables échappent à la représentation par les modèles actuels. Cette lacune est liée au fait que les théories de formulations de la turbulence deviennent inadaptées et au fait que la CLA très stable intègre des mouvements spécifiques. Ces mouvements "parasites" (instationnaires et souvent d'origine externe) ne sont pas représentés dans les modèles et leur importance relative par rapport à la turbulence locale modélisée augmente lorsque la forte stabilité minimise l'énergie de la turbulence locale. Ces mouvements peuvent être de différentes origines, comme les vents catabatiques en zone de montagne, les hétérogénéités de surface, les ondes de gravité, les écoulements gravitaires confinés près du sol et canalisés par les effets de topographie très locaux (écoulements sinueux).

Dans une étude expliquant les incapacités des modèles à représenter la physique de la CLA stable, [Mahrt et al. 1998](#) suggèrent trois possibilités pour les cas très stables :

- soit la couche logarithmique reste valable pour les cas très stables ;
- soit la théorie des similitudes de Monin-Obukhov est valide mais la forme log-linéaire des fonctions de stabilité n'est plus valable ;
- soit la théorie des similitudes de Monin-Obukhov n'est pas valide à cause des effets non pris en compte dans le paramètre de stabilité z/L .

Premier cas : la loi logarithmique reste valable. Dans un cas très stable, $\frac{\beta z}{L}$ devient grand devant 1 et on peut donc annuler z des deux côtés dans la définition de ϕ_h (composée de [2.33](#) et [2.36](#)). Il reste alors :

$$\frac{\kappa}{\theta_*} \frac{d\bar{\theta}}{dz} = \frac{\beta}{L} \quad (2.45)$$

En remplaçant L et θ_* par leur expression, on obtient une relation entre le flux de chaleur et le gradient vertical de température potentielle qui ne dépend plus de z . C'est ce que [Nieuwstadt 1984](#) ou [Dias et al. 1995](#) décrivent comme la "z-less stratification". Ce cas spécifique apparaît lorsque la turbulence est suffisamment contrainte par la flottabilité (et donc non influencée directement par la surface). z n'est donc plus une grandeur représentative du problème et le "local scaling" peut s'appliquer. Dans le cas très stable, la stratification "z-less" peut s'étendre proche de la surface.

Second cas : la forme log-linéaire des fonctions de stabilité n'est pas valide. Quelques études montrent cet aspect pour les cas très stables : [Taylor 1971](#) trouve que la forme log-linéaire des fonctions de similitude n'est plus valable pour $z/L > 1/2$ ([Mahli 1995](#) pour $z/L > 1$). [Holtslag 1984](#) conclut que la prédiction des flux de surface dans la CLA stable pour des vents inférieurs à $1m/s$ est problématique. [Högström 1988](#) et [Högström 1996](#) présentent une vue d'ensemble des fonctions de stabilités. [Howell and Sun 1997](#) trouvent que les flux et les fonctions de stabilité pour la chaleur dépendent de la hauteur d'observation (même sous les 10 premiers mètres). Dans la plupart des études, il est conclu que la loi log-linéaire sous estime les flux de surface pour les cas très stables. Dans les modèles numériques, la sous estimation du transport de chaleur vers le bas engendre un refroidissement excessif de la surface. Ce refroidissement stabilise davantage la couche limite qui à son tour atténue

la turbulence et le transport de chaleur vers le bas. La turbulence peut alors totalement s'effondrer et le refroidissement de la paroi dégénère car la perte de chaleur radiative n'est plus compensée. Ce refroidissement peut éventuellement entraîner un équilibre radiatif entre la surface et l'atmosphère mais correspondant à des températures de surface non réalistes et trop basses.

Troisième cas : la théorie des similitudes n'est pas valable pour les cas très stables. Ceci peut être dû aux difficultés de mesurer les flux dans ces conditions ou au besoin de compenser des effets non inclus dans la TSMO. Ces effets peuvent se traduire par l'existence d'une source de flux de chaleur non incluse dans la TSMO ou encore par un cisaillement supplémentaire et externe engendré par un jet de paroi. Si ces sources ne sont pas prises en compte dans la TSMO, les flux prédits sont plus faibles. Par exemple, [Smedman et al. 1995](#) observent des flux mesurés plus faibles que ceux prédits (par la TSMO) sur la mer avec jet de surface. Plus généralement, pour un gradient vertical donné et en présence de jet, les flux sont plus faibles que ceux issus de la théorie. [Smedman et al. 1995](#) interprètent que les grosses structures turbulentes sont atténuées par le jet de paroi qui est donc responsable de la diminution du transport. Ceci suggère que les relations flux-gradient peuvent être influencées par des échelles de longueur supplémentaires comme la profondeur de la couche limite ou la hauteur du jet de paroi (*e.g.* [Grisogono et al. 2007](#)). L'amplitude des flux turbulents diminue avec l'altitude entre la surface et un niveau z pour z/L grand. La diminution importante du flux de chaleur (dans la plupart des études en cas moyennement stable à très stable) entre la surface et z pour des grandes valeurs de z/L indique que le flux est influencé par la profondeur de la couche limite qui est la profondeur où les flux disparaissent. Donc z/L seul n'est pas adéquat pour déterminer les flux au niveau z . Une hauteur d'observation (ou de modélisation) plus faible devrait alors améliorer l'applicabilité de TSMO.

En conclusion, pour $z/L > 1$, les propositions des fonctions-profil adimensionnées sont donc incertaines.

[Mahrt et al. 1998](#) signalent l'impossibilité d'appliquer les formulations de flux existantes dans les cas de jet de paroi, de pente ou encore simplement dans le cas d'hétérogénéité de surface. Ceci justifie entre autres l'approfondissement de la compréhension des écoulements catabatiques.

2.3 Modèle analytique d'écoulement catabatique

2.3.1 Modèle de Prandtl

En présence d'écoulement catabatique, il semble problématique d'appliquer les théories usuellement utilisées. La loi logarithmique, y compris revisitée par la TSMO, ne semble pas représenter ce type d'écoulement de surface. Il est donc intéressant de considérer un modèle analytique simple : le modèle de Prandtl.

Pour définir une solution analytique d'un écoulement catabatique, [Prandtl 1942](#) simplifie l'équation de bilan de quantité de mouvement (équation 2.21) en éliminant les termes d'ordre de grandeur négligeable par rapport aux autres en considérant les hypothèses suivantes :

- écoulement stationnaire.
- pas d'accélération de Coriolis du fait des dimensions et vitesses considérées.
- les contraintes visqueuses sont négligées, comme usuellement fait dans les études atmosphériques, .

Il reste donc :

$$\underbrace{\overline{u_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j}}_{\text{Advection}} = - \underbrace{\delta_{i3} g}_{\text{Gravité}} - \underbrace{\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i}}_{\text{Gradient de pression}} - \underbrace{\frac{\partial (\overline{u'_i u'_j})}{\partial x_j}}_{\text{Influence des contraintes de Reynolds sur l'écoulement moyen}} \quad (2.46)$$

De même que pour le développement de la TSMO, on considère une surface infinie en longueur et en largeur. L'écoulement moyen en y est supposé nul et y représente une direction d'homogénéité :

$$\bar{v} = 0 \text{ et } \frac{\partial}{\partial y} = 0 \quad (2.47)$$

Le bilan de quantité de mouvement 2.46 se décompose alors en seulement deux équations (pour u et pour w) :

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} - \left[\frac{\partial \overline{u'^2}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} \right] \quad (2.48)$$

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} + \bar{w} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = -g - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} - \left[\frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{w'^2}}{\partial z} \right] \quad (2.49)$$

En définissant le volume spécifique comme $\chi = 1/\rho$, il est possible de décomposer χ et la pression p en un champ de référence (dépendant de z uniquement) et une variation autour de cette valeur de référence : $\chi = \chi_r + \tilde{\chi}$ et $p = p_r + \tilde{p}$. Les équations 2.48 et 2.49 deviennent :

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = -(\chi_r + \tilde{\chi}) \frac{\partial (p_r + \tilde{p})}{\partial x} - \left[\frac{\partial \overline{u'^2}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} \right] \quad (2.50)$$

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} + \bar{w} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = -g - (\chi_r + \tilde{\chi}) \frac{\partial (p_r + \tilde{p})}{\partial z} - \left[\frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{w'^2}}{\partial z} \right] \quad (2.51)$$

L'approximation hydrostatique est faite pour le développement de ce modèle analytique. Elle se traduit par :

$$\frac{dp_r}{dz} = -\rho_r g \quad (2.52)$$

Dans 2.50, on néglige la variation \tilde{p} puisque non multipliée par la gravité (approximation de Bousinesq). De plus l'approximation hydrostatique indique l'absence de variation du champ de pression environnant sur l'horizontale. Le terme de pression disparaît donc de l'équation de u . Dans 2.51, la variation \tilde{p} disparaît également (approximation de Bousinesq). Le terme de pression devient donc :

$$\begin{aligned} (\chi_r + \tilde{\chi}) \frac{\partial (p_r + \tilde{p})}{\partial z} &= (\chi_r + \tilde{\chi}) \left[\frac{\partial p_r}{\partial z} + \frac{\partial \tilde{p}}{\partial z} \right] \\ &= (\chi_r + \tilde{\chi}) \left[-\rho_r g + \frac{\partial \tilde{p}}{\partial z} \right] \\ &= -g - \frac{\rho_r}{\tilde{\rho}} g \\ &= -g - \frac{\tilde{\theta}}{\theta_r} g \end{aligned} \quad (2.53)$$

Et le système devient :

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = - \left[\frac{\partial \overline{u'^2}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} \right] \quad (2.54)$$

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} + \bar{w} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = \frac{\tilde{\theta}}{\theta_r} g - \left[\frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{w'^2}}{\partial z} \right] \quad (2.55)$$

La surface faisant désormais un angle α avec l'horizontale, il faut positionner le système dans le repère de la pente. Ce changement de repère est tel que schématisé figure 2.5. Pour se positionner dans le repère de la pente (\vec{x}_n, \vec{z}_n) , le système matriciel suivant est utilisé :

$$\begin{pmatrix} \cos\alpha & \sin\alpha \\ -\sin\alpha & \cos\alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \\ \bar{u} \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} + \bar{w} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\alpha & \sin\alpha \\ -\sin\alpha & \cos\alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} - \left[\frac{\partial \overline{u'^2}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} \right] \\ \frac{\tilde{\theta}}{\theta_r} g - \left[\frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{w'^2}}{\partial z} \right] \end{pmatrix}$$

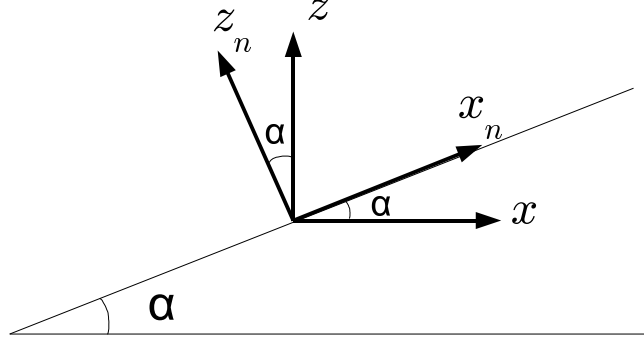


FIGURE 2.5: Changement de repère opéré.

Le système dans le nouveau repère s'écrit donc :

$$\bar{u}_n \frac{\partial \bar{u}_n}{\partial x_n} + \bar{w}_n \frac{\partial \bar{u}_n}{\partial z_n} = - \left[\frac{\partial \overline{u_n'^2}}{\partial x_n} + \frac{\partial \overline{u_n'w_n'}}{\partial z_n} \right] + \sin(\alpha) \left(\frac{\tilde{\theta}}{\theta_r} g \right) \quad (2.56)$$

$$\bar{u}_n \frac{\partial \bar{w}_n}{\partial x_n} + \bar{w}_n \frac{\partial \bar{w}_n}{\partial z_n} = - \left[\frac{\partial \overline{u_n'w_n'}}{\partial x_n} + \frac{\partial \overline{w_n'^2}}{\partial z_n} \right] + \cos(\alpha) \left(\frac{\tilde{\theta}}{\theta_r} g \right) \quad (2.57)$$

L'équation de bilan de chaleur 2.23 se simplifie en considérant les hypothèses précédemment évoquées. En se positionnant dans le repère normal à la paroi, l'équation s'écrit :

$$\underbrace{\bar{u}_j \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j}}_{\text{Advection}} = - \underbrace{\frac{\partial (\overline{u_j' \theta'})}{\partial x_j}}_{\substack{\text{Divergence} \\ \text{du flux de chaleur} \\ \text{turbulent}}} \quad (2.58)$$

qui se décompose en :

$$\bar{u}_n \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_n} + \bar{w}_n \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z_n} = - \frac{\partial (\overline{u_n' \theta'})}{\partial x_n} - \frac{\partial (\overline{w_n' \theta'})}{\partial z_n} \quad (2.59)$$

En considérant l'écoulement uniforme le long de la pente ($\partial/\partial x_n = 0$, sauf pour θ bien entendu), l'équation de bilan de masse (2.18) se résume à $\frac{\partial \bar{w}_n}{\partial z_n} = 0$ et, la vitesse au sol étant nulle, on a $\bar{w}_n = 0$ sur toute la hauteur. Les équations 2.56, 2.57 et 2.59 se réduisent donc à :

$$0 = \frac{\tilde{\theta}}{\theta_r} g \sin\alpha - \frac{d\overline{u_n'w_n'}}{dz_n} \quad (2.60)$$

$$0 = \frac{\tilde{\theta}}{\theta_r} g \cos\alpha - \frac{d\overline{w_n'^2}}{dz_n} \quad (2.61)$$

$$\overline{u_n} \frac{\partial \theta}{\partial x_n} = - \frac{d\overline{w'_n \theta'_n}}{dz_n} \quad (2.62)$$

L'équation 2.61 n'est plus citée dans le développement du modèle de Prandtl (ci-dessous) puisque ne définissant pas de champ moyen dans ce modèle théorique. La température potentielle est décomposée comme :

$$\theta(z_n) = \underbrace{\theta_0 + \gamma z}_{\theta_r} - \tilde{\theta}(z_n) \quad (2.63)$$

avec θ_0 la température de référence au niveau du sol. La température de référence est donc celle amenée au sol par la stratification ambiante en température potentielle (c'est la température qu'aurait la masse d'air au sol sans effet thermique dû au sol). $\tilde{\theta}(z_n)$ est ici appelé déficit de température car l'écart est défini positif pour un refroidissement : $\tilde{\theta}(z_n) = \gamma z - [\theta(z_n) - \theta_0]$.

En appliquant le changement de repère inverse ($\vec{z} = x'_n \sin \alpha + z'_n \cos \alpha$), on développe la température potentielle en : $\theta = \theta_0 + \gamma \sin \alpha x_n + \gamma \cos \alpha z_n - \tilde{\theta}(z_n)$. En utilisant le concept de diffusivité turbulente 2.11 et 2.12, on peut donc redéfinir 2.60 et 2.62 et le système devient :

$$\frac{\tilde{\theta}}{\theta_0} g \sin \alpha + \frac{d}{dz_n} \left(K_m(z) \frac{d\overline{u_n}}{dz_n} \right) = 0 \quad (2.64)$$

$$\gamma \overline{u_n} \sin \alpha + \frac{d}{dz_n} \left(K_h(z) \frac{d\tilde{\theta}}{dz_n} \right) = 0 \quad (2.65)$$

où dans 2.64 θ_r est remplacée par simplicité par θ_0 puisque variant faiblement devant $\tilde{\theta}$. En considérant les diffusivités turbulentes $K_m(z)$ et $K_h(z)$ constantes (propres à un écoulement laminaire), ce système représente le modèle de Prandtl (Prandtl 1942). Ce système couple ainsi les équations de vitesse et de température, ce qui est certainement l'évolution la plus importante par rapport à la loi logarithmique. La notation $\tilde{\theta}$ est remplacée par $\bar{\theta}$ pour rester en accord avec la décomposition de Reynolds 2.1 et la notation $\overline{u_n}$ est remplacée par \bar{u} afin d'alléger l'écriture. A présent nous définissons systématiquement les vitesses u , v et w dans le repère de la pente. La notation $(x_n y_n z_n)$ est également remplacée par (xyz)

Le système d'équations différentielles homogènes 1D, linéaires et d'ordre 4 (équations 2.64 et 2.65) a donc pour solution générale :

$$VAR(z) = \sum_{i=1}^4 a_i e^{\lambda_i z} \quad (2.66)$$

$VAR(z)$ représentant \bar{u} ou $\bar{\theta}$. Les a_i représentent les amplitudes complexes et les λ_i sont les valeurs propres de l'équation caractéristique. Prandtl 1942 propose une solution unique avec le plus petit nombre d'onde et qui obéit aux conditions aux limites suivantes :

$$\begin{aligned} \bar{u}(0) = 0 & \quad ; \quad \bar{u}(z \rightarrow \infty) = 0 \\ \bar{\theta}(0) = C & \quad ; \quad \bar{\theta}(z \rightarrow \infty) = 0 \end{aligned} \quad (2.67)$$

La solution proposée est donc :

$$\bar{\theta}(z) = C e^{(-z/\lambda)} \cos \left(\frac{z}{\lambda} \right) \quad (2.68)$$

$$\bar{u}(z) = -C \mu e^{(-z/\lambda)} \sin \left(\frac{z}{\lambda} \right) \quad (2.69)$$

Où C est le refroidissement en paroi et représente donc l'échelle de grandeur de température de l'écoulement. L'échelle de longueur de l'écoulement est :

$$\lambda = \left(\frac{4K_m K_h \theta_0}{g \gamma \sin^2 \alpha} \right)^{1/4} \quad (2.70)$$

et l'échelle de vitesse est :

$$C\mu = C \left(\frac{K_h g}{\theta_0 K_m \gamma} \right)^{1/2} \quad (2.71)$$

De la solution 2.69, on identifie la hauteur du maximum de vent (z_j) ainsi que la valeur maximum de vitesse correspondante (u_m) :

$$z_j = \frac{\pi}{4} \lambda \quad (2.72)$$

$$(\bar{u}(z_j) =) u_m = C\mu e^{-\pi/4} \sin(\pi/4) \approx 0.322 C\mu \quad (2.73)$$

De ces solutions, on exprime les flux turbulents en invoquant le concept de diffusivité turbulente 2.11 et 2.12 :

$$\overline{u'w'} = -K_m(z) \frac{d\bar{u}}{dz} = \frac{\mu C K_m}{\lambda} e^{-z/\lambda} [\cos(z/\lambda) - \sin(z/\lambda)] \quad (2.74)$$

$$\overline{w'\theta'} = -K_h(z) \frac{d\bar{\theta}}{dz} = \frac{C K_h}{\lambda} e^{-z/\lambda} [\cos(z/\lambda) + \sin(z/\lambda)] \quad (2.75)$$

La figure 2.6 présente la solution du modèle de Prandtl pour les profils de vitesse, température ainsi que les flux de quantité de mouvement et de chaleur. On observe que le maximum de flux de chaleur sensible négatif a lieu à la surface et décroît graduellement en s'écartant du sol. Le flux de quantité de mouvement change de signe à la traversée du maximum de vent, passant de valeurs négatives entre la paroi et le maximum de vent à des valeurs positives au-dessus du maximum. Ces profils de flux mettent en évidence la problématique d'utiliser la TSMO (qui considère une couche de flux constants) lorsqu'un écoulement catabatique est présent.

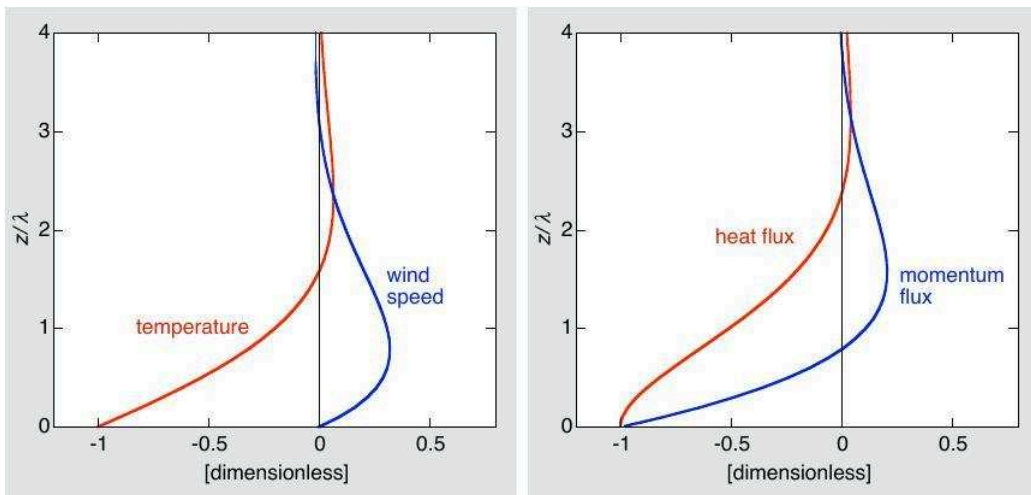


FIGURE 2.6: Solution du modèle de Prandtl pour l'écoulement catabatique (profil de vent, température et flux turbulents), tracée sous forme adimensionnelle (extrait de [Oerlemans 1998](#)).

2.3.2 Alternatives

Si le modèle de Prandtl semble au premier abord constituer une solution analytique simple pouvant de substituer à la loi logarithmique en présence de pente, il ne semble pas représenter précisément les observations et ne constitue pas de solution généralisable.

Limitations du modèle initial : Suivant le modèle de Prandtl, la hauteur du maximum de vent z_j augmente avec l'augmentation éventuelle des diffusivités turbulentes et diminue avec l'augmentation de la pente ou l'augmentation du gradient de température environnant γ . Cette évolution de z_j est en général constatée au sein des observations (*e.g.* Oerlemans 2010 ou Oerlemans and Grisogono 2002) et via les modélisations numériques (*e.g.* Fedorovich and Shapiro 2009 ou Grisogono and Axelsen 2012).

La solution analytique du modèle de Prandtl présente l'avantage d'être simple et permet une approximation globale des observations des vents catabatiques. Cependant, en s'appuyant sur 2.73 et pour un refroidissement C ainsi qu'une stratification γ donnés, l'amplitude du jet catabatique u_m ne dépend plus que de Pr . Pour obtenir un bon accord de vitesse maximum entre le modèle de Prandtl et les observations, le Pr atteint des valeurs de l'ordre de 10 (*e.g.* Oerlemans 2010).

La hauteur du maximum est, quant à elle, dirigée par le produit des diffusivités turbulentes K_m et K_h et pour obtenir une hauteur de maximum suffisamment basse, il est nécessaire d'utiliser des petites valeurs de ces paramètres, ce qui engendre des profils ne correspondant plus aux observations.

Parmi les biais notables du modèle de Prandtl initial, il est également un comportement non représenté qui est l'augmentation observée de la hauteur du maximum de vent avec le renforcement de la force de l'écoulement catabatique. En effet, un écoulement catabatique plus fort sur une pente constante est dû à un forçage thermique plus important, autrement dit, une valeur plus grande de C . L'équation 2.72 montre que la hauteur du maximum ne dépend pas de C .

Grisogono and Axelsen 2012 mettent également en évidence les défauts de cette solution en analysant les caractéristiques du maximum de vitesse d'un vent catabatique pur sur pente modérée (entre 3 deg et 6 deg). Cette étude est effectuée à l'aide de simulations numériques LES (voir chapitre 3) et via le modèle de Prandtl initial. Les résultats LES montrent une diminution de la vitesse du maximum de vent ainsi que de sa hauteur avec l'augmentation de la pente. Cependant, dans la solution de Prandtl, seule la hauteur du maximum de vent est affectée par l'angle de la pente ($z_j = \pi/4\lambda$ qui est proportionnel à $\sin^{-1/2}(\alpha)$). Dans la plage d'angles étudiés, une relation linéaire entre la hauteur du maximum de vent et son amplitude est trouvée dans ces simulations.

Le modèle de Prandtl initial est donc remis en question dans plusieurs études. Oerlemans 1998 met en évidence que pour un écoulement catabatique plus fort, la turbulence est plus développée et engendre donc des coefficients d'échange K_m et K_h plus grands, ce qui entraîne des valeurs plus grandes de z_m . Grisogono and Oerlemans 2001a indiquent également que pour obtenir des gradients réalistes au voisinage de la surface (c.a.d. plutôt forts au regard de ceux générés par le modèle de Prandtl initial), les valeurs de diffusivités turbulentes doivent être faibles. Ces faibles valeurs engendrent ainsi une épaisseur trop faible de l'écoulement catabatique si la diffusivité est maintenue constante sur z .

Ceci remet donc en question la pertinence du modèle de Prandtl initial (à diffusivité turbulente constante) pour représenter correctement la relation entre les forçages thermiques et dynamiques et les flux de chaleur et de QdM en surface.

Grisogono and Axelsen 2012 précisent que les lacunes du modèle de Prandtl initial sont associées à l'hypothèse faite que plusieurs grandeurs sont constantes : les diffusivités turbu-

lentes, le nombre de Prandtl (ces deux points étant étroitement liés) ainsi que le gradient vertical externe de température potentielle (γ). Ces trois points seront traités à des niveaux d'importance différents tout au long de ce manuscrit de thèse.

Modèle de Prandtl à diffusivité turbulente variable : Il semble peu probable qu'une diffusivité constante (correspondant à un écoulement laminaire) soit capable de représenter un écoulement complexe tel qu'un écoulement catabatique où les effets de cisaillement et de stratification sont très importants. Les lacunes du modèle de Prandtl initial citées plus haut, notamment en terme de gradient en surface, suggèrent qu'une évolution des profils de diffusivité turbulente est indispensable. Cette évolution doit, entre autres, permettre à la diffusivité turbulente de diminuer en se rapprochant de la surface, au même titre qu'une diffusivité de couche logarithmique. Notons cependant qu'une diffusivité en $\kappa z u_*$ est rapidement trop diffusive vers les z croissants et ne représente pas les échelles caractéristique de la turbulence au sein des écoulements catabatiques (voir les arguments issus d'observations au chapitre 5 et issus de modélisation $1D$ au chapitre 6).

Grisogono and Oerlemans 2001b proposent une solution analytique à un modèle de Prandtl où la diffusivité varie selon z (méthode de perturbation singulière WKB, permettant d'approximer une solution d'une équation différentielle contenant des coefficients variables spatialement, voir par exemple Bender and Orszag 1978). Mathématiquement, les différences avec le cas aux diffusivités constantes consistent principalement en deux points :

- variation de diffusivité turbulente selon z
- solution décomposée spatialement en deux parties selon $z < h_K$ ou $z > h_K$.

avec h_K la hauteur du maximum du profil de diffusivité. La solution proposée est :

$$\begin{aligned} F &\approx \exp\left(- (1 \pm i)(\sigma_0/2)^{1/2} \int_0^z K(z)^{-1/2} dz\right); & \text{pour } z \leq h_K \\ F &\approx \left(\frac{K(z)}{K_{max}}\right)^{-1/4} \exp\left(- (1 \pm i)(\sigma_0/2)^{1/2} \int_0^z K(z)^{-1/2} dz\right); & \text{pour } z \geq h_K \end{aligned} \quad (2.76)$$

avec $\sigma_0 = 2K_h/\lambda^2$. F décrivant une fonction catabatique adimensionnelle. Pour obtenir $\bar{u}(z)$ (resp. $\bar{\theta}(z)$) dans leur forme dimensionnelle, il faut multiplier $Im(F)$ (resp. $Re(F)$) par $-C\mu$ (resp. C).

Cette solution consiste donc en une nouvelle formulation du modèle de Prandtl dont la solution se rapproche largement des observations (Grisogono and Oerlemans 2001b ou Parmhed et al. 2004).

L'inconvénient majeur de cette méthode est le besoin de prescrire un profil de $K(z)$ au lieu d'avoir K comme fonction de l'écoulement catabatique $K(\theta, U)$. Grisogono and Oerlemans 2001a utilisent le profil théorique de diffusivité turbulente proposé par O'Brien 1970 (comme utilisé dans Stull 1988). Ce profil est initialement constitué d'un polynôme d'ordre trois. Grisogono and Oerlemans 2001a le généralisent dans leur étude par :

$$K(z) = \frac{K_{max}\sqrt{e}}{h_K} z e^{-0.5(z/h_K)^2} \quad (2.77)$$

qui, en proche-paroi ($z \rightarrow 0$), se rapproche de la solution initiale de O'Brien 1970 et tend vers zéro. La figure 2.7 montre l'amélioration apportée sur les profils de vitesse et de température par rapport au modèle de Prandtl initial. La solution ainsi proposée permet d'obtenir des gradients en surface plus forts tout en conservant une amplitude et une hauteur de jet en accord avec les observations. Le maximum de vent apparaît plus proche du sol, ce qui corrige considérablement la solution de Prandtl à diffusivité constante.

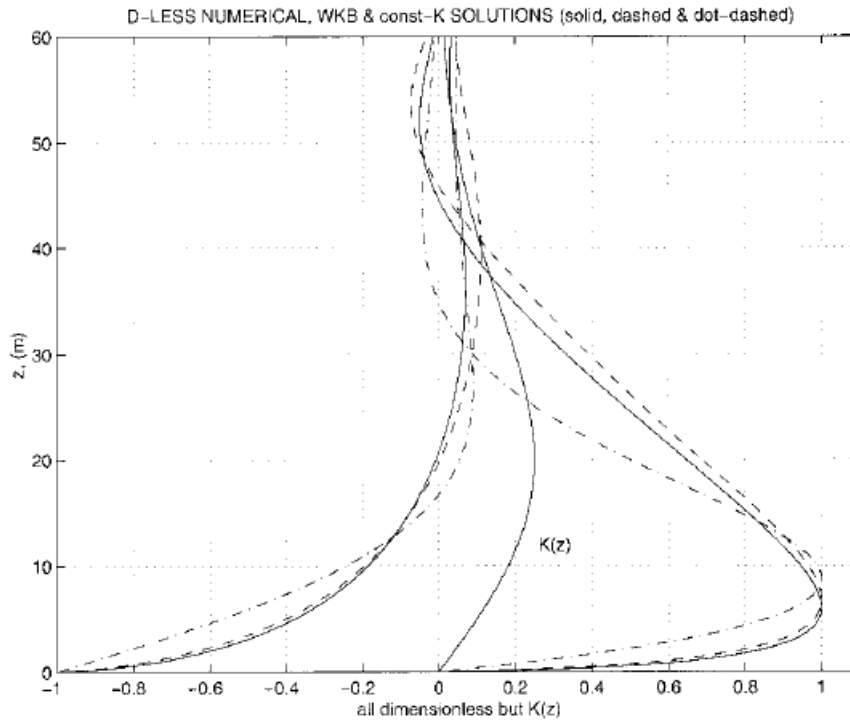


FIGURE 2.7: Profils adimensionnés des écoulements catabatiques représentés par la solution de Prandtl à K constant (points tiretés), simulation numérique LES (ligne pleine) et Prandtl à K variable (tiretés). Extrait de [Grisogono and Oerlemans 2001b](#).

[Parmhed et al. 2004](#) estiment systématiquement, à partir des observations, les coefficients K_{max} et h_K permettant de définir les profils de diffusivité turbulente dans 2.77. Leur étude montre une très bonne représentativité des écoulements catabatiques observés par le modèle de Prandtl à diffusivité variable. Cependant, ces coefficients ne sont actuellement accessibles que par les mesures et il semble donc indispensable de définir une paramétrisation plus opérationnelle des profils de diffusivité turbulente. Ce point fait partie des fils conducteurs de ce travail de thèse.

2.4 Problématiques

Afin de décrire les écoulements catabatiques, de nombreux modèles théoriques sont utilisés dans la littérature. Cependant, la plupart de ces modèles nécessitent des fermetures dépendantes d'une échelle de vitesse et de longueur pour calculer les coefficients d'échange turbulents. Généralement, une fermeture d'ordre 1.5 ([Delage 1974](#)) est utilisée. L'échelle de vitesse est alors définie par une équation pronostique de TKE et l'échelle de longueur est inspirée de la théorie locale de Monin-Obukhov. [Denby 1999](#) propose une synthèse des modèles utilisés dans la communauté. Ces modèles sont ainsi déterminés par une paramétrisation développée pour une CLA horizontale, homogène et monotone sur la verticale et sont donc incompatibles avec la physique d'un écoulement catabatique.

Au vue de l'épaisseur de la couche dans laquelle sont contenues les écoulements catabatiques, au moins dans les Alpes (potentiellement $z_j \sim 1m$), il semble peu probable que ceux-ci soient un jour résolus explicitement par les modèles opérationnels. Leur paramétrisation semble donc indispensable afin de représenter leur impact sur les couches sus-jacentes.

La CLA est, par définition, dirigée par les échanges avec la surface et ces échanges s'effec-

tuent principalement en terme de flux turbulents. Une étape critique de la modélisation de la CLA est donc la formulation des flux de surface. Quel que soit le degré de sophistication de la modélisation numérique, les flux de surface doivent être paramétrés comme condition aux limites du problème.

En présence d'écoulement catabatique, il n'existe actuellement pas de solution universelle permettant de décrire la turbulence au voisinage de la surface comme c'est le cas sur sol plat via la TSMO. Il n'est donc pas possible de relier directement les gradients verticaux moyens aux flux turbulents, notamment en surface.

Comme l'indique [Mahrt et al. 1998](#) plusieurs aspects rendent inapplicable la TSMO en situation très stable. Il indique qu'un des aspects rédibitoires à l'application de la TSMO est la présence d'écoulements catabatiques. Nous nous attachons dans ce travail de thèse à apporter une contribution à la compréhension et à la modélisation de ces écoulements afin que leur présence ne soit, un jour, plus un verrou en terme d'analyse d'observation et de modélisation atmosphérique.

Chapitre 3

Méthodes et prétraitements

3.1 Introduction

Ce chapitre regroupe les descriptions des moyens mis en oeuvre dans ce travail de thèse afin de contribuer à l'avancement sur les questions de recherche posées. Ces questions sont décrites de manière globale dans le chapitre d'introduction (chapitre 2) puis détaillées en début de chacun des chapitres d'analyses suivants.

Les différentes méthodes décrites dans ce chapitre s'articulent principalement autour de trois axes : *(i)* la présentation du site expérimental qui constitue finalement le cas d'étude globale de la thèse puisque les modélisations numériques réalistes y sont associées ; *(ii)* la présentation des méthodes statistiques qui ont permis de prétraiter les données de turbulences et *(iii)* la présentation de l'outil principal de modélisation numérique utilisé.

3.2 Présentation du site expérimental

Motivations : Cette campagne de mesure avait des objectifs multiples :

- compléter le nombre limité d'études existantes au sujet des écoulements catabatiques sur pente raide ($\alpha > 20^\circ$) mais omniprésente dans une région comme les Alpes,
- constituer la première étude sur un site expérimental naturel qui pourra faire l'objet de nouvelles périodes d'observation,
- contribuer à la compréhension des écoulements catabatiques qui présente encore des verrous tant sur le plan de l'interprétation physique de la turbulence qui y est associée que sur le plan de la modélisation,
- constituer un ensemble de données servant de référence pour des simulations numériques réalistes (1D ou 3D LES).

Les objectifs détaillés concernant chacune des spécialités (numérique 3D, analyses des données de terrain et numérique 1D) sont décrits en début de chacun des chapitres correspondant (respectivement, chapitres 4, 5 et 6).

Géographie : La zone d'étude se situe au sein du système de vallées que constitue le "Y" grenoblois. Il s'agit des trois principales vallées entourant la ville de Grenoble :

- la branche NO du "Y" formée par la Cluse de l'Isère et orientée N-NE - S-SE ;
- la branche NE du "Y" formée par la vallée du Grésivaudan et orientée NE-SO ;

— la branche S du "Y" formée par la vallée du Drac et orientée N-S.

Ces trois vallées sont séparées par trois massifs montagneux :

- la Chartreuse au nord ;
- Belledonne à l'est ;
- le Vercors aux sud-ouest.

Les dénivelés engendrés par ce système topographique sont conséquents puisque les fonds des vallées se situent autour de 300m et les sommets les plus hauts autour de 2000m en Chartreuse et dans le Vercors et quasiment à 3000m dans Belledonne. Une cartographie simplifiée est proposée en figure 3.1. Il s'agit de la topographie telle que représentée au sein d'un des domaines de calcul (voir paragraphe 3.5.3). En terme de modélisation numérique de l'atmosphère au sein de ce système de vallées, une étude détaillée est proposée par [Largerou 2010](#). On y trouvera notamment la description des systèmes complexes des vents de vallée générés en condition stable ainsi qu'une étude sur les zones potentielles de stagnation de polluants.

Le site de mesure :

Le site de mesure utilisé dans cette étude a été choisi dans le cadre de ce travail de thèse

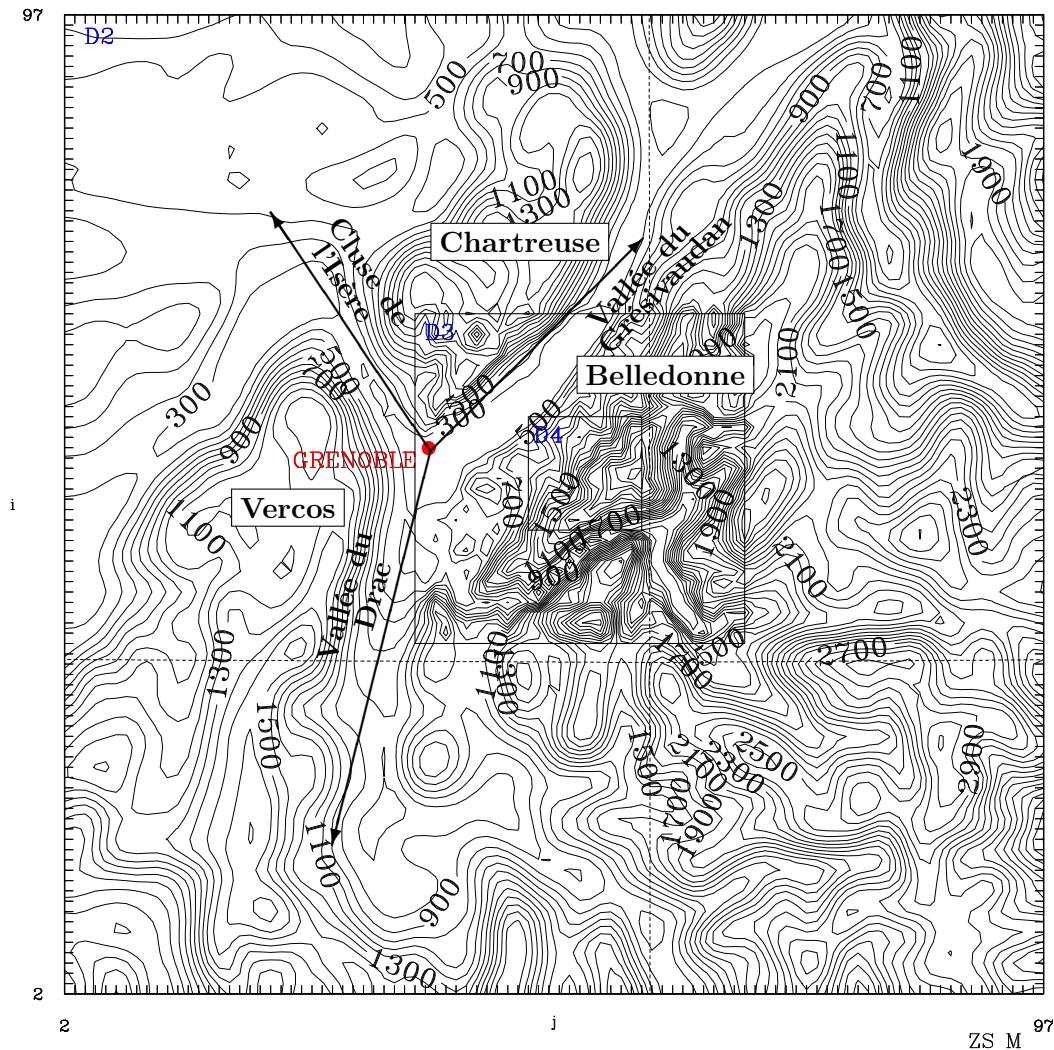


FIGURE 3.1: Topographie du système de vallée du "Y" grenoblois (représentée par la topographie du domaine de calcul numérique *DOM2*, voir paragraphe 3.5.3).

en s'inspirant notamment des simulations numériques LES réalistes de [Blein et al. 2011](#). La pente Ouest du Grand Colon se situe à l'Est de la ville de Grenoble (15km à vol d'oiseau, 23 km en véhicule), dans le massif de Belledonne (voir figure 3.2). Le site de mesure s'étend de l'altitude 1100m (clairière de Ferpeyret) à 2400m (le sommet du Grand Colon). L'ensemble de la pente qui constitue le site de mesure est exposé à l'ouest. Ceci permet l'établissement franc d'écoulements catabatiques puisque le rayonnement solaire direct y est relativement intense (incidence favorable) quasiment jusqu'au moment de disparaître. Ceci est dû à la présence d'un obstacles de l'horizon, en l'occurrence la chaîne du Vercors. À l'inverse, une pente exposée à l'est présente une période transitoire moins marquée vers un écoulement catabatique puisque le refroidissement du sol à partir de la fin d'après-midi est plus progressif. Le raisonnement inverse peut d'ailleurs être appliqué pour les périodes transitoires de début de rayonnement (matin), plus franches sur les faces exposées à l'est et plus étalées dans le temps sur les faces ouest. Cette symétrie de période transitoire peut être schématisée par le lien entre anabatique (resp. catabatique) et apparition de rayonnement (resp. disparition de rayonnement). Dans la plage d'altitude du site expérimental, on observe l'évolution de l'altitude du sommet de l'inversion persistante générant les problématiques de création de "Cold Air Pool" (voir chapitre 2). Ces altitudes sont donc particulièrement intéressantes pour les observations afin de mieux comprendre les mécanismes de créations et de destructions de ces phénomènes (*e.g.* [Burns and Chemel 2014](#) ou [Staquet et al. 2015](#)). Horizontalement, le site d'intérêt couvre une zone de 2km × 2km. La pente moyenne est de l'ordre de 30° et les pentes maximales sont de l'ordre de 45°. Les mesures sont faites en deux endroits distincts :

- Dans la partie basse, sur une zone horizontale (site de la clairière de Ferpeyret ; altitude : 1165m ; coordonnées : $N45.178111 / E5.901723$; figure 3.2), un Sodar mesure les profils verticaux de vitesse et direction de vent ainsi que les statistiques turbulentes du sol jusqu'à 600m sol. Le temps d'intégration des mesures Sodar (5min) ainsi que la résolution spatiale (6m) donnent des informations meso-échelles. Ces ordres de grandeurs permettent d'observer un vent catabatique si celui-ci est suffisamment épais (supérieur à 30m pour dépasser la cime des arbres environnants) ou encore les écoulements de vallée. Un ballon-sonde captif a également été développé durant cette thèse afin de compléter les mesures Sodar par des profils de température. Le sommet de ces profils correspond à l'altitude du second site de mesure situé à 1700m. Les données de ce site de mesure ne sont pas analysées dans ce travail de thèse mais pourront être utilisées et répétées dans de futurs projets. Le présent travail se concentre davantage sur les données de turbulence récoltées sur le second site.
- Au sein même de la pente (site de la Baraque du Colon ; altitude : 1770m ; coordonnées : $N45.162948 / E5.913550$; figure 3.2), un mat de vent est érigé afin de capturer l'écoulement catabatique au plus proche de son initiation. En effet, même si la source d'un écoulement catabatique est locale et donc par définition potentiellement omniprésente, il est préférable de s'affranchir des "accidents de parcours" que l'écoulement a pu rencontrer. Ce site est donc choisi afin d'observer l'écoulement dans une zone dépourvue au maximum d'hétérogénéité située en amont. Le site est situé dans une zone d'alpage (végétation basse et rochers ou cailloux clairsemés) au-dessus de la zone de forêt et présente une pente surplombante relativement homogène. Le site choisi pour installer le mat de mesure remplit donc *a priori* les caractéristiques indispensables à l'analyse fine du processus physique. La pente moyenne y est de 30°.

Même si le site de mesure est placé en altitude, le fait d'être situé sur les flancs de la vallée du Grésivaudan (voir figure 3.2) rend les vents de vallée potentiellement sensibles localement. Si ces vents sont présents, ils sont aisément identifiés de part leur direction puisque canalisés au sein de la vallée. Sous une tendance de vent du Nord (respectivement Sud), le vent de vallée

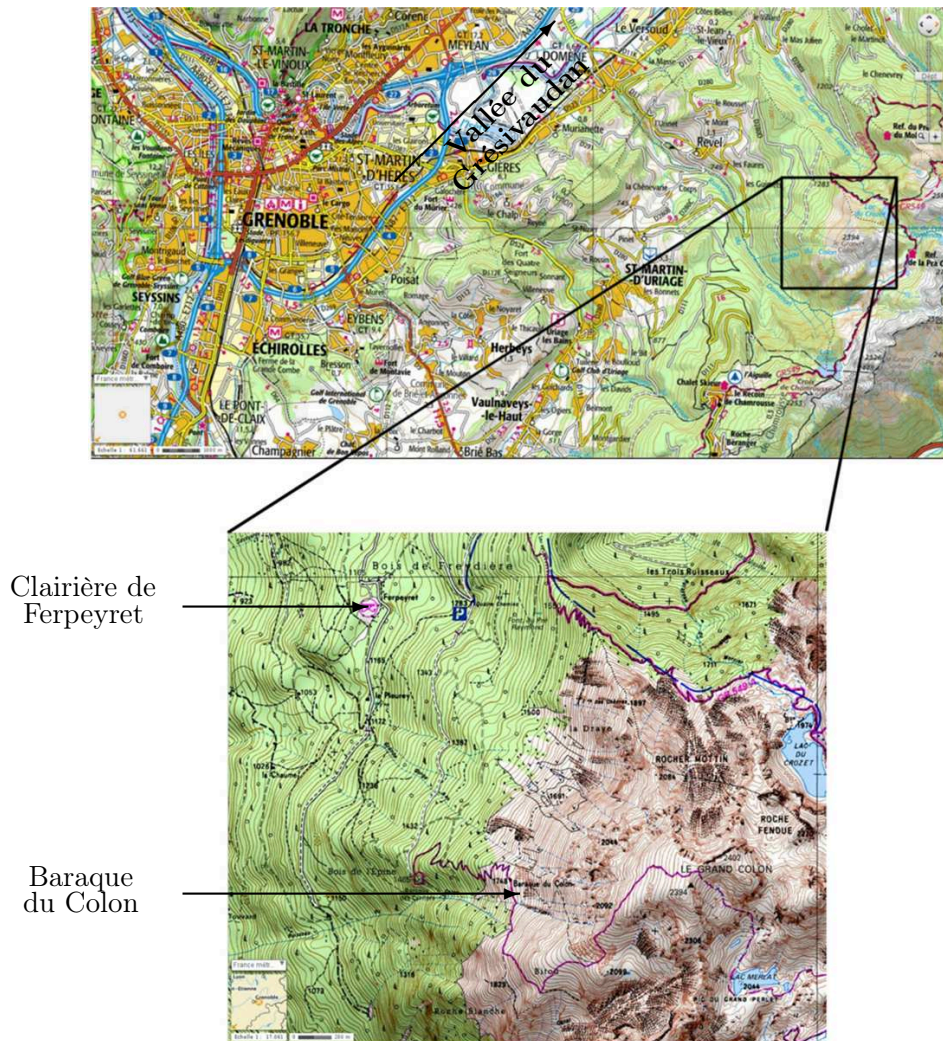


FIGURE 3.2: Carte IGN : Grenoble et entrée de la vallée du Grésivaudan (haut, base de donnée IGN au 100 000^{me}) et site de mesure sur la pente ouest du Grand Colon (bas, base de donnée IGN 25 000^{me}). Cartographie complète disponible sur le site <http://www.geoportail.gouv.fr>.

aura une direction située autour de 40° (respectivement 220°). Le site d'étude se trouvant en altitude il n'est pas possible d'exclure d'autres directions de perturbation par un vent synoptique d'ouest par exemple.

Dates :

Sur le site du bassin Grenoblois, les années étudiées (notamment 2006 : [Largeron 2010](#) et 2012 : campagne de mesure ici présentée), montrent des épisodes intenses de pollution aux particules entre mi-novembre et fin décembre. A cette période, le rayonnement solaire est suffisamment faible pour laisser s'installer sur plusieurs jours des inversions de température partant du sol et pouvant s'étendre sur 1km de hauteur. Une veille, sur les conditions météorologiques, a donc été assurée pour démarrer la campagne de mesure au moment d'une période anticyclonique avec forçage synoptique faible prévue sur plusieurs jours. La campagne de mesure s'est donc déroulée du 14 novembre 2012 au 23 novembre 2012. La figure 3.3 montre les concentrations de particules fines pendant les dates choisies pour la période d'observa-

tion. Outre le fait que celle-ci présente des conditions favorables à l'apparition d'écoulements catabatiques, l'augmentation des concentrations de particules fines durant la période d'observation montre la pertinence de ces dates dans le but de situer le projet dans le contexte général de l'étude de la qualité de l'air. Cependant, le lien direct avec ces concentrations ne sera pas effectué dans ce travail de thèse. Cette époque de l'année présente l'avantage d'être peu contraignante pour l'accès au site (manteau neigeux faible voire absent) tout en montrant des conditions atmosphériques de type hivernal (anticyclonique stable, inversion persistante). Cette campagne de mesure sera désignée par l'acronyme *KaCoSonic* (pour *Katabatic wind experiment in Grand-Colon mountain slope with Sonic anemometers*) dans la suite de ce manuscrit de thèse. Cette campagne de mesure a été financée en partie sur un projet LEFE-INSU.

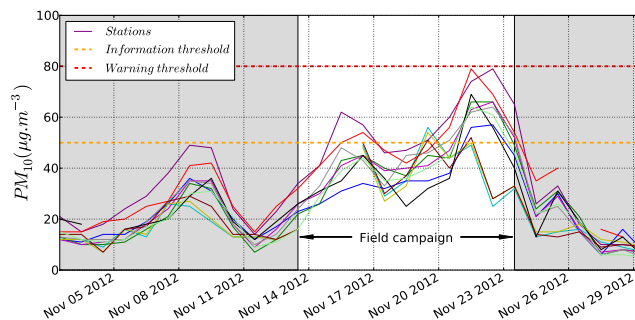


FIGURE 3.3: Concentration en PM_{10} à différentes stations autour de Grenoble du 5 au 29 novembre 2012 (données Air Rhône-Alpes).

3.3 Instrumentation

3.3.1 Mat de mesure

Dans le but d'étudier finement le processus d'écoulement catabatique, le principal protocole expérimental est constitué du mat de mesure de vent situé sur le site d'altitude : Baraque du Colon. La figure 3.4 présente un croquis de cette installation. Le mat de mesure télescopique s'élève jusqu'à 6.76m au-dessus du sol. Quatre niveaux de mesure à haute fréquence d'échantillonnage (20 et 10 Hz) sont positionnés à 1.07m, 1.9m, 4.26m et 6.67m. Les niveaux 1 et 2 ont été positionnés dans le but d'être situés sous la hauteur du maximum de vent et les niveaux 3 et 4 pour être situés au-dessus du maximum de vent. L'estimation de la hauteur du maximum de vent a été initialement inspirée par l'étude de Blein 2011 et confirmée par un dimensionnement théorique (Prandtl 1942 ou Parmhed et al. 2004). Deux niveaux de mesure supplémentaires sont situés entre les niveaux 1 et 2 et entre les niveaux 2 et 3. Ces niveaux ne sont pas systématiquement utilisés dans les analyses à venir, notamment pour les analyses de turbulence. Ils sont donc identifiés en tant que niveaux 1bis et 2bis. Au niveau 1bis est positionnée une sonde Campbell Scientific CS215 permettant l'enregistrement de la température moyenne et de l'humidité relative moyenne. Au niveau 2bis est positionné un anémomètre sonique 2D Gill Instruments WindSonic. Il permet d'affiner l'estimation *a posteriori* de la hauteur du maximum de vent ainsi que d'estimer plus précisément le gradient moyen de vitesse entre les niveaux 2 et 3. Les données des niveaux 1bis et 2bis sont moyennées et stockées à 0.5 Hz. Le tableau 3.1 regroupe les caractéristiques des capteurs utilisés sur le mat de vent. Un thermomètre infrarouge (Heitronics KT15) est également utilisé pour estimer la température de surface du sol autour du mat de vent. Cette donnée est également moyennée et stockée à 0.5 Hz.

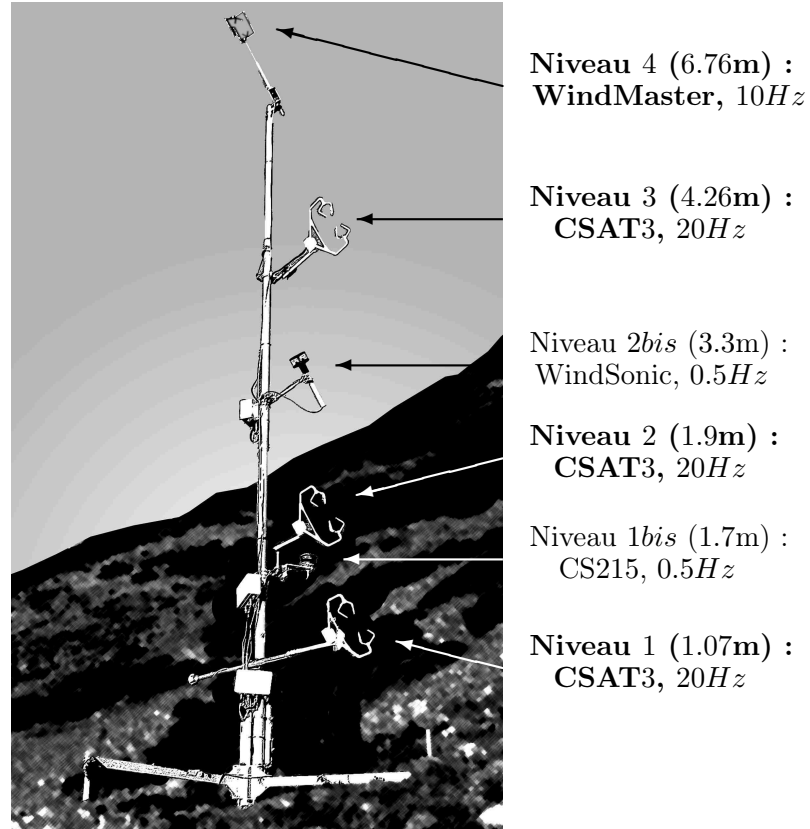


FIGURE 3.4: Croquis du mat de mesure.

TABLE 3.1: Mat de vent, Baraque du Colon (hauteur max : 6.76m).

	Height (m)	Instrument	Variable	Sample (Hz)
Level 1 :	1.07	Csat3	u, v, w, T	20
Level 1bis :	1.7	CS215	Hr, T	0.5
Level 2 :	1.9	Csat3	u, v, w, T	20
Level 2bis :	3.3	WindSonic	u, v	0.5
Level 3 :	4.26	Csat3	u, v, w, T	20
Level 4 :	6.76	WindMAster	u, v, w, T	10

3.3.2 Anémomètres soniques

Trois modèles d'anémomètres soniques ont été utilisés pour cette étude : (i) Campbell Scientific CSAT3 Three Dimensional Sonic Anemometer (3D, niveaux 1, 2 et 3); (ii) Gill Instruments WindMaster Ultrasonic Anemometer (3D, niveau 4) et (iii) Gill Instruments WindSonic two dimensional anemometer (niveau 2bis). Les anémomètres soniques 3D permettent d'obtenir les trois composantes de vitesse du vent et la température à haute fréquence. Trois couples de transducteurs décrivent les trois composantes de vitesse du vent passant dans le volume de contrôle de $10\text{cm} \times 5.8\text{cm} \times 5.8\text{cm}$. Chaque paire de transducteurs émet et reçoit un signal acoustique ultrasonique. Chaque temps de parcours des signaux ultrasoniques est directement dépendant de la composante de vitesse dans l'axe de la paire de transducteurs concernés. Les temps de parcours aller et retour entre les transducteurs espacés de la distance d sont définis en fonction de la vitesse du son dans le milieu et de la vitesse effective du vent

dans l'axe de la paire de transducteurs comme :

$$t_{aller} = \frac{d}{c + u_a} \text{ et } t_{retour} = \frac{d}{c - u_a} \quad (3.1)$$

avec c la célérité du son et u_a la vitesse de l'air dans l'axe d'un couple de transducteurs. On peut donc directement exprimer u_a comme :

$$u_a = \frac{d}{2} \left(\frac{1}{t_{aller}} - \frac{1}{t_{retour}} \right) \quad (3.2)$$

On remonte ensuite simplement aux composantes de vitesse u_x , u_y et u_z à partir des composantes u_a de chaque paire de transducteurs par une matrice de transformation propre à chaque capteur.

La vitesse du son est également estimée via eq. 3.1 :

$$c = \frac{d}{2} \left(\frac{1}{t_{aller}} + \frac{1}{t_{retour}} \right) \quad (3.3)$$

La vitesse du son est principalement dépendante de la masse volumique de l'air et donc de la température et de l'humidité ambiante :

$$c^2 = \gamma \frac{P}{\rho} = \gamma R_d T_v = \gamma R_d T (1 + 0.61q) \quad (3.4)$$

Avec : γ le rapport des chaleurs spécifiques de l'air humide à pression constante et à volume constant ($\gamma = C_p/C_v$), P la pression, ρ la masse volumique, R_d la constante des gaz pour l'air sec, T_v la température virtuelle, T la température et q l'humidité spécifique. Dans ce cas, γ est également dépendant de l'humidité spécifique. En définissant un γ_d pour l'air sec, on obtient (*e.g.* [Kaimal and Finnigan 1994](#)) :

$$c^2 = \gamma_d R_d T_s = \gamma_d R_d T (1 + 0.51q) \quad (3.5)$$

avec, T_s la température dite "sonique virtuelle". La variabilité de la vitesse du son due à l'humidité est donc intégralement prise en compte au travers de cette température T_s . La température sonique virtuelle est finalement définie comme :

$$T_s = \frac{c^2}{\gamma_d R_d} \quad (3.6)$$

et on retrouve la température de l'air T avec la relation :

$$T = T_s \frac{1}{1 + 0.51q} \quad (3.7)$$

Le facteur correctif ($0.51q$) peut engendrer dans notre cas une variation de l'ordre de $1K$ sur la température potentielle moyenne (soit 0.3%) pour une humidité relative de l'ordre de 70% (les valeurs d'humidité enregistrées durant la campagne de mesure sont situées entre 40% et 70%). Nous appliquons systématiquement cette correction pour l'estimation des températures à partir des températures soniques.

3.4 Traitements statistiques propres aux observations

Les données sont découpées en séries temporelles d'une heure. Pour la suite des analyses, nous appelons ces séries temporelles des "segments". Les segments de 3600s sont statistiquement individuels (pas de recouvrement). Les moyennes temporelles effectuées sur la longueur totale des segments sont notées via l'opérateur $\langle \dots \rangle$ uniquement dans ce chapitre de méthode. L'opérateur $\bar{\alpha}$ représente la moyenne de Reynolds permettant de définir les fluctuations turbulentes α' . Le temps considéré pour définir la moyenne locale $\bar{\alpha}$ est discuté dans ce chapitre de méthode et est en général inférieur à la longueur totale du segment. Dans les chapitres suivants, l'opérateur $\langle \dots \rangle$ n'est plus indiqué par soucis d'allègement d'écriture.

3.4.1 Rotation et alignement des capteurs

Problématique :

Le mat de mesure présenté au paragraphe 3.3 est constitué de quatre niveaux d'anémomètres soniques mesurant les trois directions de vent ainsi que la température locale. Pour rappel, ces niveaux se situent à 1.07m, 1.9m, 4.26m et 6.76m. Une des problématiques rencontrées en traitement de mesure issue d'observation est de définir précisément un repère commun à des mesures potentiellement effectuées en différents points de l'espace. Ce repère peut être choisi comme le repère cartésien global aligné de telle manière que les vitesses u , v et w représentent respectivement le vent zonal, méridien et vertical. Les phénomènes observés étant générés localement et la zone d'étude étant centrée sur une pente en particulier, le repère global n'a que peu de sens ici. En accord avec les études existantes de vents de pente et principalement les vents catabatiques (*e.g.* Smeets et al. 2000, Nadeau et al. 2012 ou Litt et al. 2014), un repère local est plus pertinent pour mener l'analyse des processus. Il existe deux possibilités de repères locaux : (i) le repère de la pente (où le plan \widehat{xy} est strictement parallèle à la surface, l'axe z est normal à la surface et l'axe x est aligné dans la direction de pente maximum); (ii) le repère de l'écoulement moyen (où la référence n'est plus la pente mais la ligne de courant passant par le capteur). Dans les études analytiques (Prandtl 1942 ou Grisogono and Oerlemans 2001b) ou dans des situations idéalisées d'écoulements de pente (par exemple sur pente uniforme constante en LES : Skyllingstad 2003), ces deux repères locaux sont confondus au moins au voisinage proche de la surface. En effet, la ligne de courant proche paroi est par définition parallèle à la surface. Plus haut dans l'écoulement, une vitesse d'entraînement peut éventuellement être observée, engendrant ainsi un angle entre le repère de la pente et le repère de l'écoulement moyen. De plus, il est aisé de définir l'angle de la pente si celle-ci est uniforme.

Dans un cas d'écoulement naturel, la question du repère est plus complexe. Même si nous définissons le repère de la pente identique au repère de l'écoulement moyen, définir la pente locale reste une question à part entière. En effet, sur un terrain accidenté, la pente locale varie fortement si elle est calculée "ponctuellement" ou si elle est estimée en intégrant une distance variable dans la direction de la pente. Aussi, la notion de direction de la pente peut être délicate à définir.

Dans notre cas d'étude, les quatre anémomètres soniques (3D) ainsi que l'anémomètre sonique 2D (*WindSonic*) ont été physiquement positionnés dans une estimation du repère de la pente pour l'angle zénital α (30° par rapport au plan l'horizontal, estimation topographique IGN). Cependant, le jeu mécanique dans le mat télescopique peut générer un écart par rapport à ce repère. Les positions absolues ne sont pas mesurables une fois les capteurs positionnés à leur hauteur de fonctionnement. De plus, l'estimation même de la pente reste discutable selon la distance amont considérée. L'angle horizontal β est également mesurable au sol mais non contrôlable une fois le mât érigé. L'angle azimutal γ est le moins contrôlable du fait d'un mât télescopique à section circulaire non verrouillable en rotation.

Rotation des anémomètres soniques 3D :

La solution adoptée ici est de positionner les jeux de données de chacun des capteurs dans le repère de l'écoulement moyen passant par chacun des anémomètres. Ceci corrige les éventuels écarts d'angles relatifs entre les capteurs mais gomme les éventuelles vitesses d'entraînement s'il y a lieu. Pour ce faire, nous appliquons aux données l'algorithme proposé par [Wilczak et al. 2001](#). Les trois rotations appliquées aux données sont décrites par la figure 3.5, x étant la direction principale de l'écoulement catabatique et z la normale à la paroi.

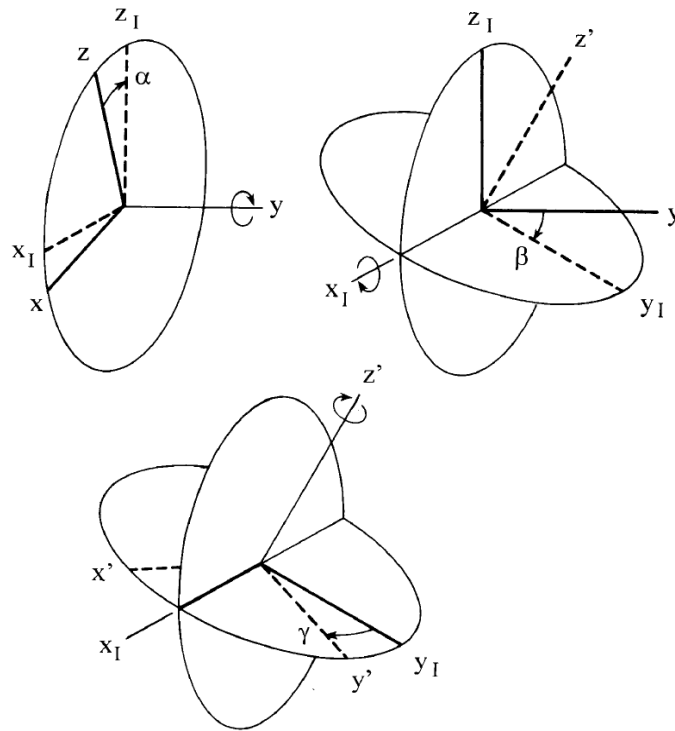
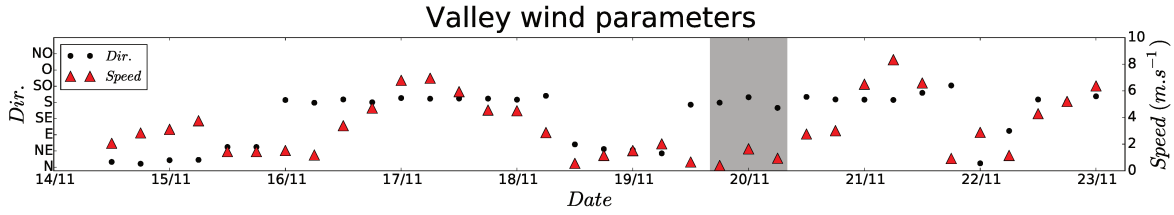
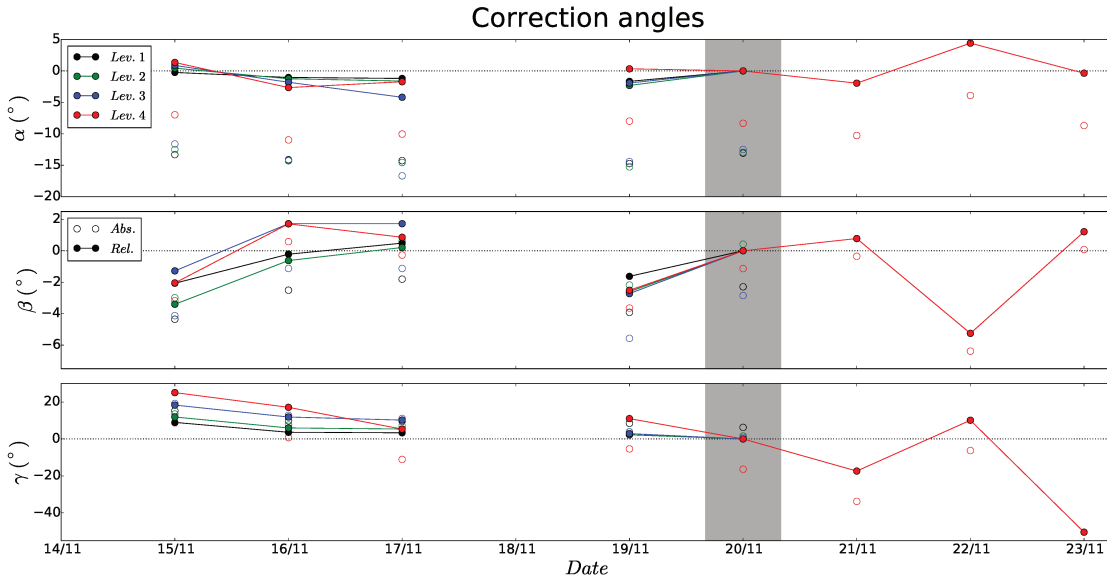


FIGURE 3.5: Extrait de [Wilczak et al. 2001](#) : définition des angles de rotation α (zénithal), β (horizontal) et γ (azimutal) permettant de passer du repère (xyz) au repère $(x'y'z')$.

L'application de l'algorithme de [Wilczak et al. 2001](#) (*planar fit rotation*) pour chacun des niveaux de mesure donne les angles de correction présentés en figure 3.6. Les angles obtenus sont issus de l'algorithme appliqué indépendamment sur les huit nuits enregistrées. Ces angles de rotation sont ceux appliqués aux séries de mesure. Ils correspondent donc à l'opposé des angles correctifs qu'il faudrait appliquer aux capteurs afin de les positionner dans le repère de l'écoulement moyen. Ces angles sont calculés en intégrant l'ensemble d'une période de mesure et en sont donc représentatifs. Les séries de mesure utilisées pour obtenir ces angles sont sélectionnées afin de tenir compte uniquement de l'écoulement catabatique. Cette sélection permet d'isoler la direction du vent catabatique uniquement. Les séries de données utilisées pour estimer ces angles sont donc choisies pour représenter l'écoulement catabatique sans perturbation des périodes transitoires d'établissement et de destruction de l'écoulement. Sur chaque nuit, les angles sont calculés sur les données de 18h00 (soit 30 minutes après le coucher du soleil) à 06h00 bien avant le lever du soleil. Nous faisons l'hypothèse qu'une fois en place, les capteurs ne changent pas de position sur la structure du mât (conditions météorologiques calmes, sans intempéries et période de mesure assez courte). Pour confirmer cette hypothèse, la position et l'inclinaison des capteurs ont été relevées avant d'ériger le mât ainsi qu'au démontage de celui-ci et aucune différence notable de position n'a été relevée. Nous remarquons cependant une évolution des angles de rotation correctifs selon les nuits. Ceci est donc



(a) Paramètres du vent de vallée à 1700m



(b) Angles correctifs de rotation

FIGURE 3.6: Paramètre du vent de vallée à 1700m et angles correctifs appliqués aux capteurs.

imputable uniquement à la variation de la direction principale de l'écoulement catabatique. En effet, en situation idéalisée (sans perturbation extérieure), l'écoulement catabatique sur une pente donnée sera en théorie totalement reproductible et montrera systématiquement la même direction. Ici, bien que la fenêtre météo ait été choisie au sein d'une période anticyclonique stable et avec une contribution minimale du vent synoptique, une variabilité sensible des conditions extérieures persiste durant l'ensemble de la campagne de mesure. La figure 3.6(a) montre les paramètres (vitesse et direction) du vent meso-échelle à 1700m, altitude du mât de vent. Ces données sont issues des réanalyses ECMWF disponibles toutes les 6h et interpolées sur la grille de calcul MesoNH. Les données sont ensuite moyennées spatialement sur l'axe transversal à la vallée passant par le point géographique du mât de vent (cf. ligne noire partant du mât sur les figures 3.7(a), 3.8(a) et 3.9(a), voir explication des figures plus loin). Ces données montrent que les conditions météo externes à l'écoulement étudié varient sensiblement. La figure 3.6(b) montre l'évolution temporelle des trois angles correctifs zénithal (α), horizontal (β), et azimutal (γ) pour chacune des nuits d'observation. L'angle correctif le plus évident à corrélérer avec les conditions extérieures est l'angle azimutal. C'est également le plus sensible aux variations de direction de vent au sein de la vallée. Chacun des angles a une valeur absolue et une valeur relative par nuit d'observation. La valeur absolue est la valeur permettant d'aligner le capteur sur l'écoulement moyen et est celle appliquée aux mesures par la suite. La nuit du 19/11 au 20/11 (grisée sur la figure) présente le forçage extérieur le plus faible ($v \approx 0m.s^{-1}$ en début de soirée et $< 1m.s^{-1}$ en fin de nuit). Cette nuit est donc utilisée

comme référence pour les angles de rotation puisque présentant l'écoulement catabatique *a priori* pur, car non perturbé. Ce groupe d'angles de référence est donc considéré comme l'erreur de positionnement des capteurs par rapport à l'écoulement moyen d'un vent catabatique pur. Il s'agit également de l'erreur de positionnement par rapport à la pente locale. L'erreur de positionnement est la plus importante sur l'angle azimutal γ . L'erreur de positionnement sur l'angle horizontal β est certainement liée à la non-horizontalité du sol sur le même axe que le capteur (difficile à estimer sur le terrain). Enfin, l'erreur de positionnement sur l'angle zénithal α , représentant l'angle de la ligne de pente, est non négligeable. Nous associons cette erreur à une erreur d'estimation de la pente locale. En effet, l'estimation initiale de pente de 33.4° représente la pente moyenne sur environ $200m$ autour du site de mesure. Localement, un léger replat est observé mais il reste délicat d'estimer précisément une pente localement sur un terrain montrant quelques hétérogénéités de surface. Nous conservons l'angle correctif du premier niveau comme référence pour définir la pente locale. A ce niveau, non seulement l'inclinaison du capteur est la plus contrôlable mais de plus, c'est au point de mesure le plus proche du sol que l'hypothèse d'écoulement moyen parallèle à la surface est la plus pertinente. Nous définissons donc la pente locale comme :

$$\alpha_{pente\ locale} = \alpha_{positionnement-sonic1} - \alpha_{absolue-sonic1-nuit19-20} \approx 21^\circ \quad (3.8)$$

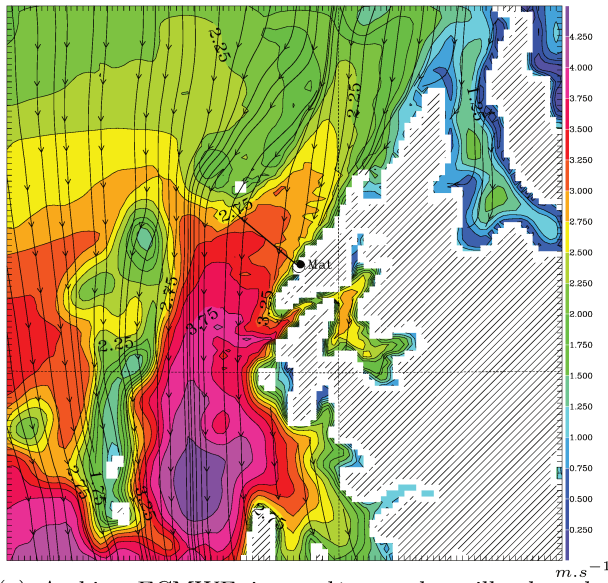
En analysant les angles correctifs azimutaux, il serait tentant d'imaginer l'observation d'une vitesse d'entraînement ($w < 0$) pour le niveau 4. En effet, l'angle correctif zénithal du niveau 4 est supérieur à celui des autres niveaux alors que la position absolue du capteur était similaire (relevée avant et après la mise en place du mat). Cependant, le niveau 4 est situé en tête de mat, zone où le jeu mécanique potentiel de la structure est important et où l'haubanage de la structure engendre potentiellement la déformation maximale. Nous ne considérerons donc pas cet angle comme physique mais comme une correction de la géométrie de l'installation. En retranchant les angles de référence à l'ensemble des autres angles absolus de rotation (par niveau), nous obtenons les angles relatifs de rotation, représentant l'écart de direction de l'écoulement considéré par rapport à l'écoulement de référence et donc par rapport à la topographie. Ces écarts de direction matérialisent la perturbation de l'écoulement local par l'écoulement du vent de vallée.

Les figures 3.7, 3.8 et 3.9 schématisent le phénomène de déviation de l'écoulement catabatique par le vent de vallée respectivement pour les journées du 14, 19 et 22 novembre. Chacune de ces figures présente : (a) une carte d'isovaleur de vent horizontal à altitude constante de $1700m$ et les lignes de courant associées (interpolation des archives ECMWF sur la grille de calcul du domaine numérique de modélisation $n^\circ 2$, voir détails au paragraphe 3.5); (b) schéma de principe de déviation de l'écoulement catabatique local par l'écoulement de vallée (topographie du domaine numérique de modélisation $n^\circ 3$).

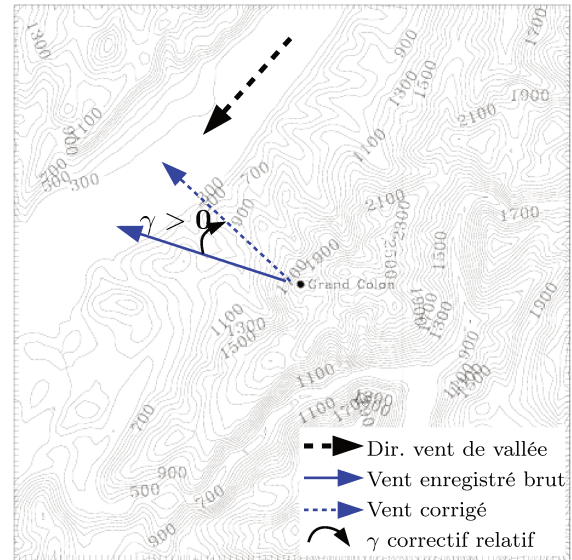
Les variations d'angles relatifs zénithaux et horizontaux (figure 3.6) sont une conséquence de l'hétérogénéité de la pente locale, engendrant par exemple un écoulement catabatique provenant d'une pente plus raide en cas de perturbation par le vent de Nord ($\alpha_{relatif} > 0$) et un écoulement catabatique provenant d'une pente moins raide en cas de perturbation par le vent de Sud ($\alpha_{relatif} < 0$).

Nous étudions deux possibilité de rotation :

- le repère de la pente. Les données utilisant cette rotation sont identifiées par PF_{global} . Les angles de rotation correspondent donc aux angles de rotation absolus de la nuit du 19 au 20 novembre.
- le repère de la ligne de courant par segment de mesure. Les données utilisant cette rotation sont identifiées par $PF_{h-\tau}$. La figure 3.6 présente les angles de rotation absolus calculés par nuit de mesure. Cependant, la variabilité (faible) de direction de vent au

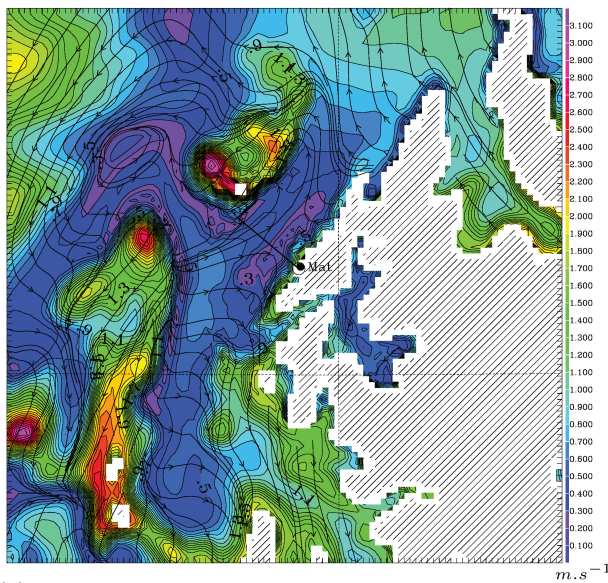


(a) Archive ECMWF interpolée sur la grille de calcul MesoNH, *DOM2*. Valeurs à altitude constante $z = 1700m$. Isovaleurs : vitesse de vent ; flèches : ligne de courant

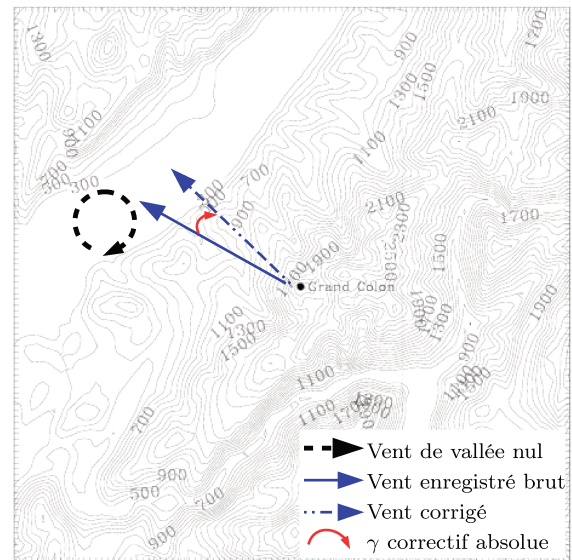


(b) Schéma explicatif de l'angle de correction γ . Déviation du catabatique par le vent du Nord : le capteur voit son angle azimutal corrigé négativement, ce qui entraîne un angle correctif positif sur les données.

FIGURE 3.7: Directions de vent le 14/11/2012 à 18h00 : tendance Nord.

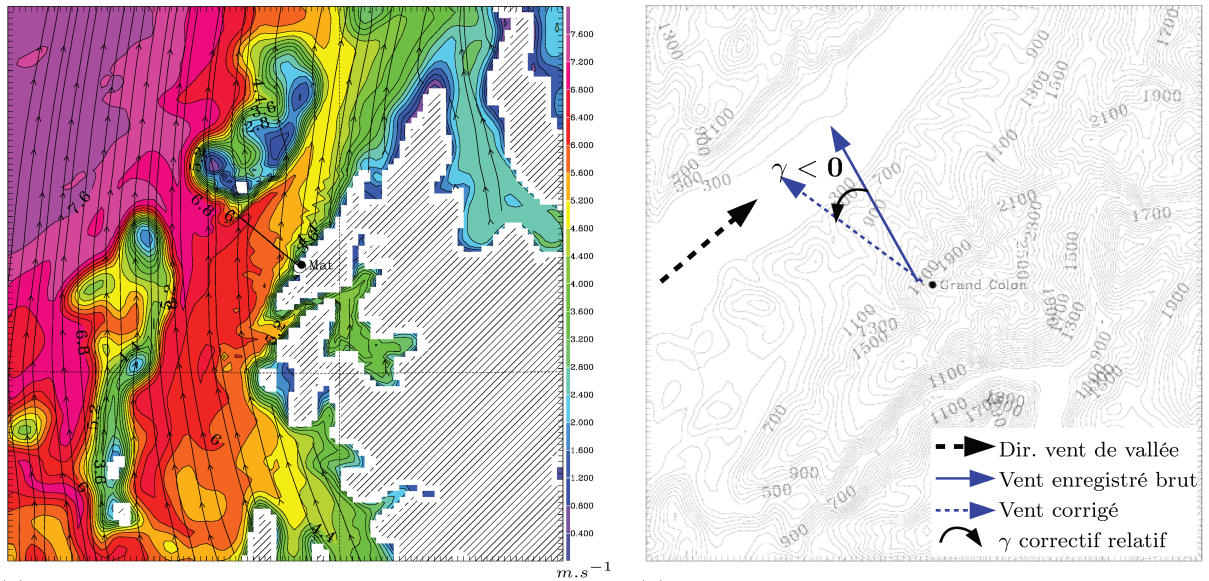


(a) Archive ECMWF interpolée sur la grille de calcul MesoNH, *DOM2*. Valeurs à altitude constante $z = 1700m$. Isovaleurs : vitesse de vent ; flèches : ligne de courant



(b) Schéma explicatif de l'angle de correction γ . L'angle mis en évidence ici est l'angle de correction azimutal absolu, correspondant à l'écart entre la ligne de pente et le capteur.

FIGURE 3.8: Directions de vent le 19/11/2012 à 18h00 : vent très faible.



(a) Archive ECMWF interpolée sur la grille de calcul MesoNH, DOM2. Valeurs à altitude constante $z = 1700m$. Isovaleurs : vitesse de vent ; flèches : ligne de courant

(b) Schéma explicatif de l'angle de correction γ . Déviation du catabatique par le vent du Sud : le capteur voit son angle azimutal corrigé positivement, ce qui entraîne un angle correctif négatif sur les données.

FIGURE 3.9: Directions de vent le 22/11/2012 à 18h00 : tendance Sud.

sein d'une nuit suggère de calculer les angles absolus de rotation individuellement par segment de mesure d'une heure. Ce choix a pour conséquence d'aligner tous les écoulements catabatiques observés, les traitant comme un unique phénomène afin de regrouper le maximum d'échantillons pour mener à bien l'ensemble des statistiques.

L'impact de ces deux temps d'intégration sur l'estimation des flux turbulents est présenté au paragraphe 3.4.4.

Pour la suite de l'analyse des données (chapitres suivants), les segments de mesure sont tous corrigés avec leurs angles de rotation absolus définis pour chaque segment de mesure. Parmi les biais pouvant être engendrés par ce traitement, nous notons les deux principaux :

- Gommage de l'éventuelle vitesse d'entraînement puisque chacun des capteurs est dans le repère de son écoulement local. Par ailleurs, les angles correctifs zénithaux de référence (de l'ordre de 10°) mettent en évidence des incertitudes sur la vitesse normale à la paroi w_n telles qu'il est impossible de conclure sur l'intensité d'une éventuelle vitesse d'entraînement du jet de paroi.
- Regroupement d'écoulements potentiellement divers en terme de statistiques si, par exemple, la turbulence de l'écoulement catabatique est de nature différente en cas de perturbation depuis le Nord ou depuis le Sud (écart de stratification, rugosité du sol, turbulence extérieure à l'écoulement, etc.)

Nous gardons à l'esprit ces biais potentiels pour conserver un regard objectif sur les analyses.

Rotation *WindSonic 2D* :

L'anémomètre sonique *2D* du niveau *2bis* ne mesure pas la composante verticale de vitesse. Par conséquent, il n'est pas possible d'appliquer la même procédure que sur les anémomètres *3D*. Une rotation azimutale est d'abord appliquée pour annuler simplement la composante transversale du vent moyen. Nous avons montré que l'estimation initiale de pente de 33.4°

n'est peut être pas la définition exacte de la pente locale. Il est donc également nécessaire de corriger l'inclinaison de l'anémomètre sonique $2D$ selon l'angle zénithal. La faible dispersion sur les angles correctifs α entre les niveau 1 et 3 atteste de la précision de l'installation. Nous alignons donc le capteur du niveau *2bis* selon un angle α défini comme la moyenne des angles correctifs α_2 et α_3 de ses voisins, respectivement supérieur et inférieur (niveaux 2 et 3), obtenus par la méthode explicitée ci-dessus et ce pour chaque segment de donnée.

Correction de l'altitude des capteurs dans le repère de la pente :

Nous venons de définir la pente locale à $\alpha_{local} = 21^\circ$ selon la ligne de courant moyenne du premier niveau de mesure durant une nuit d'écoulement catabatique pur. Dans le cadre des études de vent catabatique, il est préférable de se positionner dans le repère de la pente locale. C'est pour cette raison que les corrections d'angles sont appliquées sur chacun des segments de mesure. Dans le même objectif de se positionner dans le repère de la pente locale, il est donc nécessaire de corriger les hauteurs de capteur puisque les hauteurs définies à l'installation sont celles sur l'axe vertical z . La hauteur des capteurs dans le repère de la pente locale est donc de $z_n = z \times \cos(\alpha_{local})$. Ces nouvelles hauteurs sont détaillées dans le tableau 3.2. L'utilisation de la hauteur corrigée des capteurs est primordiale pour mener à bien les différentes études statistiques.

Enfin, ce changement de repère engendre un décalage horizontal entre chacun des niveaux. Par conséquence, un front de vitesse homogène u_n dans l'axe x_n rencontrera les capteurs non pas simultanément mais successivement en partant du niveau 4 vers le niveau 1. On définit, pour chacun des 4 niveaux, le décalage horizontal entre les capteurs comme la distance entre la projection du premier capteur rencontré (niveau 4) et la projection du capteur en question sur l'axe x_n :

$$d_{lag}(level) = z(level = 4)\sin(\alpha_{local}) - z(level)\sin(\alpha_{local}) \quad (3.9)$$

Cela se traduit par un retard temporel (*ret*) sur les signaux enregistrés. Pour chaque niveau (i), il est donc possible de rectifier la phase en considérant la vitesse moyenne d'advection selon x_n (\bar{u}) :

$$ret_i = \frac{d_i}{\bar{u}} \quad (3.10)$$

et ceci pour chacun des segments de mesure indépendants d'une heure. A titre d'exemple, pour le niveau 1 et pour une vitesse moyenne de $3m.s^{-1}$, le retard engendré par rapport au niveau 4 est de 0.68s. Ce retard n'a d'importance que pour les études de corrélation temporelle des séries de données inter-niveaux, par exemple pour analyser des structures meso-échelles s'introduisant potentiellement dans l'écoulement catabatique. Ce retard est totalement négligeable pour l'étude des profils de flux moyennés sur une heure.

TABLE 3.2: Tableau des corrections de hauteur des capteurs

Niveau	1	1bis	2	2bis	3	4
z (m)	1.07	1.7	1.9	3.3	4.26	6.76
z_n (m)	1.00	1.59	1.77	3.08	3.98	6.31
d_{lag} (m)	2.04	1.81	1.74	1.24	0.90	0

3.4.2 Sélection des données

3.4.2.1 Problématiques

Comme évoqué au chapitre 2, les observations de CLA stable intègrent inévitablement des phénomènes extérieurs à l'écoulement local étudié (*e.g.* Mahrt 1998b). Ceux-ci sont donc vus comme des perturbations externes. En zone de relief, cette problématique est largement accentuée. De manière générale, ces phénomènes extérieurs (vent de vallée, turbulence intermittente provenant de relief adjacent, jet de paroi, etc.) engendrent des instationnarités dans les séries temporelles enregistrées localement. Ceci ne permet pas l'utilisation directe des données pour obtenir des statistiques convergées des moments d'ordre 2 (ou supérieurs) voire même parfois simplement des champs moyens. Ces perturbations statistiques empêchent finalement la comparaison des observations avec les théories de loi de paroi (TSMO) qui ne les prend pas en compte. En présence de ces perturbations externes, il devient impossible de modéliser l'écoulement via un modèle analytique ou numérique n'intégrant pas l'origine de ces perturbations.

Afin d'interpréter l'écoulement local, il est donc indispensable de détecter la présence de telles perturbation. Ceci n'est pas trivial du fait du point de vue local (ponctuel) que représente les mesures en un point de l'espace. Il est donc indispensable de sélectionner les segments de données avant de les intégrer aux analyses.

Un premier filtre de sélection de données dans le cadre de l'étude des écoulements catabatiques peut simplement être la sélection par présence ou non d'un maximum de vent observé en-dessous du niveau de mesure le plus haut (ici niveau 3 à 6.31m). La figure 3.10 présente, par segment de mesure, l'altitude du maximum de vent enregistré et la valeur de ce maximum de vent. 100% des séries enregistrées présentent un maximum de vent sous le dernier point de mesure (6.31m), ce qui sélectionne la totalité des données pour l'analyse sur les catabatiques. La majorité des séries (75%) enregistre un maximum de vent au premier niveau de mesure, donc très proche de la surface. Au sens strict du terme, le maximum de vent peut donc se situer entre 0m et 1.77m. Le reste des séries présente un maximum de vent au second niveau de mesure (soit entre 1m et 3.98m). La nuit du 19/11 au 20/11, déjà sélectionnée sur les critères de perturbation de vent extérieur quasiment nul (voir paragraphe précédent et figure 3.9), présente ici une caractéristique également pertinente pour être sélectionnée en tant que référence : la hauteur du maximum de vent atteint ses plus grandes valeurs observées sur toute la campagne de mesure. Ceci permet un meilleur échantillonnage spatial de la partie inférieure du jet de paroi : deux niveaux de mesure sont alors situés sous le maximum de vent.

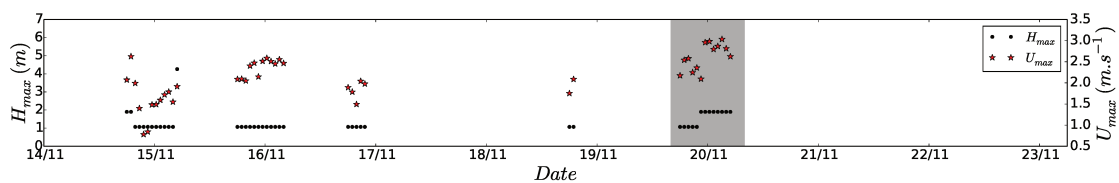


FIGURE 3.10: Hauteur et valeur du maximum de vent enregistré sur le mat sous 6.76m. Données moyennées sur 1h.

Un contrôle qualité, tel que proposé par Vickers and Mahrt 1997 et présenté au paragraphe suivant, est mis en place et utilisé pour sélectionner les données alimentant les analyses de ce travail.

3.4.2.2 Contrôle qualité

Pour répondre aux problématiques explicitées au paragraphe précédent, une méthode reconnue dans la communauté (Nadeau et al. 2012, Litt et al. 2014) est une sélection des données basée sur des critères statistiques et proposée par Vickers and Mahrt 1997. Les données hautes fréquences issues des quatre niveaux d'anémomètres soniques sont passées au filtre de la procédure de ce contrôle qualité. Cette procédure est constituée d'un ensemble de critères statistiques permettant d'identifier si un segment de données présente des spécificités le définissant comme non-conforme pour être utilisé dans certaines études comme la théorie des similitudes. Les spécificités se divisent en deux catégories : les singularités fortes, indiquant un problème de mesure (résolution temporelle ou en amplitude insuffisante, problème d'acquisition, précipitation ou particules gênant la mesure) et les singularités qualifiées de physiques (instationnarité, événement turbulent, erreur potentielle sur les flux). Les singularités fortes éliminent totalement le segment après inspection visuelle. Les singularités d'ordre physique marquent simplement les segments concernés pour les écarter de certaines études pour lesquelles ces segments ne répondent pas aux hypothèses initiales de stationnarité ou de divergence sur les flux. Les segments passés au filtre de cette procédure sont ceux utilisés pour la suite des analyses. Au delà de sélectionner les mesures sur des critères statistiques reconnus comme référence dans la littérature afin d'attester de la qualité des mesures récoltées, appliquer cette procédure sur les données issues du mat de vent de la campagne de mesure KaCoSonic représente une analyse préliminaire des données. Parmi les critères proposés par Vickers and Mahrt 1997, seuls les plus souvent concernés au sein des données traitées sont décrits.

Instationnarité du vent horizontal :

L'instationnarité de l'écoulement est la principale problématique des écoulements naturels. Ceci est accentué en région de relief où, durant des épisodes de faible forçage synoptique, la présence de variations méso-échelles perturbe aisément l'écoulement local. Le critère de sélection traitant de ces instationnarités est basé sur quatre sous-critères traitant de :

- la variation de direction de vent. Elle engendre une diminution de la norme du vent moyen. Le critère DV représente la comparaison entre la norme du vent moyen et la moyenne de la norme du vent instantané :

$$DV = \frac{\left(\langle u \rangle^2 + \langle v \rangle^2\right)^{0.5}}{\left\langle (u^2 + v^2)^{0.5} \right\rangle}. \quad (3.11)$$

Lorsque $DV < 0.9$, le segment est écarté.

- l'instationnarité relative de la composante de vitesse u . Le critère RN (pour *Relative Nonstationarity*) est défini comme :

$$RNu = \frac{\delta u}{\langle u \rangle} \quad (3.12)$$

avec δu l'écart de la tendance linéaire de vitesse entre le début et la fin du segment.

- l'instationnarité relative de la composante de vitesse v :

$$RNv = \frac{\delta v}{\langle v \rangle} \quad (3.13)$$

— l'instationnarité relative du vent horizontal :

$$RNS = \frac{(\delta u^2 + \delta v^2)^{1/2}}{\langle u \rangle} \quad (3.14)$$

Lorsque $RNu < 0.5$, $RNv < 0.5$ ou $RNS < 0.5$, le segment est considéré comme instationnaire et est écarté des analyses.

Erreurs sur l'estimation des flux :

Ce critère est d'une grande importance car les divergences de flux restent une question ouverte dans les études de couche limite atmosphérique stable. Les erreurs sur l'estimation des flux se partagent en trois types :

— L'erreur systématique : elle correspond à la sensibilité des flux calculés en fonction du temps d'intégration L . La moyenne locale d'une variable $\bar{\phi}$ est effectuée sur ce temps et permet la décomposition de Reynolds $\phi = \bar{\phi} + \phi'$. Ce temps L définit donc la plus grande échelle de mouvement incluse dans le flux turbulent alors calculé. Ici, L doit être choisi pour inclure uniquement les échelles présentant les caractéristiques de la turbulence. La figure 3.11 présente l'évolution du flux ($\langle u'w' \rangle$ ou $\langle w'\theta' \rangle$) en fonction de L pour les quatre niveaux de mesure. Ces valeurs de flux sont les valeurs moyennées pour chacune des valeurs de L sur l'ensemble des données (l'ensemble de tous les segments). Les flux sont normalisés par leur valeur calculée pour $L = 3600s$, soit la durée totale du segment. La première valeur de L , pour laquelle le flux est supérieur à 90% du flux calculé avec $L = 3600s$, correspond au temps choisi pour l'estimation des flux dans le reste des procédures de contrôle qualité. On remarque sur la figure 3.11 que le seuil 90% est atteint à des valeurs plus grandes de L pour les flux de quantité de mouvement que pour les flux de chaleur sensible. On remarque également que $L_{90\%}$ diminue en augmentant l'altitude du point de mesure. Le $L_{90\%}$ est de 30 minutes (niveau 1) à environ 2 minutes (niveau 4) pour le flux de chaleur sensible et 30 minutes pour les 4 niveaux pour le flux de quantité de mouvement. En d'autres termes, le temps d'intégration pour définir la majorité des flux turbulents est plus petit en s'écartant de la paroi et est également plus petit pour le flux de chaleur sensible. La valeur constante de $L_{90\%}$ pour la QdM est due à un manque de résolution temporelle dans la zone concernée pour l'estimation de L (voir définition de L plus loin). Nous conservons la valeur du $L_{90\%}$ basée sur le flux de chaleur sensible. Ceci car l'estimation de 90% du flux de QdM moyenné sur l'ensemble des données et estimé via un temps d'intégration temporelle fixe (pour définir la moyenne de Reynolds) est beaucoup plus aléatoire. Cet aspect est développé plus loin à l'aide d'estimation des flux via les décompositions en multi-résolution (MRD, voir paragraphe 3.4.3.2).

L'erreur systématique est finalement définie pour chacun des segments comme l'écart entre le flux moyenné estimé via $L_{90\%}$ et le flux estimé via la valeur de L supérieure (L étant défini comme : $L = R/2^n$ avec R la longueur totale d'un segment : 3600s et $n = 0, 1, 2, \dots, n$). Le critère RSE (pour *Relative Systematic flux Error*) est défini comme :

$$RSE = \frac{\langle w'\phi' \rangle_L - \langle w'\phi' \rangle_{L_{90\%}}}{\langle w'\phi' \rangle_{L_{90\%}}} \quad (3.15)$$

RSE traduit la variation résiduelle de l'estimation du flux si L est augmenté. Le segment est écarté si $RSE > 0.25$. En d'autres termes, si le flux calculé avec L augmente de plus de 25% par rapport au flux calculé avec $L_{90\%}$, le segment est écarté puisque montrant une faible qualité statistique (estimation divergente du flux).

- L'erreur aléatoire : [Vickers and Mahrt 1997](#) divise la variabilité aléatoire du flux en deux contributions : (i) F_i^* , la contribution due à la variabilité associée au positionnement temporel aléatoire des tourbillons générant du transport ("transporting eddies") ainsi que leur intensité et (ii) F_{tr} , la contribution due à la variation systématique associée aux variations plus grande échelle, sous-échantillonnées et générant ainsi une tendance de flux au sein du segment R . Afin de réduire l'erreur aléatoire sur les flux, il est nécessaire de moyenner le flux sur une longueur de segment R qui est supérieure à L . Le choix de R est donc à faire pour que le segment soit suffisamment long afin de réduire l'erreur aléatoire (convergence statistique du flux) mais suffisamment court pour ne pas inclure d'instationnarités associées aux variabilités meso-échelles. Le flux est alors décomposé en :

$$F_i = \langle F_i \rangle + F_{tr} + F_i^* \quad (3.16)$$

l'indice i indiquant le i^{eme} sous-segment de longueur L au sein de R , $\langle F_i \rangle$ est le flux moyenné sur R , F_{tr} est la tendance linéaire de $F_i - \langle F_i \rangle$ et F_i^* correspond à la déviation par rapport à la tendance linéaire. L'erreur dans l'estimation du flux due à l'erreur aléatoire est quantifiée via le calcul de RFE (pour *Relative Flux Error*) pour chaque segment :

$$RFE = \frac{\sigma_{F^*}}{|\langle F_i \rangle| N^{1/2}} \quad (3.17)$$

avec σ_{F^*} l'écart type de F_i^* et N est le nombre total de sous-segments L au sein de R . L'erreur dans l'estimation du flux due cette fois aux variabilités meso-échelles (RN pour *Relative Nonstationarity*) est calculée à partir de la tendance linéaire F_{tr} :

$$RN = \frac{\sigma_{F_{tr}}}{|\langle F_i \rangle| N^{1/2}} \quad (3.18)$$

- Les événements ou macro perturbations turbulentes : une instationnarité locale forte sur les flux engendre une erreur dans son estimation. [Vickers and Mahrt 1997](#) définissent un *event* comme l'amplitude d'une instationnarité locale :

$$event = \frac{\max(F_i)}{|\langle F_i \rangle|}. \quad (3.19)$$

Si $event > 3$, le segment est écarté des analyses.

La figure 3.12 présente, pour le niveau 1, les identifications de chaque segment par chacun des critères les plus fréquemment validés afin d'écarter les données non conformes. On remarque que les segments valides sont clairsemés sur l'ensemble de la campagne de mesure. Comme mentionné dans [Vickers and Mahrt 1997](#), les conditions stables en relief complexe et avec faible forçage large-échelle sont les conditions présentant le plus d'anomalies statistiques dans les données. Le tableau 3.3 synthétise l'ensemble des analyses des segments en indiquant le pourcentage de segments identifiés pour différents critères, et ce pour chaque niveau de mesure. La tendance globale est à l'augmentation du nombre de segments écartés en s'éloignant de la paroi : l'écoulement est davantage perturbé en s'éloignant de la surface. L'ensemble des erreurs d'estimation des flux (RSE , RFE , RN et $event$) est plus souvent rencontré sur le flux de quantité de mouvement, traduisant un comportement statistique moins stable que le flux de chaleur sensible.

Le pourcentage de segments écartés par le critère d'erreur relative systématique sur l'estimation des flux (RSE) ne montre pas d'évolution franche en fonction du niveau de mesure pour le flux de quantité de mouvement. Ce constat est également visible sur la figure 3.11, où le flux de quantité de mouvement nécessite un L long (de l'ordre de 30 minutes) pour

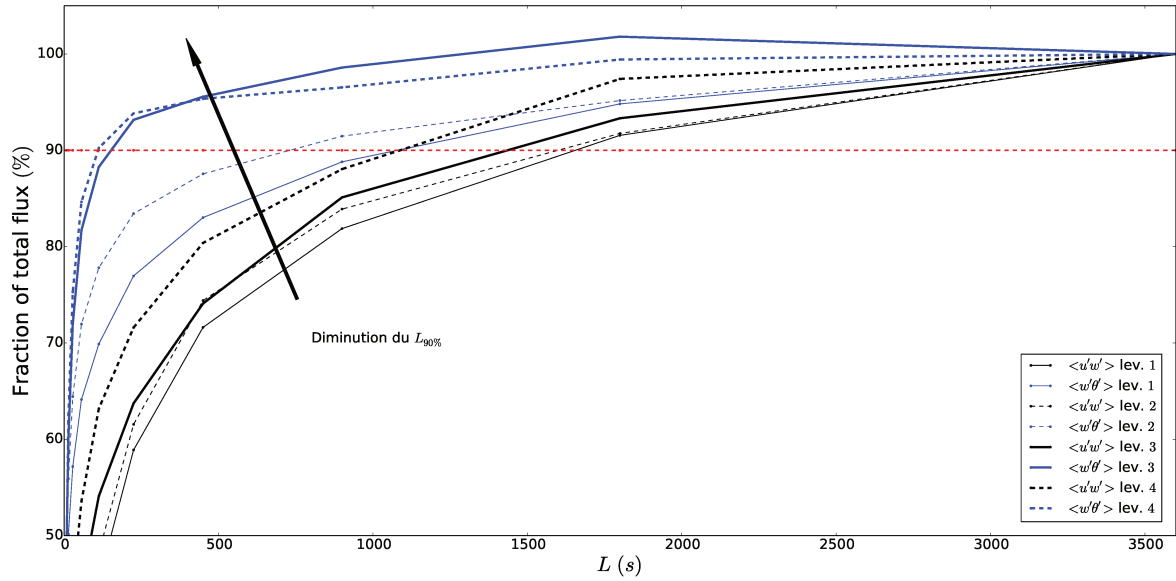


FIGURE 3.11: Fraction du flux total (calculée pour $L = 3600s$) en fonction de L . La flèche montre la tendance de L (diminution) lorsque l'altitude du niveau de mesure augmente et lorsque L est estimé sur le flux de quantité de mouvement ou sur le flux de chaleur.

dépasser les 90% du flux calculé avec $L = 1h$. En effet les quatre courbes du flux de quantité de mouvement ont une tendance asymptotique bien plus faible que les courbes de flux de chaleur sensible. Ceci traduit une répartition moins ciblée des échelles contributives du flux pour le flux de quantité de mouvement. En revanche, le RSE pour le flux de chaleur sensible présente une tendance à la diminution en augmentant le niveau de mesure. Ceci indique une

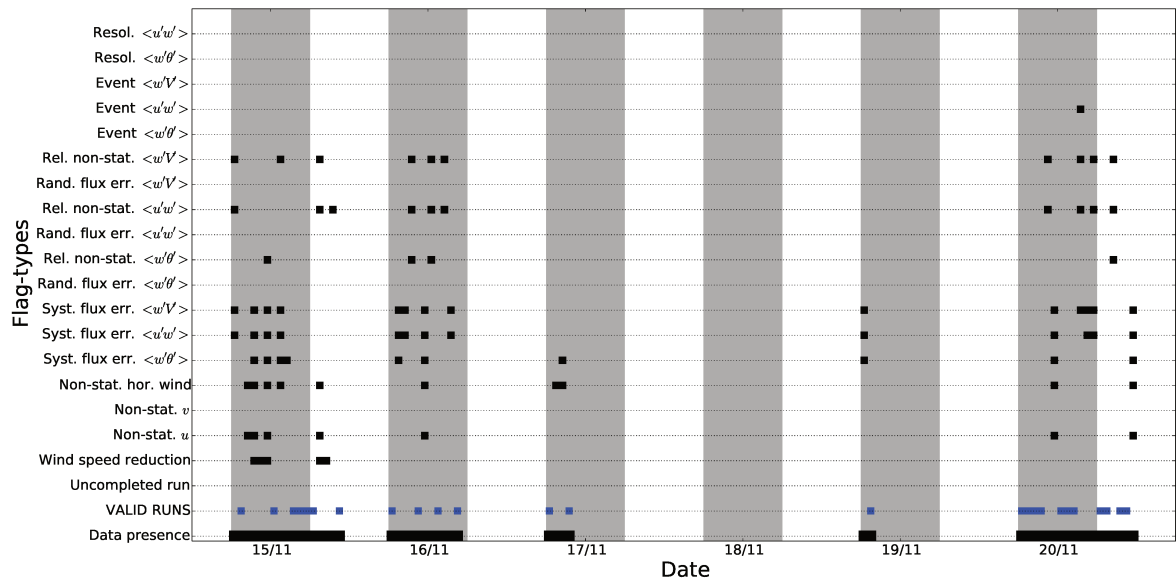


FIGURE 3.12: Détails des critères de non-sélection de segments pour le niveau 1 (1.0m). Lorsque le segment répond à la caractéristique, un point est positionné et ce segment est écarté des analyses classiques. La ligne *VALID RUNS* identifie les segments passant la totalité des filtres de contrôle-qualité. Les zones grisées correspondent aux nuits, de 18h à 06h. La variable V représente le vent horizontal.

TABLE 3.3: Pourcentage des segments identifiés comme contenant des défauts statistiques. Détails des identifications pour les erreurs d'estimation de flux et d'instationnarité sur le vecteur vent (voir texte).

		Lev. 1 1.07m			Lev. 2 1.9m			Lev. 3 4.26m			Lev. 4 6.76m		
		Day	Night	All	Day	Night	All	Day	Night	All	Day	Night	All
$\langle w'V' \rangle^{\wedge}$	RSE	9	32	27	0	24	19	18	24	23	49	24	35
	RFE, RN	45	27	31	0	22	17	0	2	2	48	11	28
	event	0	0	0	0	12	10	82	46	54	52	19	34
$\langle w'T' \rangle^{\wedge}$	RSE	9	22	19	0	2	2	0	2	2	14	9	11
	RFE, RN	9	12	12	0	0	0	0	0	0	34	32	33
	event	0	0	0	0	0	0	0	0	0	30	20	25
RNS		18	20	19	27	27	27	45	41	42	85	66	75
ALL		55	56	56	45	54	52	100	68	75	95	85	89

plus forte concentration des échelles contributives du flux de chaleur sensible (asymptote forte figure 3.11).

Le pourcentage des segments écartés par le critère d'erreur aléatoire sur le flux de quantité de mouvement (*RFE* et *RN*) présente une légère diminution en élevant le niveau de mesure (de 31% au niveau 1 à 2% au niveau 3) avant d'augmenter de nouveau au point le plus haut (28% au niveau 4). Le pourcentage assez élevé au premier niveau de mesure s'explique par des valeurs de flux assez faibles, facilitant les fortes fluctuations relatives de flux.

Le nombre d'événements sur le flux de quantité de mouvement passe de 0 à 34% entre le premier et le dernier niveau du mat pour (de 0 à 25% pour le flux de chaleur sensible). Les niveaux de mesure situés sous le maximum de vent (niveau 1 et 2) semblent protégés des inclusions de structures turbulentes parasites provenant de la couche externe. Ce phénomène peut être expliqué par la stabilité fortement accentuée en paroi et par le découplage créé par le vent catabatique entre la couche de paroi et la couche externe. Au niveau 3, aucune inclusion de structure turbulente ne semble générer d'événement sur le flux de chaleur sensible alors qu'au même niveau, plus de la moitié des segments présentent des événements sur le flux de quantité de mouvement. Il est probable que les événements détectés au niveau 3 soient associés à la variation de la hauteur du maximum de vent autour du niveau de mesure puisque le niveau 3 est majoritairement situé dans cette zone.

Sur l'ensemble de la campagne de mesure, seuls 19 segments individuels d'1h passent l'ensemble des filtres du contrôle qualité de nuit pour le niveau 1 (25 en tout), 19 pour le niveau 2 (25 en tout), 13 pour le niveau 3 (13 en tout) et 13 pour le niveau 4 (17 en tout).

Finalement se pose la question de la pertinence de l'application du contrôle-qualité de [Vickers and Mahrt 1997](#) pour chacun des niveaux de mesure. Il faut rappeler que cette procédure est développée pour sélectionner, sur différents critères, les segments de données statistiquement convergés dans l'objectif de les comparer à des théories analytiques (la TSMO dans le cas de [Vickers and Mahrt 1997](#)). Les seuils fixés pour les différents critères rendent la sélection de donnée exigeante sur la qualité statistique des segments. Il n'est donc pas surprenant que les niveaux les plus élevés soient souvent écartés par ces critères. Dans les chapitres suivants, nous allons analyser l'écoulement catabatique observé. Une reconstitution des statistiques basée uniquement sur les segments sélectionnés (indépendamment des niveaux de mesure) décorrèle totalement l'écoulement catabatique sur sa verticale. Nous faisons donc le choix de

baser la sélection des données uniquement sur le contrôle qualité du niveau 1. Les données enregistrées à ce niveau sont par ailleurs les données théoriquement les plus comparables aux données des études utilisant un tel contrôle qualité (puisque potentiellement dans la couche de surface). La figure 3.13 matérialise les profils conservés pour les analyses en se basant sur la sélection du premier niveau de mesure. On remarque que les sélections entre le niveau 1 et 2 sont souvent en accord alors que les niveaux situés au-dessus du maximum de vent (3 et 4) concordent aléatoirement avec les profils sélectionnés. En accord avec le nombre de segments sélectionnés pour le niveau 1, il reste donc 19 profils indépendants (de nuit) pour les analyses à venir.

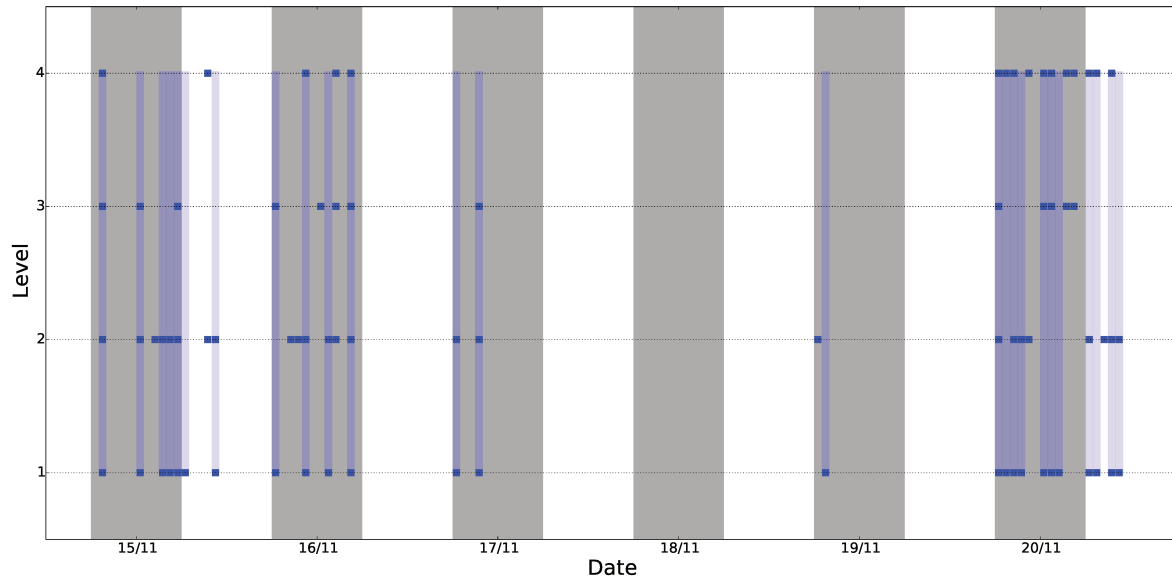


FIGURE 3.13: Points bleus : identification des segments passant la totalité des filtres de contrôle qualité pour les quatre niveaux de mesure. Les lignes bleu clair représentent les profils constitués des quatre niveaux de mesure en se basant sur la sélection du premier niveau. Les zones grisées correspondent aux nuits, de 18h à 6h.

3.4.3 Analyses spectrales

3.4.3.1 Analyses de Fourier

Nous analysons les spectres de Fourier (S_u , S_v , S_w) des différentes composantes de vitesses (u , v , w). Les cospectres (C_{uw} et $C_w\theta$) de u et w (correspondant au flux de quantité de mouvement) et de w et θ (correspondant au flux de chaleur sensible) sont également analysés (e.g. Kaimal and Finnigan 1994). Un algorithme de transformée de Fourier rapide (FFT , basé sur une méthode de transformée de Fourier discrète) est principalement utilisé pour calculer les spectres et cospectres. Le nombre d'échantillons utilisés pour chaque transformée de Fourier est indiqué par la variable $nfft$. Un exemple de spectre est présenté en figure 3.14 (courbe gris clair avec $nfft = 2^{16}$ échantillons correspondant à l'ordre de grandeur de la longueur d'un segment de 1h échantillonné à 20Hz). Afin de lisser les spectres de manière homogène sur la bande fréquence analysée, nous utilisons deux méthodes :

- Moyennage par bande de fréquences : *Block averaging* sur la figure 3.14. Le spectre est moyenné en bandes fréquences indépendantes (pas de recouvrement) espacée logarithmiquement à intervalle régulier. Cette méthode de lissage est effectuée en post-traitement pour permettre une meilleure lecture des spectres.

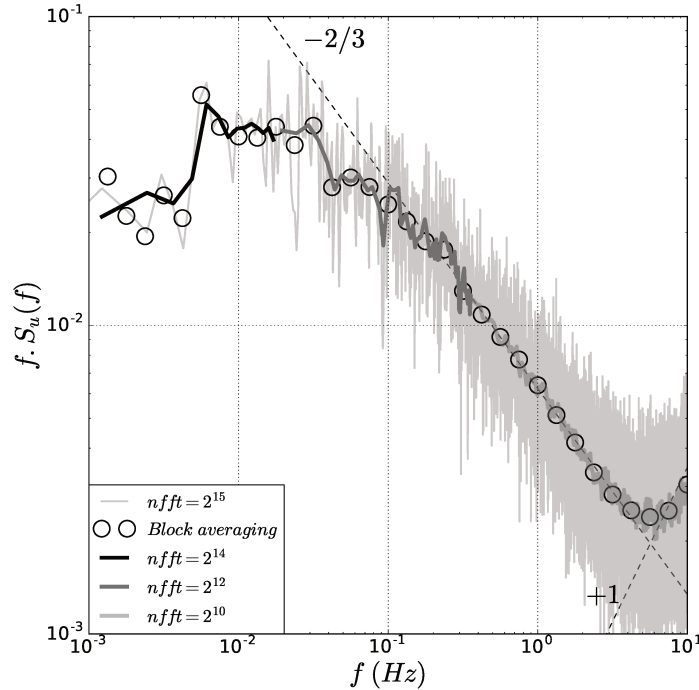


FIGURE 3.14: S_u au niveau 3 de mesure, le 19 novembre entre 21h et 23h. Exemple de spectre pour les différentes méthodes de lissages utilisées.

- Reconstitution par méthode de lissage de [Welch 1967](#) : $nfft = 2^{n < 16}$ sur la figure 3.14. Cette méthode consiste à calculer une estimation de densité spectrale en divisant les données en sous-segments se recouvrant, en calculant les différents spectres sur ces sous-segments et en moyennant finalement ces spectres. Cette méthode de lissage est répétée trois fois pour lisser convenablement toute la bande de fréquences analysée. Les longueurs des sous-segments sont de $nfft = 2^{14}$ pour représenter les basses fréquences (les fréquences $f < 2 \times 10^{-2} Hz$ de ces spectres ne sont pas montrées), $nfft = 2^{12}$ pour représenter les fréquences intermédiaires (les fréquences $f < 4 \times 10^{-1} Hz$ de ces spectres ne sont pas montrées) et enfin $nfft = 2^{10}$ pour représenter les hautes fréquences. Le spectre ainsi reconstitué permet de représenter les contributions de chaque fréquence de manière homogène sur toute la bande de fréquences étudiée.

Ces méthodes de lissage permettent notamment de définir précisément les pentes caractéristiques comme par exemple la pente de $f.S_u$ en $f^{-2/3}$ représentée sur la figure 3.14 matérialisant la zone inertielle de la turbulence.

Les cospectres sont lissés de la même manière. Les spectres et cospectres sont analysés au chapitre 5.

À l'extrémité haute fréquence des spectres, on observe un surplus d'énergie. Trois raisons peuvent expliquer ce phénomène :

- Bruit (blanc) : aux faibles niveaux d'énergie enregistrée, le signal issu d'un système capteur-acquisition peut présenter du bruit. Sur les spectres d'énergie (pour $S * f$), un bruit blanc a une signature identifiée par une pente en f^{+1} .
- Repliement spectral : si de l'énergie est présente au-dessus de $40 Hz$ (deux fois la fréquence d'acquisition), un repliement spectral peut être observé.
- Erreurs sporadiques (*Spikes*) dues à des éventuels problèmes de communication entre le capteur et le système d'acquisition (*e.g.* [Kaimal and Finnigan 1994](#)).

Comme visible sur la figure 3.14, la pente du surplus d'énergie semble légèrement plus faible qu'une pente en f^{+1} . L'hypothèse de la présence d'erreurs sporadiques pour expliquer ce surplus d'énergie est également rejetée puisque ces erreurs ont été retranchées des données. Nous attribuons donc ce surplus d'énergie à un repliement spectral. Il n'est pas possible de le corriger sans impacter le reste du spectre, notamment dans la zone inertielle voisine de la zone du repliement spectral. Smeets et al. 1999 indiquent la présence de repliement spectral avec des capteurs similaires à ceux de notre étude pour justifier le surplus d'énergie et ne le corrigent pas. Nous conservons à l'esprit que ce repliement spectral peut avoir un impact sur l'estimation des pentes dans la zones inertielle.

Les spectres en fréquence présentent généralement différentes zones caractéristiques. La zone la plus aisément identifiable est la zone inertielle (Kolmogorov 1941), caractérisée par une pente en $f^{-5/3}$ sur les spectres d'énergie. La théorie de Kolmogorov indique l'existence d'une zone inertielle séparant la zone contenant l'énergie de la zone dissipative dans les spectres ($S_u(f) = \alpha_1 \epsilon^{2/3} f^{-5/3}$, avec α_1 la constante de Kolmogorov située entre 0.5 et 0.6). La théorie suggère que la turbulence soit isotrope dans cette zone du spectre. Le développement analytique montre qu'une turbulence isotrope est identifiée si les spectres des différentes composantes de vitesses répondent (pour une fréquence f_1 donnée) à :

$$S_v(f_1) = S_w(f_1) = \frac{4}{3} S_u(f_1). \quad (3.20)$$

Pour la suite des analyses spectrales, nous décomposons les spectres en trois zones caractéristiques : la zone des basses fréquences ($f \lesssim 10^{-2} Hz$, généralement la zone où s'expriment les instationnarités), la zone de fréquences intermédiaires ($10^{-2} Hz \lesssim f \lesssim 8.10^{-2} Hz$ à $6.10^{-1} Hz$, montrant généralement la fréquence d'injection locale d'énergie en proche paroi) et la zone des hautes fréquences (intégrant la zone inertielle).

Par la mise en évidence de pentes caractéristiques sur les spectres, il est possible d'identifier la turbulence localement. Par exemple, en se basant sur les caractéristiques spectrales, Drobinski et al. 2004 proposent une décomposition de la couche de surface (dans le cas d'atmosphère quasi-neutre) en deux sous-couches :

- l'ESL (pour *Eddy Surface Layer* et en référence à Hunt and Carlotti 2001). Il s'agit de la sous-couche la plus proche de la surface et où le phénomène de blocage est le mécanisme prédominant. Le processus de génération de tourbillons à lieu au-dessus (dans la Shear Surface Layer, voir plus bas) et ces structures turbulentes viennent rencontrer le sol en traversant l'ESL. La RDT indique que la turbulence est déformée par la surface et définit les spectres aux fréquences intermédiaires comme ayant une pente en f^{-1} pour les composantes u et v et une pente en 0 pour la composante w (soit des pentes en f^0 pour $f.S_u$ et $f.S_v$ et en f^{+1} pour $f.S_w$). Il peut paraître surprenant que, dans une zone d'aussi fort gradient de vitesse, le cisaillement ne soit pas le mécanisme prépondérant de génération de turbulence. Drobinski et al. 2004 explique, qu'au travers de la RDT, le phénomène de blocage par la surface est un phénomène instantané (mathématiquement dirigé par une équation elliptique) alors que le cisaillement est un phénomène beaucoup plus lent (mathématiquement dirigé par une équation hyperbolique). Cette différence rend dominant le phénomène de blocage au sein d'une telle couche.
- la SSL (pour *Shear Surface Layer*) où le cisaillement local devient le mécanisme prédominant de génération de turbulence. C'est également ce mécanisme qui affecte l'isotropie de la turbulence dans cette zone (voir Yaglom 1991). L'analyse dimensionnelle (RDT) indique qu'aux nombres d'onde (fréquences) intermédiaires, les spectres de toutes les composantes de vitesse montrent une pente en f^{-1} (spectres plats dans le cas des densités spectrales d'énergie $f.S$).

3.4.3.2 Décomposition multi-résolution des flux (MRD)

Problématique :

La large gamme d'échelles en interaction dans les écoulements atmosphériques rend délicate l'interprétation des mesures de la turbulence. Pour mener des analyses précises sur les statistiques, il est indispensable de définir précisément la turbulence étudiée, c'est à dire au sens de la décomposition de Reynolds, quantifier le temps d'intégration τ permettant de définir la contribution du champ moyen $\bar{\phi}$ menant à isoler le terme fluctuant ϕ' d'une variable ϕ dans :

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' \quad (3.21)$$

Il y a là une compétition entre la nécessité d'intégrer la totalité de la turbulence et le besoin de stationnarité dans le champ turbulent afin d'en obtenir des statistiques suffisamment convergées pour être représentatives de la physique observée. Intégrer la totalité de la turbulence amène à choisir un temps d'intégration long pour définir le champ moyen $\bar{\phi}$. Ceci conduit à obtenir un champ turbulent ϕ' intégrant potentiellement des variations sous-échantillonnées (structures turbulentes de grandes échelles, turbulence intermittente). Ces instationnarités polluent donc les statistiques turbulentes et contribuent aux imprécisions sur les estimations de flux turbulent (voir par exemple les critères de contrôle qualité au paragraphe 3.4.2.2). A l'inverse, imposer un temps d'intégration court pour définir le champ moyen permet de faire converger rapidement les statistiques turbulentes (les échelles contenues dans ϕ' sont alors toutes suffisamment répétées pour faire converger les statistiques) mais retranche une partie des contributions turbulentes et fausse ainsi les estimations de flux.

Gap spectral :

D'un point de vue théorique, chacune des échelles spécifiques des mouvements atmosphériques a une contribution bien définie dans le spectre d'énergie global de l'atmosphère (figure 3.15). A chaque pic correspond une échelle temporelle associée aux différentes fluctuations : cycle saisonnier, perturbation atmosphérique, cycle diurne (regroupés en échelles synoptiques), jusqu'aux perturbations des échelles turbulentes. Les échelles de turbulence sont, en théorie, séparées des échelles supérieures par une zone de faible énergie : le gap spectral. Si ce gap

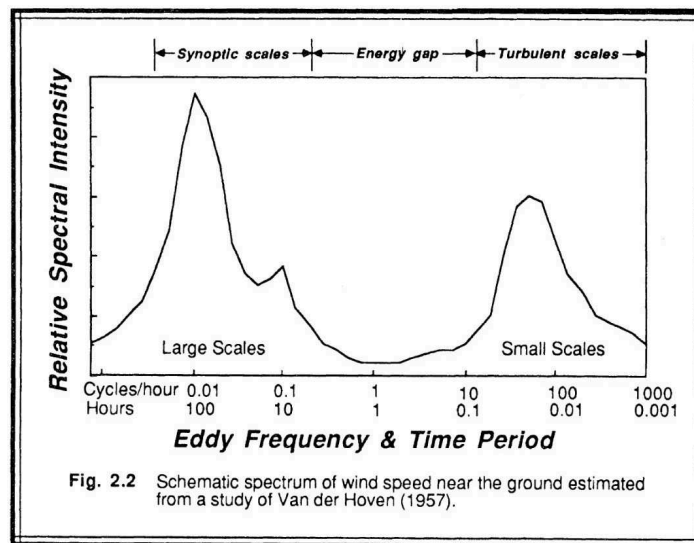


FIGURE 3.15: Spectre théorique d'énergie dans l'atmosphère et représentation schématique du gap spectral (extrait de [Stull 1988](#))

spectral est bien défini, alors le temps d'intégration pour définir la moyenne de Reynolds peut être fixé pour établir la séparation d'échelle dans la zone de moindre énergie. Dans la réalité, le gap spectral est rarement aussi bien défini. Des perturbations intermédiaires sont souvent présentes pour diverses raisons (convection, structures tourbillonnaires générées par des obstacles, instabilités dynamiques). Dans le cas de météorologie de montagne, ces perturbations intermédiaires ont toutes les raisons d'exister et rendent ce gap spectral moins lisible, voire absent. De plus, dans le cas d'atmosphère stable, la turbulence tend à être atténuée et les niveaux d'énergies engendrés localement sont donc faibles. Ceci amoindrit le pic d'énergie correspondant à la turbulence locale et tend ainsi à augmenter la contribution relative des perturbations extérieures (*e.g.* [Stull 1988](#) ou [Mahrt 1998a](#)).

Principe de la MRD :

En l'absence de gap spectral clairement identifié, il est problématique de définir un temps d'intégration pour décrire la turbulence. La décomposition de flux en multi-résolution (MRD pour *Multi-Resolution Decomposition*) est une méthode alternative aux analyses de Fourier pour déterminer la dépendance en échelle de la turbulence ([Vickers and Mahrt 2003](#)). La principale différence entre ces deux outils d'analyse réside dans le fait que l'un est basé sur la périodicité des fluctuations (analyse de Fourier) alors que l'autre est basé sur l'échelle des fluctuations (MRD). Les fluctuations considérées peuvent être temporelles et/ou spatiales. Ici, nous travaillons avec les variations temporelles. Dans le cadre d'écoulement atmosphérique stable en zone de montagne, la périodicité des fluctuations n'est pas forcément assurée à toutes les échelles (turbulence intermittente) et l'utilisation d'une analyse MRD prend donc tout son sens. L'objectif de la méthode est donc d'estimer les flux en s'affranchissant des contaminations par les méso-échelles. De plus, les MRD respectent le moyennage de Reynolds à toutes les échelles de l'écoulement contrairement à Fourier ([Howell and Mahrt 1997](#), [Vickers and Mahrt 2003](#)). Ceci permet de maîtriser ce que contiennent les flux utilisés dans la suite des analyses. Dans le cadre de la théorie des similitudes, il semble indispensable d'utiliser cet outil de séparation d'échelle puisqu'il est question de relier le cisaillement de vent et la stratification en température aux flux turbulents et non aux flux liés aux méso-échelles. Inclure des flux méso-échelles entrave donc, par définition, l'applicabilité de la théorie des similitudes. Plus généralement, l'objectif est de caractériser la turbulence locale afin de tester ou de proposer des paramétrisations pour la représenter. Il est donc indispensable de ne pas prendre en compte les contributions aléatoires et non-locales.

L'analyse des séries temporelles en décomposition multi-résolutions divise les segments de données en moyennes sur différents temps successifs et correspond à la décomposition orthogonale la plus simple ([Vickers and Mahrt 2005](#)). Ce principe est schématisé en figure 3.16. Considérons une série temporelle w_i (avec $i = 1, 2, \dots, 2^M$ points), avec $M = 16$ pour représenter un segment de mesure d'une heure à 20Hz. Le mode d'ordre le plus bas (représentant les plus larges échelles) correspond à la simple moyenne sur le segment complet (3.16.a). Ce mode est retranché aux données et il reste alors la série résiduelle $wr_i(m = M - 1)$. Le mode suivant correspond aux moyennes des deux demi-segments de $wr_i(m = M - 1)$ (3.16.b), qui sont, à leur tour, retranchées aux données et il reste $wr_i(m = M - 2)$. Le troisième mode correspond aux moyennes des quatre sous-segments et ainsi de suite. Pour une échelle donnée m , les sous-segments moyennés sur 2^m points sont référencés par l'indice $n = 1, 2, \dots, 2^{M-m}$, avec n indiquant la position du sous-segment dans le segment. La moyenne du n^{eme} sous-segment à l'échelle m est donc définie comme :

$$\bar{w}_n(m) = \frac{1}{2^m} \sum_{i=1}^J wr_i(m) \quad (3.22)$$

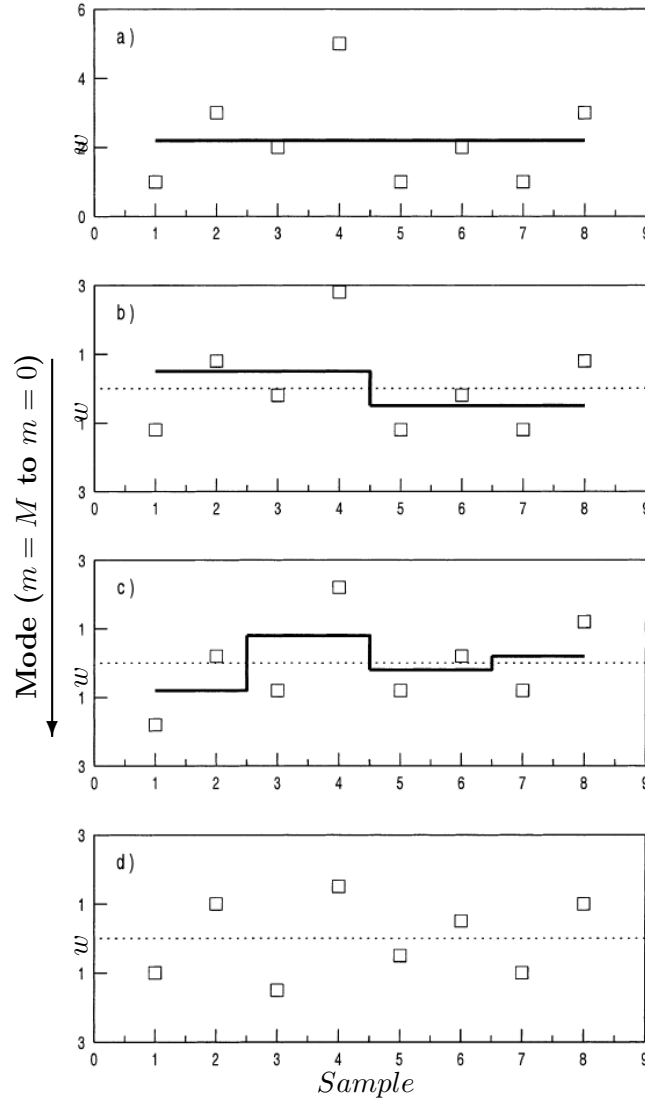


FIGURE 3.16: Adapté de [Vickers and Mahrt 2003](#) : schéma des différentes étapes de la décomposition multi-résolutions. Exemple pour une série simplifiée de vitesse verticale w .

"□" : séries résiduelles wr_i ; - : moyenne des sous-segments $\bar{w}_n(m)$

avec $I = (n-1)2^m + 1$ et $J = n2^m$. Avec cette notation, le mode d'ordre le plus bas (échelles les plus larges) correspond à $m = M$ (et on retrouve $wr_i(m = M) = w_i$) et l'ordre le plus élevé correspond à $m = 0$ (plus petites échelles). Puisque la moyenne sur le segment des moyennes des sous-segments est nulle, les cospectres multi-résolus correspondent au second moment des moyennes des sous-segments :

$$D_{w\phi}(m+1) = \frac{1}{2^{M-m}} \sum_{n=1}^{2^{M-m}} \bar{w}_n(m) \bar{\phi}_n(m) \quad (3.23)$$

avec ϕ une autre variable décomposée de la même manière que w .

Pour une échelle de temps τ (correspondant à l'échelle moyenne $m = P$), le flux correspondant est donc la somme des modes depuis l'échelle la plus petite résolue (échantillonnage,

$m = 1$) jusqu'à l'échelle τ ($m = P$) :

$$\sum_{m=1}^P D_{w\phi}(m) = \left\langle (w - \bar{w}^P) (\phi - \bar{\phi}^P) \right\rangle \quad (3.24)$$

et correspond exactement à un flux classiquement calculé avec une moyenne locale sur 2^P points matérialisé par l'opérateur $\bar{\phi}^P$ (Vickers and Mahrt 2003). Ce point est extrêmement important pour la suite des analyses puisque les flux seront estimés par cette méthode. Notons que si $P = M$ on retrouve le flux calculé sur une moyenne de Reynolds standard (calculée sur la longueur de l'échantillon).

Ainsi, un cospectre en décomposition multi-résolue représente la dépendance des flux turbulents à l'échelle de temps considérée. Le cospectre d'un segment de donnée (voir par exemple une courbe grise du premier graphique de la figure 3.17) représente la contribution, dans les flux, des événements de durée correspondant au temps de moyennage considéré. De la gauche vers la droite, le cospectre montre les contributions des échelles temporelles dans l'ordre croissant (l'échelle temporelle est doublée à chaque point). On peut ainsi définir une échelle de contribution maximale dans le flux que l'on nommera "pic de turbulence" et une échelle correspondant à la première contribution nulle ou opposée (en augmentant progressivement d'échelle) qui sera alors identifiée comme le gap spectral. L'échelle du gap spectral peut donc être définie de manière individuelle pour chaque segment de mesure (chaque courbe grise sur les figures 3.17 et 3.18). L'utilisation de la MRD affine l'estimation des flux par rapport à l'estimation classiquement faite en utilisant un temps constant - plus ou moins arbitraire - d'intégration temporelle. Nous analysons les segments de manière détaillée dans le chapitre suivant. Ici, nous nous intéressons principalement à la valeur moyenne des cospectres ainsi qu'à leur écart-type. Si les estimations de flux MRD définissent les échelles de la turbulence propres à chaque segment de mesure (équivalent à un temps de moyennage individuel), il peut être intéressant de définir un temps d'intégration moyen caractéristique de l'ensemble des données. Pour définir un temps d'intégration moyen par niveau de mesure, nous utilisons l'écart-type entre les différents cospectres des segments de mesure sélectionnés par le contrôle qualité (barres d'erreur en noir sur les figures 3.17 et 3.18). Nous choisissons comme critère objectif le fait que, lorsque la barre de dispersion croise l'ordonnée zéro pour la première fois au-dessus (en temps) du pic de turbulence, alors il y a une contribution potentiellement opposée aux flux moyens. Cette contribution parasite provient de la plus petite échelle de temps qu'il faut justement exclure pour minimiser l'estimation des flux. Cette échelle de temps correspond donc au gap spectral ou plus généralement à la séparation temporelle entre la turbulence et les perturbations externes. Il y a deux explications à ces contributions opposées :

- soit cette échelle est déjà au-delà du gap spectral. C'est donc l'échelle directement inférieure qui est fixée comme échelle temporelle définissant le gap spectral moyen ;
- soit le gap spectral n'existe pas (non visible). La MRD permet tout de même de quantifier l'échelle de séparation entre la turbulence et les perturbations externes en pointant l'échelle au-delà de laquelle des contributions opposées peuvent être présentes.

Dans les deux cas, l'échelle de temps choisie est caractéristique de l'ensemble de la série de données.

Application aux données :

Les figures 3.17 et 3.18 montrent les décompositions de flux en multi-résolutions pour la quantité de mouvement et pour la chaleur sensible aux quatre niveaux de mesure. Les cospectres de flux MRD sont présentés individuellement pour chaque segment sélectionné

(courbes grises continues) et pour l'ensemble des données via les cospectres composés (courbes noires en tiretés). Les cospectres composés correspondent aux moyennes par échelle de temps des cospectres des segments individuels et les barres d'erreur représentent les écarts-types inter-segment.

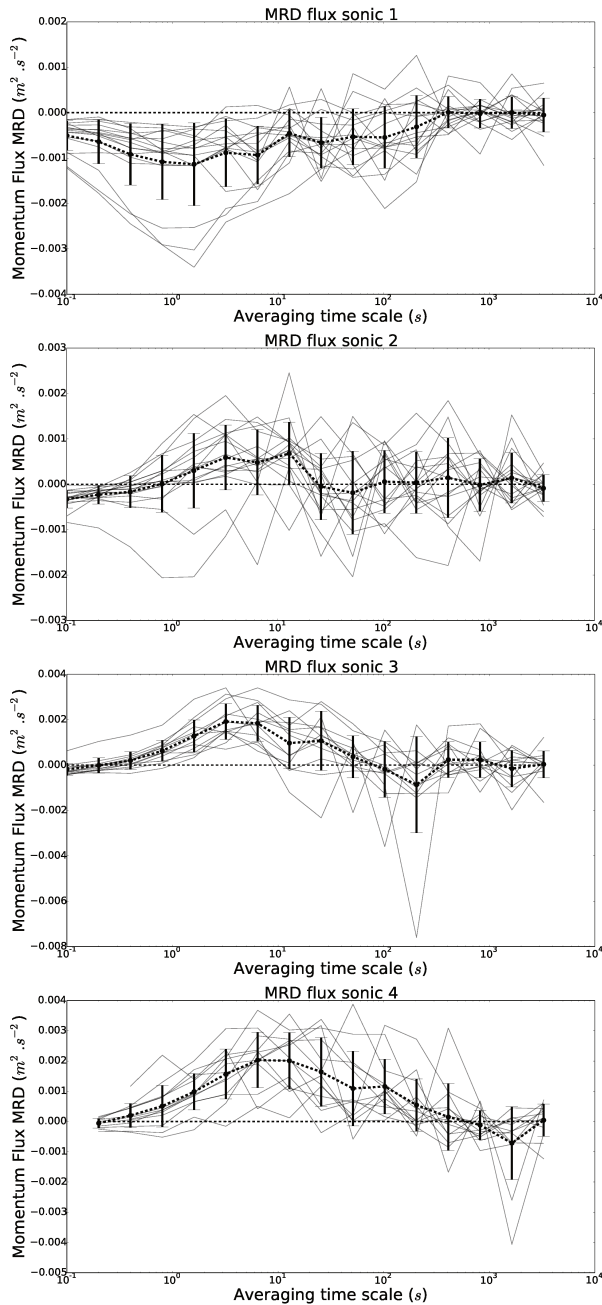


FIGURE 3.17: MRD du flux de quantité de mouvement aux niveaux 1, 2, 3 et 4. Chaque courbe représente un segment de 1h sélectionné via la procédure de contrôle qualité (paragraphe 3.4.2.2). Courbe en pointillés et barres d'erreur : moyenne et dispersion des flux MRD (MRD composée).

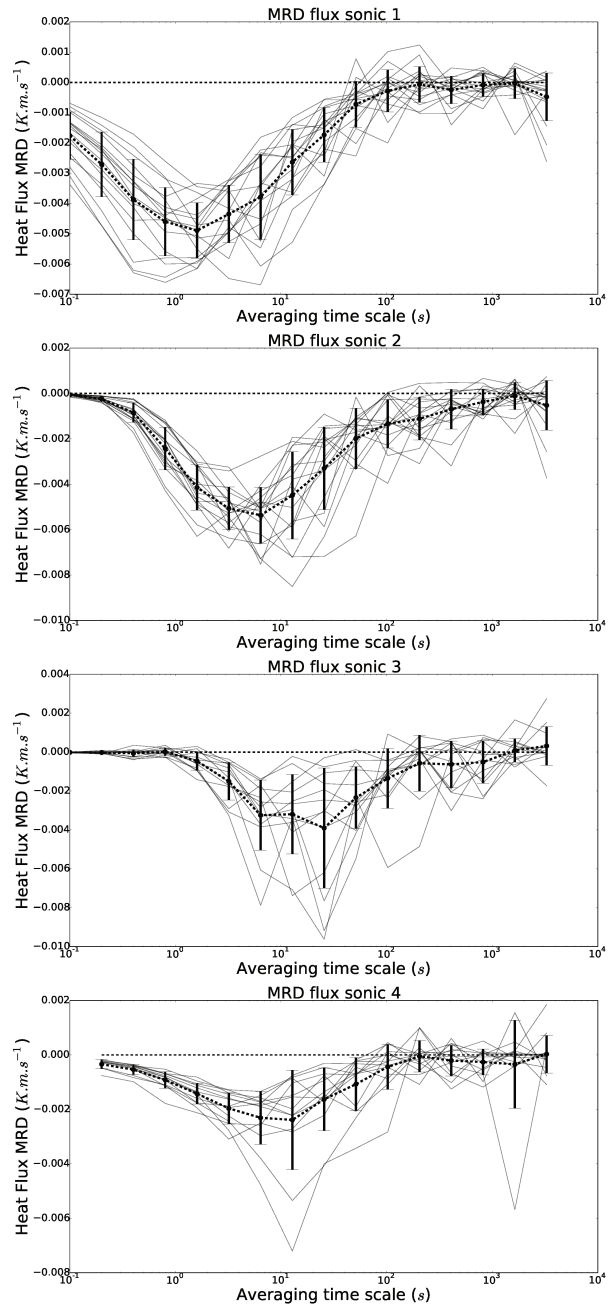


FIGURE 3.18: MRD du flux de chaleur sensible aux niveaux 1, 2, 3 et 4. Chaque courbe représente un segment de 1h sélectionné via la procédure de contrôle qualité (paragraphe 3.4.2.2). Courbe en pointillés et barres d'erreur : moyenne et dispersion des flux MRD (MRD composée).

On observe, pour les deux types de flux et sur les quatre niveaux de mesure, un comportement standard des cospectres MRD (sauf le flux de quantité de mouvement au second niveau) : les plus petites échelles montrent un comportement plutôt organisé et une tendance homogène du signe de leur contribution dans le flux et les plus grandes échelles présentent des contributions proches de zéro en moyenne ainsi qu'une variabilité relative très importante. Le pic de turbulence, matérialisé par l'amplitude maximale de chaque cospectre composé, varie suivant la hauteur de mesure. Le pic de turbulence moyen tend à augmenter avec l'altitude du niveau de mesure, passant de 1.6s à 6.4s pour le flux de quantité de mouvement et de 1.6s à 12.8s pour le flux de chaleur sensible (voir tableau 3.4). Le gap spectral montre également une variabilité selon la hauteur de mesure.

Pour les flux MRD de quantité de mouvement, le flux passe de valeurs négatives (niveau 1) sous le maximum de vent (situé en moyenne autour de 2m) à des valeurs positives (niveau 3 et 4) au-dessus du maximum de vent. Au second niveau de mesure, il n'y a pas de tendance claire pour le signe du flux de quantité de mouvement. Ce comportement est expliqué par le fait que :

- le niveau moyen du flux de quantité de mouvement soit proche de zéro. Ceci augmente l'importance du bruit relatif au sein de chaque segment (perturbations meso-échelles) et perturbe donc les tendances.
- ce niveau de mesure soit situé proche du maximum de vent. Cet aspect est certes la cause du premier point mais il génère une autre problématique : la hauteur du maximum de vent varie entre les segments, ce qui positionne ce niveau de mesure alternativement au-dessus et en-dessous du maximum de vent. Ce phénomène est matérialisé par les courbes (grises) montrant individuellement des tendances nettement positives ou négatives. Ce point suggère une classification des données basée sur le nombre de Richardson par exemple. Une telle classification pourrait organiser les segments de mesure par groupe d'écoulement montrant une unité dans la position du maximum de vent. Cette classification est effectuée en fin de ce chapitre mais la faible population statistique ne permet pas de séparer davantage les mesures.

Les MRD de flux de chaleur sensible montrent un comportement plus homogène, c'est à dire que l'ensemble des échelles contributives de la turbulence (les plus petites) ont une contribution négative, comme attendue pour une couche limite stable.

L'estimation de l'échelle temporelle du gap spectral semble donc plus pertinente via les flux MRD de chaleur sensible.

Le tableau 3.4 regroupe les différentes valeurs d'échelle de gap spectral tel que défini par les cospectres MRD composés (c'est à dire représentant l'ensemble des segments de données sélectionnés). L'estimation des échelles temporelles issue des MRD sur le flux de QdM au niveau 2 n'est pas retenue puisque ce niveau est situé proche du maximum de vent ("—" dans le tableau 3.4). Les échelles temporelles définies par les MRD évoluent en fonction du niveau d'observation. Il est commun (Vickers and Mahrt 2003, Howell and Mahrt 1997) de retenir les flux MRD de chaleur sensible comme référence pour définir l'échelle du gap spectral prétextant un comportement plus stable. Dans le cas d'un écoulement catabatique, il est davantage justifiable de se baser sur le flux MRD de chaleur sensible pour définir l'échelle du gap spectral puisque l'estimation via le flux de QdM n'est pas possible dans la région du maximum de vent. Cependant, on note une tendance commune, aux deux types de flux, à l'augmentation de l'échelle du pic de turbulence ainsi que de l'échelle du gap spectral avec l'altitude du niveau de mesure. Définir des échelles différentes pour le flux de quantité de mouvement et de chaleur sensible mènerait à des analyses incohérentes (les flux doivent être également définis au sein d'un bilan de TKE par exemple). En revanche, il semble tout à fait pertinent de considérer les temps d'intégration propres à chaque niveau de mesure puisque se

TABLE 3.4: Synthèse des échelles de temps définissant le pic de turbulence et le gap spectral pour les flux turbulents à chacun des niveaux de mesure.

	Momentum scales (s)		Heat-flux scales (s)	
	Spectral-gap	Turbulence-peak	Spectral-gap	Turbulence-peak
Lev. 1 (1.07m)	6.4	1.6	25.6	1.6
Lev. 2 (1.9m)	-	-	204.8	6.4
Lev. 3 (4.26m)	6.4	3.2	51.2	25.6
Lev. 4 (6.76m)	25.6	6.4	51.2	12.8

situant dans des zones de l'écoulement montrant des caractéristiques différentes.

L'échelle temporelle de gap spectral du premier niveau de mesure (1m) est de 25.6sec. Pour les niveaux de mesure supérieurs (2, 3 et 4), l'échelle du gap spectral augmente, jusqu'à 51.2sec aux niveaux 3 et 4. Ce phénomène met en évidence l'augmentation des échelles contributives de la turbulence avec l'altitude du niveau de mesure (en accord avec l'augmentation des échelles du pic de turbulence). Cette augmentation des échelles de la turbulence en s'éloignant de la surface est détaillée au chapitre 5. L'estimation de l'échelle temporelle du gap spectral au niveau 1 est du même ordre de grandeur que l'échelle définie par [Vickers and Mahrt 2005](#) sur une surface herbeuse en condition stable en un point de mesure situé à 2m du sol (hors écoulement catabatique). Ils définissent un gap spectral à 20sec en se basant sur une MRD du flux de chaleur sensible.

3.4.4 Différentes estimations des flux

Comme indiqué par les statistiques du contrôle qualité ou encore par les contributions des différentes échelles constituant la turbulence (analyse *MRD*), la définition des flux turbulents est extrêmement sensible aux méthodes et aux temps d'intégration choisis. La rotation des capteurs, dans un repère défini, a également un impact direct sur l'estimation des flux.

Afin d'illustrer et de quantifier l'impact sur les flux estimés, nous représentons en figure 3.19 les flux (flux moyens et dispersions inter-segments - écart-type) calculés via trois protocoles différents :

- les flux intitulés $FLUX_{\tau_F}PF_{global}$ sont les flux estimés via un temps d'intégration constant de 10 minutes pour définir la moyenne de Reynolds. Les rotations de capteur sont basées sur les angles de rotation absolus définis sur l'ensemble des données (repère de la pente, voir paragraphe 3.4.1) ;
- les flux intitulés $MRD_{\tau}PF_{global}$ sont les flux estimés par la méthode MRD et les angles de rotation sont identiques au protocole précédent ;
- les flux intitulés $MRD_{\tau}PF_{h-\tau}$ sont les flux estimés par la méthode MRD et les angles de rotation sont définis individuellement par segment (repère de la pente, voir paragraphe 3.4.1).

Concernant le flux de quantité de mouvement, nous observons une nette amélioration de l'écart-type en considérant le protocole $MRD_{\tau}PF_{h-\tau}$ et ceci sans trop impacter le profil moyen (principalement aux 3 premiers niveaux de mesure). A l'inverse, le protocole $FLUX_{\tau_F}PF_{global}$ montre les écarts types les plus importants. Le flux de chaleur sensible présente un comportement similaire : diminution de l'écart type sans trop impacter le profil moyen en considérant le protocole $MRD_{\tau}PF_{h-\tau}$. En revanche, le flux transverse $\langle v'w' \rangle$, issu du protocole $MRD_{\tau}PF_{h-\tau}$, montre un écart-type augmentant avec l'altitude. Le profil de valeurs moyennes de ce protocole est plus proche de zéro que les autres protocoles.

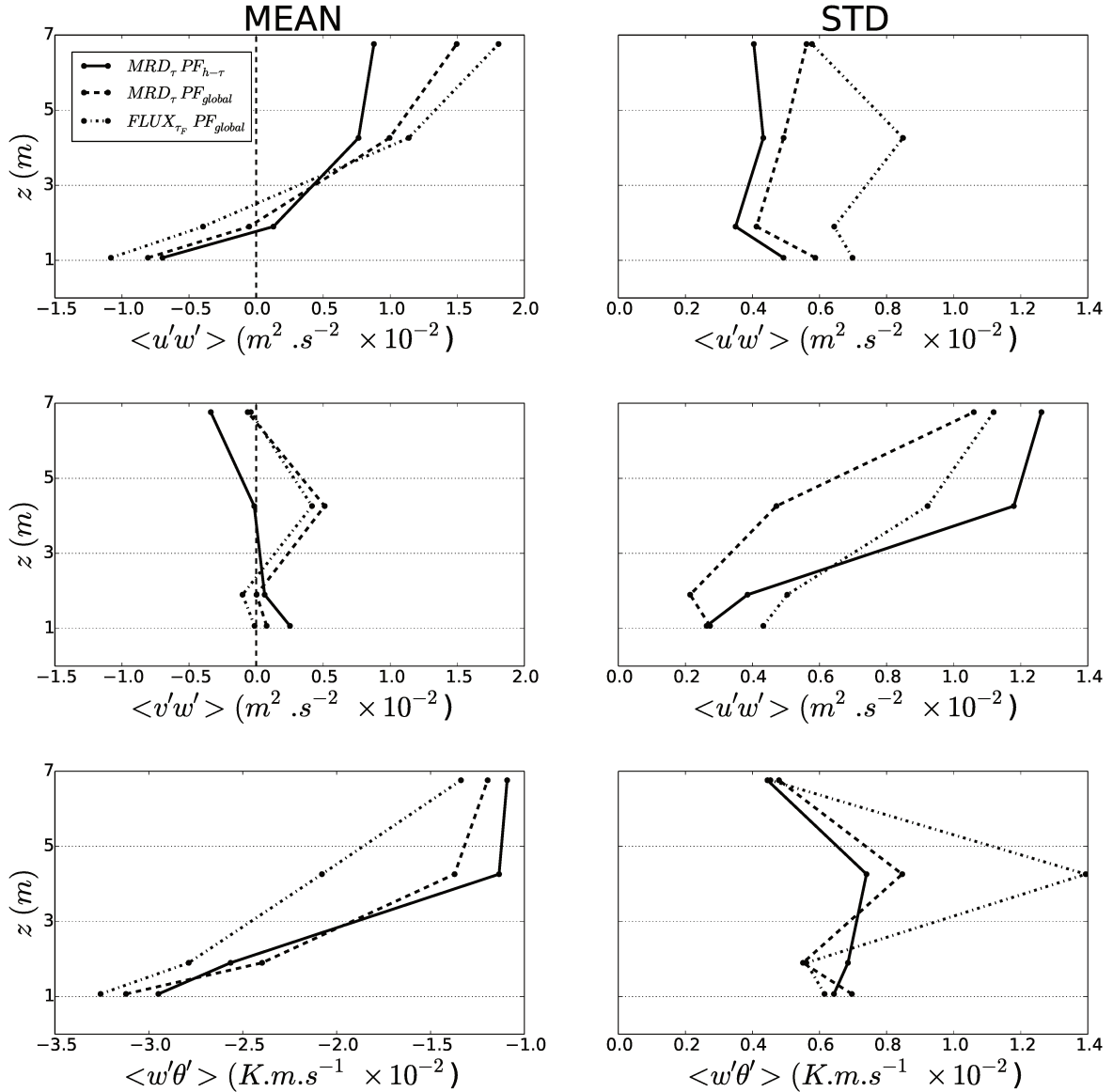


FIGURE 3.19: Estimations des flux moyens (gauche) et de leur dispersion inter-segments (écart-type, droite) de quantité de mouvement longitudinale (haut), transversal (centre) et de chaleur sensible (bas). Les protocoles d'estimation des flux $MRD_{\tau}PF_{h-\tau}$, $MRD_{\tau}PF_{global}$ et $FLUX_{\tau_F}PF_{global}$ sont décrits dans le texte.

Les observations sur les flux issus des différents protocoles suggèrent que le protocole $MRD_{\tau}PF_{h-\tau}$ est le plus adapté puisque minimisant la dispersion statistique sans trop impacter les valeurs moyennes. En revanche, l'interprétation sur le flux transversal $\langle v'w' \rangle$ est plus délicate. La zone de mesure présente des variabilités de topographie et de rugosité pouvant entraîner des flux de quantité de mouvement transversaux difficiles à interpréter. Néanmoins, le profil des flux transversaux moyens présente une meilleure cohérence pour le protocole $MRD_{\tau}PF_{h-\tau}$: le flux transversal passe par zéro une seule fois dans la région du maximum de vent (changement de signe certainement lié au changement de signe des fluctuations de w' au même titre que pour le flux longitudinal) alors que les autres groupes de donnée montrent un comportement moins organisé.

Bien qu'il semble que le protocole $MRD_{\tau}PF_{h-\tau}$ engendre un meilleur comportement

statistique sur les flux, la démonstration manque de population statistique pour conclure solidement.

Nous conservons pour la suite des analyses le protocole $MRD_\tau PF_{h-\tau}$.

3.4.5 Classification des données par nombre de Ri

Afin d'améliorer l'interprétation de ces résultats, nous nous intéressons à la classification des segments de mesure par nombre de Richardson intégral. Par définition, le nombre de Richardson définit l'importance relative des deux effets opposés que sont la stratification N et le cisaillement S :

$$Ri = \frac{N^2}{S^2} = \frac{g \bar{\theta}}{\bar{\theta}} \frac{1}{\partial z} \frac{1}{(\partial \bar{u} / \partial z)^2} \quad (3.25)$$

Rappelons que nous travaillons dans le repère de la pente locale de normale z_n mais que la stratification agit selon la verticale guidée par la gravité (z). Il convient donc de définir chacun des gradients de température et de vitesse dans leur repère respectif, soit en écriture discrète représentant une couche d'épaisseur z_n :

$$Ri_b = \frac{g \Delta \bar{\theta}}{\bar{\theta}} \frac{\Delta z_n^2}{\Delta z \Delta \bar{u}^2} \quad (3.26)$$

avec Δ l'opérateur de dérivée discrète. On peut donc enfin définir le nombre de Richardson entre le sol et un niveau de mesure i par :

$$Ri_{b_i} = \frac{g (\bar{\theta}_i - \bar{\theta}_{grad})}{\bar{\theta}} \frac{z_{n_i}^2}{z_i \bar{u}_i^2} = \frac{g}{\bar{\theta}} (\bar{\theta}_i - \bar{\theta}_{grad}) \cos(\alpha) \frac{z_{n_i}}{\bar{u}_i^2} \quad (3.27)$$

Avec θ_{grad} la température potentielle du sol, z_n l'altitude du sommet de la couche considérée dans le repère de la pente.

Les figures 3.20 et 3.21 présentent les histogrammes de nombre de Richardson tel que défini en 3.27 par segment de mesure respectivement entre le sol et le niveau 1 et entre le sol et le niveau 2. L'ensemble des segments est représenté en gris alors que les segments passant le contrôle qualité sont représentés en noir. L'ensemble des segments de mesure QC sont compris entre $Ri_b = 0.015$ et $Ri_b = 0.065$ entre le sol et le premier point de mesure et entre $Ri_b = 0.025$ et $Ri_b = 0.125$ entre le sol et le second point de mesure, ces deux points étant situés principalement sous le maximum de vent.

On remarque que l'ensemble des mesures récoltées durant la campagne ne couvre pas une large amplitude de Ri_b et montre même des discontinuités sur les valeurs de Ri_b représentées. Ces valeurs de Richardson montrent que même si l'écoulement étudié présente une stabilité thermique locale forte ($\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} > 1K.m^{-1}$), le cisaillement local est suffisamment important pour rester bien en-dessous du nombre de Richardson critique $Ri_c = 0.2$, n'impliquant donc pas d'amortissement excessif de la turbulence. Le contrôle qualité statistique des segments a éliminé les segments de Ri_b les plus élevés. Le nombre Richardson global, entre le sol et le second niveau de mesure, montre une répartition plus large, indiquant qu'à l'échelle de la partie inférieure du jet (et non seulement la partie très proche paroi), l'écoulement se rapproche de conditions dynamiquement instables. Il serait judicieux de séparer les analyses par amplitude de Ri_b afin de regrouper les analyses par segments de données présentant *a priori* une turbulence comparable. Cependant, nous manquons de données dans cette expérience pour nous permettre de fragmenter davantage nos analyses. Une campagne de mesure similaire, mais sur une durée plus longue, serait utile afin d'obtenir plus d'échantillons. Dans la suite des analyses, nous proposerons des adimensionnements pour pallier cette dispersion de Ri_b entre les segments de mesure.

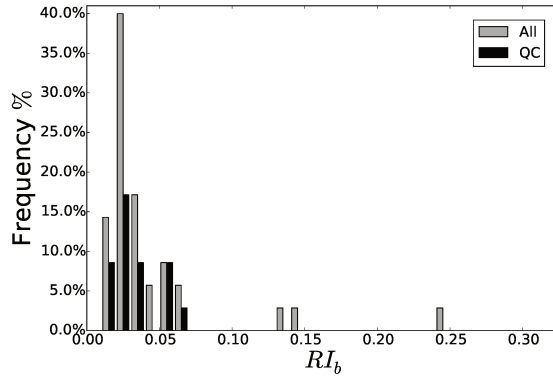


FIGURE 3.20: Classification des segments d'1h (en fraction de temps) en fonction du nombre de Richardson global défini **entre le sol et le premier point de mesure**. Gris : ensemble de tous les segments récoltés ; noir : segments ayant passé l'ensemble des filtres statistiques *QC*.

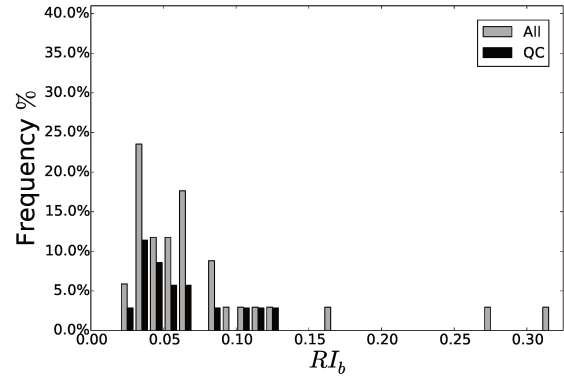


FIGURE 3.21: Classification des segments d'1h (en fraction de temps) en fonction du nombre de Richardson global défini **entre le sol et le second point de mesure**. Gris : ensemble de tous les segments récoltés ; noir : segments ayant passé l'ensemble des filtres statistiques *QC*.

3.4.6 Estimation des gradients

Le protocole expérimental est principalement basé sur les mesures de champ turbulent de vitesse et de température à 4 niveaux d'altitude différente entre $0m$ et $6.31m$. L'ensemble des données est donc riche pour décrire la turbulence au sein des différentes parties de l'écoulement catabatique. Cependant, afin de permettre l'analyse de l'écoulement, il est indispensable d'estimer les gradients moyens de vitesse et de température (pour les relations flux-gradients, les bilans de TKE et de quantité de mouvement, etc.). Le moyen idéal pour obtenir la meilleure estimation des gradients de champ moyen serait bien entendu de les mesurer directement. Une solution pourrait être par exemple d'accompagner systématiquement un anémomètre sonique *3D* par deux capteurs de champ moyen situés juste au-dessus et juste au-dessous. Ainsi, ce trio de capteurs serait optimisé en terme de coût et suffisamment complet pour définir précisément l'écoulement local (turbulence et gradients moyens). Une installation telle que celle mise en place dans cette étude montre une contrainte technique sur la mesure du vent moyen. En effet, la pente locale non négligeable (de l'ordre de 20°), ne permet pas l'utilisation directe d'anémomètre à coupelles à axe vertical (ce type de capteur ne mesure que le vent horizontal et est développé pour fonctionner à l'horizontale) ni celle d'anémomètre type Young à axe horizontal. L'installation ne contient pas de mesure de l'écoulement moyen en "continu" sur la verticale. Les gradients moyens ne peuvent donc pas être estimés directement. Afin d'estimer les gradients passant par les capteurs mesurant la turbulence, nous mettons ici en œuvre une procédure de post-traitement simple.

Les capteurs de champ moyen au niveau *1bis* pour la température (CS215) et au niveau *2bis* pour la vitesse horizontale (WindSonic) permettent de compléter les profils. La température de surface est estimée par un radiomètre *KT15*. La vitesse au sol (en z_0 plus précisément, voir chapitre 5) est considérée nulle pour l'estimation des profils de vent. Au total, 6 niveaux différents sont donc disponibles pour déterminer les profils de champ moyen. Au vue de la complexité d'un écoulement catabatique (gradients forts et maximum de vent), l'ensemble des 6 points de mesure, pour décrire un profil de vitesse, représente un sous échantillonnage spatial. La singularité du maximum de vent ne permet pas de représenter les données via, par exemple, une simple interpolation polynômiale.

L'adaptation d'un profil théorique issu du modèle de Prandtl n'est pas non plus directe car :

- la condition limite haute du modèle de Prandtl $u(z \rightarrow \infty) = 0$ n'est pas respectée dans les mesures (une advection non nulle au sommet de la couche est présente) ;
- le modèle de Prandtl nécessite plusieurs paramétrisations, notamment en terme de diffusivité (elle-même dépendante de la valeur du flux turbulent de QdM et du gradient local de vitesse).

Nous verrons au chapitre 6 qu'il est complexe de paramétrer un écoulement catabatique, notamment en terme de diffusivité. Il n'est donc pas envisageable de le paramétrer *a priori* dans les analyses.

[Smeets et al. 1998](#) estiment les gradients moyens via deux polynômes séparément calculés entre la partie haute et basse d'un écoulement catabatique. Ici, nous proposons de coupler une loi logarithmique pour la partie basse à un polynôme du troisième ordre pour la partie supérieure de l'écoulement. En s'inspirant du raisonnement de [Grisogono et al. 2007](#) (qui précisent que si une loi logarithmique existe au sein d'un écoulement catabatique, elle est confinée largement en-dessous du maximum de vent), nous optimisons notre installation expérimentale en utilisant uniquement le point le plus bas pour définir la loi logarithmique, c'est à dire le niveau 1 situé à $z_n = 1.0m$. En effet les points 1 et 2 ont été positionnés afin de représenter le gradient inférieur du jet de paroi. Le point 2 n'étant jamais loin du maximum de vent, il n'y a pas de sens de l'intégrer au sein de la loi logarithmique de paroi (par exemple, [Oerlemans and Grisogono 2002](#) précisent qu'une couche logarithmique ne peut pas être observée au-delà de $z_j/10$).

La figure 3.22 présente deux "fits" caractéristiques définis selon cette méthode. Les parties logarithmiques et polynomiales sont mises en évidence. Les gradients recherchés sont également représentés sur la même figure (échelle du haut). Le profil de gauche présente un profil montrant un maximum de vent clairement au-dessus du premier niveau de mesure. Dans ce cas, la loi logarithmique semble être cohérente avec la suite du profil puisque la loi logarithmique et le polynôme sont tangents à leur point de rencontre. Ce profil montre qu'il ne semble pas impossible de faire correspondre une loi logarithmique quelque part dans la partie basse d'un jet de paroi. Le second profil montre un maximum de vent enregistré au premier niveau de mesure, ce qui indique que ce niveau est proche du maximum réel. Représenter l'écoulement avec une loi logarithmique en passant par ce point n'a donc pas de sens physique : la loi logarithmique n'est certainement pas valable dans la région du maximum de vent (présence prépondérance du terme source sur le terme de frottement de paroi, annulation du flux de QdM). Cette inconsistance est mise en évidence par le profil composé de la loi logarithmique suivie du polynôme : une singularité est clairement visible à la rencontre des deux courbes. Dans ce cas, la zone logarithmique (si elle existe au sein d'un écoulement catabatique) est nécessairement plus basse que le premier point de mesure. Dans les situations d'écoulement présentant un maximum de vent enregistré au premier point de mesure, les estimations de gradient de vent, en ce point, sont naturellement rejetées des analyses et le segment n'est donc pas utilisable pour les statistiques.

Dans le cas du profil présentant un maximum de vent enregistré au premier point de mesure (droite), le flux de quantité de mouvement du premier niveau de mesure est négatif mais faible, confirmant sa proximité au maximum de vent. Il est possible que la situation avec maximum de vent élevé (profil de gauche sur la figure 3.22) présente également le premier niveau de mesure en dehors de la zone logarithmique. Nous analyserons cet aspect au chapitre 5, dédié à l'analyse des données de la campagne de mesure.

Ces réflexions indiquent qu'il serait intéressant de positionner davantage de capteurs dans la partie basse de l'écoulement catabatique afin d'estimer, par exemple, la hauteur de l'éven-

tuelle zone logarithmique.

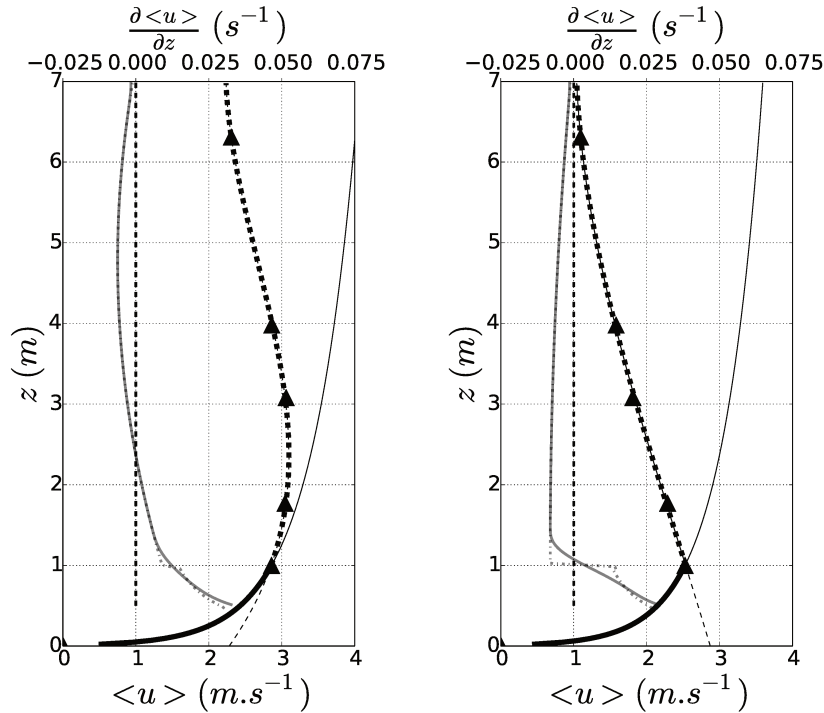


FIGURE 3.22: Estimation des profils de champ moyen de vitesse pour deux segments de données caractéristiques. Gauche : segment présentant un maximum de vent enregistré au-dessus du premier point de mesure. Droite : profil de vent présentant un maximum de vent enregistré au premier niveau de mesure. Traits épais : "fit" composé d'une loi logarithmique et d'un polynôme d'ordre 3; traits fins : continuité des "fit" logarithmiques (trait continu) et polynomiaux (tireté). En gris : dérivée de la fonction composée (gris tireté) et la même dérivée filtrée sur 50cm (gris continu).

De ces profils adaptés, nous utilisons donc la valeur des gradients locaux passant par chacun des anémomètres soniques. Nous utilisons également ces profils moyens pour définir plus finement la hauteur du maximum de vent. Dans le cas défavorable de maximum de vent enregistré au premier niveau de mesure (figure de droite), la singularité du croisement des deux courbes, générant une discontinuité de gradient, ne permet pas d'estimer précisément de gradient local au niveau du premier point de mesure. Dans ce cas, le segments concerné est rejeté uniquement au niveau 1.

Les gradients verticaux de température sont estimés par la même méthode. Il n'y a cependant pas de contrainte de hauteur de maximum de vent sur les profils de température. L'estimation des gradients de température ne rejette donc aucun segment de mesure pour les analyses.

Durant les analyses à venir, nous garderons à l'esprit l'origine des gradients de champ moyen.

3.5 Modélisations numériques

Nous présentons, dans un premier, temps le modèle atmosphérique utilisé puis, dans un second temps, le modèle de surface utilisé et modifié au chapitre 6. La configuration numérique

mise en place pour effectuer les simulations numériques réalistes de la campagne de mesure KaCoSonic est détaillée dans une troisième partie.

La description de ces modèles n'est pas exhaustive mais est centrée sur les aspects directement liés aux analyses faites dans les chapitres suivants. Le fil conducteur de cette description est donc la modélisation de la dynamique et de la thermique de l'atmosphère proche de la surface ainsi que la modélisation de la turbulence associée. Les processus en lien avec l'humidité de l'air ont, *a priori*, un impact faible sur l'écoulement catabatique. De plus, les périodes étudiées montrent une humidité relative qui ne dépasse pas les 70%. Dans ce travail, nous négligeons donc notamment l'impact des processus dûs aux différentes phases de l'eau potentiellement en présence dans l'air. Les équations présentées ne contiennent donc pas les termes d'humidité ni ceux en lien avec les changements de phase de l'eau.

3.5.1 Modèle atmosphérique (Meso-NH)

Les modélisations numériques sont effectuées avec le code de recherche du CNRM (Centre National de Recherches Météorologiques - Météo-France, Toulouse) et du LA (Laboratoire d'Aérodynamique, Toulouse) : "MesoNH" (Lafore et al. 1998 et Bougeault et al. 2008). Le code représente une description complète de l'atmosphère (thermodynamique, turbulence, chimie, précipitation, etc.). Ce code est utilisé pour des études variées : (i) modélisation des événements de précipitation intense à l'échelle régionale avec une résolution de l'ordre du kilomètre (projet HyMex, voir par exemple Thévenot et al. 2015); (ii) simulation de propagation d'incendie avec une résolution horizontale de 10m (Filippi et al. 2013); (iii) simulation réaliste d'écoulement de vallée et d'inversion persistante avec une résolution horizontale de 300m (Largeron 2010); (iv) simulation idéalisée d'écoulement catabatique sur pente avec une résolution de 10m (Brun and Chollet 2009); (v) simulation réaliste d'écoulement catabatique avec une résolution horizontale de 1km en zone de pente faible (Cuxart et al. 2007); etc.

Nous utilisons ce modèle pour effectuer des simulations réalistes d'écoulement catabatique sur pente raide ($\alpha > 20^\circ$) avec une résolution horizontale de 12m.

3.5.1.1 Généralités

Le modèle atmosphérique résout 6 équations pronostiques pour les trois composantes de vitesse u , v et w , la température potentielle θ , l'humidité q et la TKE e . Ces équations sont similaires à celles décrites au chapitre 2, paragraphe 2.2.2. Le traitement de la turbulence lié à ces équations (fermeture) est détaillé au paragraphe suivant (3.5.1.2).

État de référence :

Les variables thermodynamiques du système atmosphérique (θ , p et ρ) s'écartent peu d'un état de référence. Cet état de référence définit une atmosphère au repos, en équilibre hydrostatique et uniforme sur l'horizontal. Les variables sont donc décomposées en une partie décrivant cet état de référence et une partie décrivant l'écart (faible) à cet état : $\theta = \theta_r + \tilde{\theta}$, $p = p_r + \tilde{p}$ et $\rho = \rho_r + \tilde{\rho}$.

Approximation anélastique :

L'approximation anélastique utilise la décomposition ci-dessus des variables thermodynamiques et consiste à négliger les variations de masse volumique dans le bilan de masse ($\tilde{\rho}(x, y, z, t) \ll \rho_r(z)$). L'évolution de la masse volumique liée à l'élasticité du fluide est donc négligée. L'approximation anélastique transforme l'équation de continuité en :

$$\frac{\partial \rho_{ref} u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (3.28)$$

et on parle également de "contrainte anélastique". L'approximation anélastique permet notamment de filtrer les ondes acoustiques qui sont étrangères à l'analyse de la dynamique atmosphérique et très contraignantes en terme de résolution numérique. La différence entre les approximations anélastiques réside dans la manière de définir l'état de référence ρ_{ref} . Nous utilisons le modèle "pseudo-incompressible" de [Durran 1999](#) qui emploie l'équation d'état non linéarisée et n'intègre ainsi aucune approximation supplémentaire.

Équations de base :

Les équations de bilan de quantité de mouvement, de la chaleur et de TKE résolues par le modèle sont similaires à celles décrites au chapitre 2.

Résolution du système :

La résolution du système est effectuée en combinant la contrainte anélastique (3.28) aux équations de quantité de mouvement pour les trois composantes de vitesse. Ce système constitue un problème elliptique dont la fonction de pression est solution (voir [Lafore et al. 1998](#)). Ici, le système est résolu en utilisant le formalisme de [Durran 1999](#) qui intègre une forme non linéarisée de l'équation d'état (*e.g.* [Lafore et al. 1998](#)). La résolution du système est effectuée par un solveur de pression qui constitue ainsi de coeur de la résolution mathématique du code.

Schémas numériques :

Les équations de Navier-Stokes sont projetées sur la grille de calcul par méthode des différences finies. Un schéma d'ordre 2 centré est utilisé pour les équations de quantité de mouvement et un schéma d'ordre 2 centré défini positif pour l'équation de température et de TKE. L'avancement temporel est réalisé via un schéma de type "Leap-Frog" du 2nd ordre (voir [Lafore et al. 1998](#)). Le solveur de pression utilise une méthode de résidu conjugué préconditionné ([Skamarock et al. 1997](#)).

3.5.1.2 Simulation des grandes échelles

La simulation des grandes échelles (LES pour *Large Eddy Simulation*, initialement [Smagorinsky 1963](#) et [Lilly 1967](#)) est une méthode qui permet de modéliser explicitement les mouvements d'échelle égale ou supérieure à la maille numérique de calcul (échelle que l'on notera Δ). Les échelles inférieures à Δ ne sont pas résolues explicitement mais paramétrées par le modèle sous-maille (*SBG*). Cette décomposition est liée à un filtrage spatial des équations de Navier-Stokes. Le maillage correspond ainsi à un filtre passe-bas sur les échelles résolues. La décomposition spatiale d'une variable ϕ s'écrit :

$$\phi = \langle \phi \rangle + \phi'' \quad (3.29)$$

avec $\langle \dots \rangle$ l'opérateur de filtrage spatial. ϕ'' est donc la partie fluctuante à l'échelle inférieure à Δ . En chaque point de grille de calcul sont résolues les équations de Navier-Stokes. Les variables résolues issues des équations pronostiques sont donc $\langle u \rangle$, $\langle v \rangle$, $\langle w \rangle$ et $\langle \theta \rangle$. Les échelles sous-mailles sont les variables u'' , v'' , w'' et θ'' .

La structure de cette décomposition est identique à une décomposition de Reynolds temporelle :

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' \quad (3.30)$$

Ces deux décompositions engendrent mathématiquement le même développement des équations de Navier-Stokes mais n'ont pas le même impact sur la modélisation. En terme de notation, nous conservons la forme 3.30 pour décrire le modèle LES et nous précisons les notations par l'indice *SBG* lorsque les fluctuations citées correspondent à ϕ'' .

Schéma de turbulence d'ordre 2 simplifié (Cuxart et al. 2000) :

Le schéma de turbulence du modèle est défini sur une base de schéma de turbulence d'ordre 2 complet (voir Lilly 1967 ou Deardorf 1973). Cela signifie que les moments d'ordre 2 des équations de Navier-Stokes répondent eux-même chacun à une équation pronostique. Au total, ce sont donc 10 équations pronostiques qui sont ajoutées (pour $\overline{u'_i u'_j}$, $\overline{u'_i}$, $\overline{u'_i \theta'}$ et $\overline{\theta'^2}$). Cependant quelques simplifications sont effectuées par souci d'allègement de coût de calcul. Ces simplifications sont référencées dans Sommeria 1976 ou Cuxart et al. 2000. Parmi ces hypothèses simplificatrices, nous pouvons citer que la turbulence sous-maille est homogène à l'échelle de la maille et à l'état stationnaire et que les moments d'ordre trois sont négligés. Un exemple d'équation pronostique simplifiée pour les moments d'ordre deux est donné pour le flux de chaleur sensible :

$$\frac{\partial \overline{u'_i \theta'}}{\partial t} = 0 = -\frac{2}{3} e \frac{\partial \theta}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho_r} p' \frac{\partial \theta'}{\partial x_i} + \delta_{i3} \frac{g}{\theta_r} \overline{\theta'^2} \quad (3.31)$$

La fermeture des moments d'ordre 2 est ensuite basée sur une résolution analytique du système simplifié d'équations pronostiques. Nous présentons ici seulement les fermetures résultantes pour le flux de quantité de mouvement et de chaleur :

$$\overline{u'_i u'_j} = -\frac{4}{15} \frac{l_m}{C_m} \sqrt{e} \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) \quad (3.32)$$

$$\overline{u'_i \theta'} = -\frac{2}{3} \frac{l_m}{C_s} \sqrt{e} \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial x_i} \phi_i \quad (3.33)$$

Avec les constantes $C_m = C_s = 4$. Les fonctions de stabilité ϕ_i ont pour rôle de développer ou atténuer verticalement la turbulence en fonction de la stabilité (représentée dans ce cas par le nombre de Richardson). Pour $i = 1$ et $i = 2$, ces fonction sont donc fixées égales à 1. Le détail de ces fonctions est présenté dans Cuxart et al. 2000.

En invoquant le concept de diffusivité turbulente, nous pouvons définir les diffusivités K_m et K_h du modèle comme :

$$K_m = \frac{4}{15 C_m} l_m \sqrt{e} \quad (3.34)$$

$$K_h = \frac{2}{3 C_s} l_m \sqrt{e} \quad (3.35)$$

Dans le cas de LES, une diffusivité turbulente peut être interprétée comme une viscosité sous-maille, dissipant de l'énergie en-dessous des échelles résolues, au travers de la cascade d'énergie. Dans certains cas, de l'énergie peut éventuellement remonter depuis les petites échelles (rétro-diffusion) mais cet aspect ne fait pas partie des problématiques rencontrées dans ce travail de thèse.

Fermeture pour la TKE :

L'équation pronostique complète de TKE du second ordre est résolue. Elle nécessite deux fermetures, une pour le terme de transport et une autre pour le terme de dissipation.

Le terme de transport est fermé en utilisant également le concept de diffusivité turbulente :

$$\overline{u'_i e'} = -C_e l_m \frac{\partial e}{\partial x_i} \quad (3.36)$$

avec $C_e = 0.2$. La dissipation moléculaire est définie selon la théorie de Kolmogorov 1941 par :

$$\epsilon = C_\epsilon \frac{e^{3/2}}{l_\epsilon} \quad (3.37)$$

avec $C_\epsilon = 0.85$ et $l_\epsilon = l_m$ dans les modélisations réalistes. Nous verrons l'impact d'une longueur de dissipation différente de la longueur de mélange au sein de modélisation 1D au chapitre 6.

Longueur de mélange :

Il reste à définir la longueur de mélange l_m . Cette échelle de longueur représente la taille des tourbillons les plus grands alimentant la cascade d'énergie (zone inertielle) jusqu'à la dissipation. En LES, cette échelle de longueur est naturellement limitée par la taille de la maille : la longueur de mélange ne peut pas y être inférieure puisque, par définition, les tourbillons les plus petits modélisés sont de la taille de la maille. Ceci est donc en lien avec le fait que la coupure générée par le filtrage spatial de la LES (la résolution spatiale) doit se situer au sein de la zone inertielle.

Par définition en LES, la longueur de mélange s'écrit donc :

$$l_{m,0} = (\delta_x \cdot \delta_y \cdot \delta_z)^{1/3} \quad (3.38)$$

Cependant, en écoulement de couche limite, la longueur de mélange physique peut potentiellement être inférieure du fait de la proximité de la paroi. La longueur de mélange de Prandtl peut alors remplacer $l_{m,0}$:

$$l_{m,Pr} = \min(\kappa z, l_{m,0}) \quad (3.39)$$

Avec $\delta_{x,y,z}$ les dimensions de la maille numérique selon x , y et z . Enfin, en présence de stabilité thermique, [Deardorff 1980](#) propose une paramétrisation de la longueur de mélange dépendant de la stratification. Une autre paramétrisation peut ainsi s'écrire :

$$l_{m,D80} = \min\left(0.76 \frac{\sqrt{e}}{N}, \kappa z, l_{m,0}\right) \quad (3.40)$$

Pour les modélisations réalistes LES (chapitre 4), c'est la paramétrisation $l_{m,D80}$ qui est utilisée. Nous étudions plus en détail les conséquences du changement de paramétrisation de la longueur de mélange au chapitre 6 sur des modélisations 1D.

3.5.2 Modèle de surface (SURFEX)

Le code LES a besoin d'une condition aux limites en surface qui est fournie par le modèle de surface. Dans le cas présent de modélisation d'écoulement catabatique, la source même de l'écoulement est située au sol, ce qui donne davantage d'importance au modèle de surface.

Le sol lui-même est décrit par un modèle spécifique à plusieurs couches représentant notamment les bilans d'énergie avec des schémas de rayonnement et de conduction appropriés. Le modèle atmosphérique ne communique pas directement avec ce modèle de sol mais échange avec lui au travers du modèle de surface.

Le modèle de surface reçoit un forçage extérieur depuis le modèle atmosphérique (forçage constitué des champs moyens des différentes variables) et transmet en retour les flux turbulents au modèle atmosphérique. La paramétrisation de ces flux est primordiale dans une modélisation numérique afin de fournir une condition en limite basse cohérente au modèle atmosphérique. Seules les paramétrisations des flux de QdM et de chaleur sensible sont ici présentées. Dans les équations, l'indice "S" signifie qu'il s'agit de la valeur de la variable au sol et l'indice "a" signifie qu'il s'agit de la valeur au premier point de modélisation au-dessus de la surface (donc explicitement calculée par le modèle atmosphérique). Les flux turbulents de QdM et de chaleur sont classiquement exprimés comme :

$$\overline{U'w'}_S = C_D |U_a|^2 = u_*^2 \quad (3.41)$$

$$\overline{w'\theta'}_S = \frac{H_0}{\rho_a C_p T_a / \theta_a} \quad (3.42)$$

U étant le module de vent horizontal, w la composante verticale du vent, θ la température potentielle, T la température absolue et H_0 le flux de chaleur sensible en surface :

$$H_0 = \rho_a C_p C_H U_a (T_S - T_a) \quad (3.43)$$

avec C_D et C_H respectivement les coefficients de traînée et d'échange de chaleur. Ces coefficients dépendent de la stabilité atmosphérique ainsi que des hauteurs de rugosité z_0 et z_{0h} (formulation de [Louis 1979](#) modifiée par [Mascart et al. 1995](#)) :

$$C_D = C_{DN} F_m \quad (3.44)$$

$$C_H = C_{DN} F_h \quad (3.45)$$

avec

$$C_{DN} = \frac{\kappa^2}{(\ln(z/z_0))^2} \quad (3.46)$$

et F_m et F_h les fonctions d'amortissement :

$$F_m = \begin{cases} 1 - \frac{10Ri_g}{1 + C_m \sqrt{|Ri_g|}} & \text{pour } Ri_g \leq 0 \\ \frac{1}{1 + \frac{10Ri_g}{\sqrt{1+5Ri_g}}} & \text{pour } Ri_g > 0 \end{cases} \quad (3.47)$$

$$F_h = \begin{cases} \left(1 - \frac{15Ri_g}{1 + C_h \sqrt{|Ri_g|}}\right) \times \left(\frac{\ln(z/z_0)}{\ln(z/z_{0h})}\right) & \text{pour } Ri_g \leq 0 \\ \frac{1}{1 + 15Ri_g \sqrt{1 + 5Ri_g}} \times \left(\frac{\ln(z/z_0)}{\ln(z/z_{0h})}\right) & \text{pour } Ri_g > 0 \end{cases} \quad (3.48)$$

Pour les cas instables, les coefficients C_m et C_h sont fixés mais nous nous intéressons, dans ce travail, uniquement aux cas stables.

Ce modèle de surface est habituellement constitué d'une seule couche et représente le comportement d'une loi logarithmique. Ceci sous-entend que la limite basse du modèle atmosphérique se situe dans une zone logarithmique.

[Masson and Seity 2009](#) ont développé un modèle de surface se substituant au formalisme de condition aux limites en surface détaillées ci-dessus. Ce modèle 1D vertical calcule explicitement l'écoulement au sein de la couche de surface et permet ainsi une meilleure description des flux échangés au niveau du sol. La condition en limite basse du modèle atmosphérique est alors fournie par ce modèle. [Masson and Seity 2009](#) précisent que ce modèle présente une amélioration de l'estimation des flux en surface principalement en conditions stables où les lois analytiques couramment utilisées sont reconnues moins pertinentes. En ce sens, l'utilisation de ce modèle de surface couplé au modèle atmosphérique devrait apporter une amélioration des simulations pour représenter le processus d'écoulement catabatique puisque celui-ci est justement dirigé principalement par le refroidissement en surface. Le détail de ce modèle est présenté au chapitre 6. Ce modèle multicouche de surface sera également utilisé comme base de développement d'un modèle de surface décrivant les écoulements catabatiques (voir chapitre 6).

3.5.3 Configuration numérique

Nous décrivons ici la configuration des simulations réalistes représentant la campagne de mesure KaCoSonic. L'analyse des résultats est présentée au chapitre 4.

3.5.3.1 Domaines de calcul et résolution spatiale

L'objectif des simulations est de représenter le processus d'écoulement catabatique observé localement. Les dimensions du processus étudié (épaisseur d'écoulement catabatique inférieure à $10m$), l'étendue horizontale du site de mesure (environ $2km \times 2km$) et la présence de topographie accidentée (pente "raide" $\alpha > 20^\circ$) représentent des contraintes fortes sur la résolution spatiale de l'écoulement.

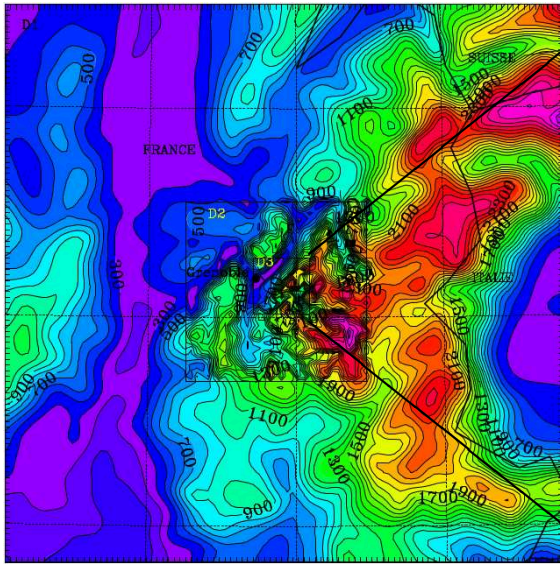
Afin de générer un forçage externe réaliste sur l'écoulement local, six domaines de calcul sont imbriqués. Leur résolution augmente pour les domaines se focalisant sur la pente étudiée. Les figures 3.23(a) à 3.23(c) présentent la topographie des domaines $DOM1$ à $DOM6$. La limite des domaines internes est représentée sur chacune des figures. Le tableau 3.5 synthétise les dimensions et les résolutions des domaines de calcul.

Le domaine $DOM1$ (figure 3.23(a)) intègre dans sa moitié droite la partie sud de l'arc Alpin (visible par les hautes altitudes en couleurs chaudes) et dans sa partie gauche la vallée du Rhône. Ce domaine fait $300km$ de côté et sa résolution horizontale est de $3km$, ce qui correspond à l'ordre de grandeur de la résolution des champs initiaux (*ECMWF*, voir plus loin). Au centre du $DOM1$, le "Y" grenoblois est visible (voir présentation du site expérimental au paragraphe 3.2). Les frontières des domaines internes $DOM2$ et $DOM3$ sont représentées. Le domaine $DOM3$ (figure 3.23(b), résolution horizontale de $333m$) est centré sur la moitié sud du massif de Belledonne. Il intègre, en haut à gauche, la vallée du Grésivaudan et, en bas, la vallée encaissée de la Romanche. Les frontières des domaines $DOM4$ et $DOM5$ sont représentées. Enfin, le domaine $DOM5$ (figure 3.23(c)) est focalisé sur le site expérimental, en intégrant le sommet du Grand-Colon ($2394m$) et principalement sa pente O. Les deux sites de mesure (Clairière de Ferpeyret : $1165m$ et Baraque du Colon : $1770m$) sont intégrés dans ce domaine et représentés sur la figure. Les frontières du domaine $DOM6$ (résolution horizontale de $12m$) sont représentées et ce domaine intègre le site de la Baraque du Colon où le mat de mesure est positionné ($1770m$). Une prise de vue selon l'angle de la flèche dessinée (depuis le SO) est présentée en figure 3.23(d).

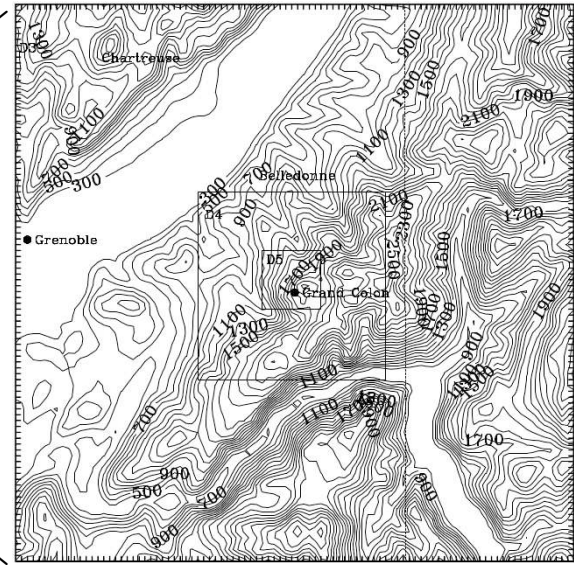
Seuls les domaines $DOM5$ et $DOM6$ (grisés dans le tableau 3.5) font l'objet de l'évolution temporelle de la simulation. Les domaines $DOM1$ à $DOM4$ sont utilisés uniquement pour fournir les forçages au domaine $DOM5$ qui à son tour interagit avec le domaine $DOM6$ (voir paragraphe 3.5.3.2).

TABLE 3.5: Caractéristiques du maillage des 6 domaines. Les domaines grisés font partie des simulations LES, les autres domaines constituent le forçage actualisé toutes les $6h$.

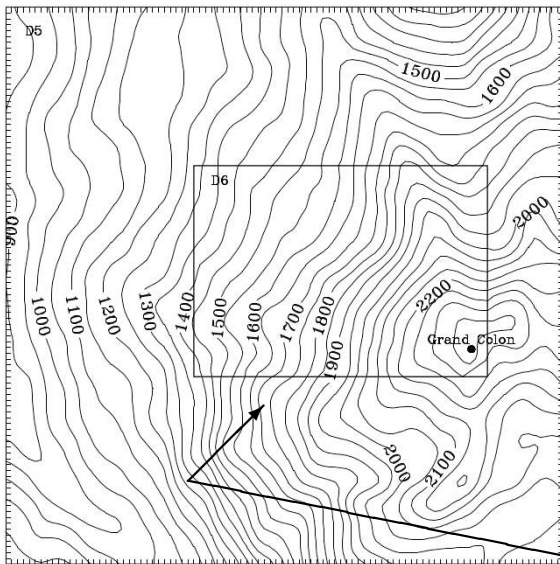
	Maillage horizontale			Maillage verticale		
	Surface horizontale ($km \times km$)	Taille de maille $\delta_{x,y}$	Nombre de maille $n_x \times n_y$	$n_z = 150$	LES_{2m}	LES_{10m}
DOM1	300×300	$3km$	100×100	$\delta_{z_{ground}}$	$2m$	$10m$
DOM2	96×96	$1km$	96×96	$\delta_{z_{top}}$	$400m$	$400m$
DOM3	32×32	$333m$	96×96	z_{top}	$\approx 6000m$	$\approx 4000m$
DOM4	10×10	$111m$	96×96	Évol. partie inf.	2%	0.5%
DOM5	3×3	$37m$	96×96	Évol. partie sup.	5%	2%
DOM6	1.8×1.3	$12m$	150×108	Alt. séparation	$300m$	$300m$



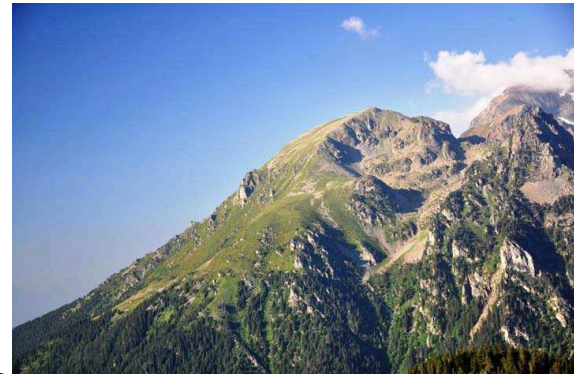
(a) Topographie (courbes de niveau) du domaine 1 et représentation des domaines 2 et 3



(b) Topographie (courbes de niveau) du domaine 3 et représentation des domaines 4 et 5



(c) Topographie (courbes de niveau) du domaine 5 et représentation du domaine 6



(d) Photographie de la face ouest du Grand Colon

FIGURE 3.23: Présentation des domaines numériques et de la pente modélisée.

Trois configurations numériques sont mises en place sur la base des six domaines présentés. Pour les trois configurations, la résolution verticale (voir tableau 3.5) est homogène sur l'ensemble des domaines (à la compression du maillage liée à la topographie près, voir Bougeault et al. 2008). Ces trois configurations sont :

- **LES_{2m}** : cette configuration est constituée d'une résolution verticale de $2m$ en surface ($\delta_{z_{ground}} = 2m$). Le maillage vertical évolue avec un étirement de 2% entre chaque maille en s'éloignant de la surface. Cet étirement est maintenu jusqu'à une altitude-sol de $300m$. À cette altitude, la résolution verticale est : $\delta_z \approx 8m$. Au-delà, l'étirement est de 5% et le sommet du modèle se situe à environ $6000m$ du sol. La faible évolution

verticale du maillage au voisinage de la surface s'est montrée indispensable à la stabilité numérique des simulations. Ce point est en lien avec les pentes fortes contenues dans la simulation ($\alpha_{max} \approx 45^\circ$).

- **LES_{2m/SBL}** : cette configuration possède la même résolution verticale que la configuration *LES_{2m}*. L'unique différence est que le modèle de surface multicouche de [Masson and Seity 2009](#) est couplé au modèle atmosphérique (à $z = \delta_{z_{ground}} = 2m$) et remplace ainsi la condition aux limites de surface usuellement calculée (voir paragraphe 3.5.2). 6 points de calcul explicite 1D sont présents au sein du modèle multicouche entre la surface et $z = \delta_{z_{ground}}$. Le premier point du modèle 1D de surface se situe à $\delta_{z_{ground/SBL}} = 0.1m$.
- **LES_{10m/SBL}** : cette configuration de simulation intègre également le couplage au modèle multicouche de surface de [Masson and Seity 2009](#) mais la résolution atmosphérique en surface est de $\delta_{z_{ground}} = 10m$. L'étirement sur la verticale du maillage atmosphérique est de 0.5% proche de la surface et de 2% au-delà de 300m. À 300m, la résolution verticale est : $\delta_z \approx 11.5m$. L'étirement est plus faible que dans le cas *LES_{2m}* pour des raisons de stabilité numérique liées aux pentes fortes et à une résolution verticale plus grossière. 6 points de calcul explicite 1D sont également présents au sein du modèle multicouche entre la surface et $z = \delta_{z_{ground}}$. Le premier point du modèle 1D de surface se situe à $\delta_{z_{ground/SBL}} = 0.5m$.

3.5.3.2 Évolution temporelle

Les simulations sont effectuées du 19 novembre 2012 à 08h au 20 novembre 2012 à 08h. Ces dates correspondent à la nuit de référence au sein de la campagne de mesure (forçage synoptique le plus faible observé, voir paragraphe 3.4.1). Les simulations sont effectuées par segments de calcul de 6h d'évolution temporelle physique. Le forçage est actualisé toutes les 6h. Ces forçages guident l'état de référence du système qui évolue alors linéairement entre deux forçages.

Sur le domaine le plus externe (*DOM1*), le forçage est guidé par les archives ECWMF (voir paragraphe 3.5.3.4). Le forçage du domaine *DOM2* est guidé par le champ initial issu du domaine *DOM1*, le forçage du domaine *DOM3* est guidé par le champ initial du domaine *DOM2* et ainsi de suite jusqu'au domaine *DOM6*. Ces résolutions successives de forçage sont effectuées toutes les 6h via des étapes d'initialisation de chacun des domaines. Chaque étape d'initialisation représente une itération du solveur de pression, ce qui signifie que les champs initiaux de chaque domaine (vitesses, température, etc.) sont solutions du système d'équations du modèle. Ces champs initiaux, tenant compte des conditions aux limites et notamment de la topographie, modélisent grossièrement les principaux mouvements atmosphériques impactés par le relief. La canalisation du forçage synoptique par la vallée du Grésivaudan est notamment modélisée par une simple initialisation des domaines de calcul (voir chapitre 4).

Parmi les six domaines numériques, seuls les domaines *DOM5* et *DOM6* font partie de la modélisation LES. Les domaines *DOM1* à *DOM4* servent uniquement à fournir un forçage le plus réaliste possible au domaine *DOM5*. Ce forçage issu des domaines *DOM1* à *DOM4* est donc actualisé toutes les 6h par la méthode détaillée ci-dessus. La figure 3.24 schématise l'évolution temporelle des simulations sur l'ensemble du temps calculé ainsi que les étapes d'actualisation du forçage représentées par "*INI – ECMWF*". Les simulations de 6h étant coûteuses (voir paragraphe 3.5.3.5), des segments de calcul plus courts (1h) sont répétés *a posteriori* afin d'effectuer les statistiques nécessaires aux analyses (chapitre 4). Ces segments sont représentés par "*LES – STAT*".

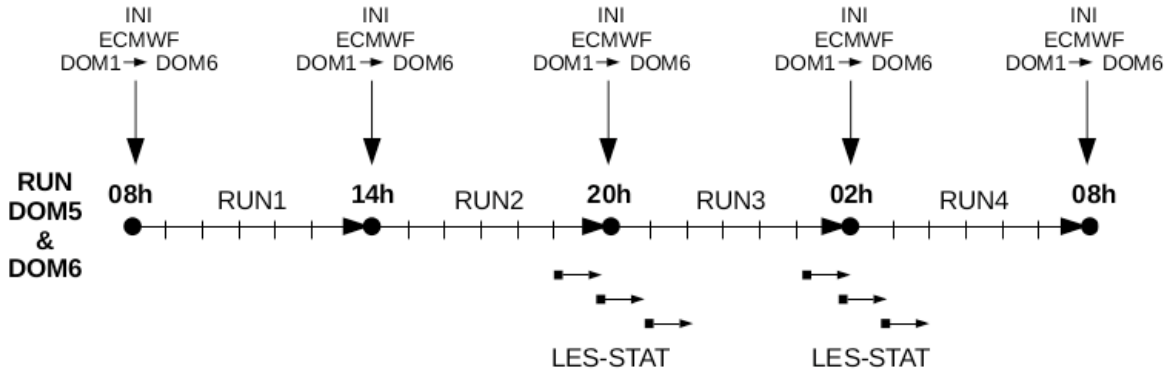


FIGURE 3.24: Frise chronologique des segments de calcul et des forçages effectués du 19/11 à 08h au 20/11 à 08h.

Les pas de temps des domaines $DOM5$ et $DOM6$ sont respectivement de $\delta_{t_{DOM5}} = 0.2s$ et $\delta_{t_{DOM6}} = 0.1s$. Le domaine $DOM5$ échange donc les informations avec le domaine $DOM6$ tous les deux pas de temps.

3.5.3.3 Statistiques LES

Comme précisé plus haut, calculer les statistiques en continu au cours des segments de calcul de $6h$ physiques est trop coûteux en temps de calcul. Les statistiques de la modélisation sont donc effectuées ponctuellement sur des segments de $1h$ (voir segments indiqués *LES – STAT* en figure 3.24).

La longueur des segments statistique est choisie afin de pouvoir comparer les statistiques issues des simulations LES avec les statistiques issues des observations. Les statistiques des simulations LES sont définis pour :

- les moments statistiques résolues (par exemple $\overline{u'w'}_{RES}$) : au sein de chaque segment *LES – STAT* de $3600s$, les moments statistiques d'ordre 2 issus des fluctuations résolues sont calculés toutes les $60s$, puis moyennés sur la durée du segment. Ce protocole de calcul correspond à une moyenne de Reynolds sur une durée de $60s$. Ceci permet d'exclure les éventuelles perturbations basses fréquence des flux turbulents et ce temps correspond à l'ordre de grandeur du gap spectral défini pour les observations (voir tableau 3.4).
- les moments statistiques sous-maillages (par exemple $\overline{u'w'}_{SBG}$) : au sein de chaque segment *LES – STAT* de $3600s$, les contributions sous-maillages sont moyennées toutes les $60s$, puis moyennées sur l'ensemble du segment.
- les moments statistiques totaux (par exemple $\overline{u'w'}_{TOT}$) : ils sont reconstitués par la somme des contributions sous-maillages et résolues (par exemple $\overline{u'w'}_{TOT} = \overline{u'w'}_{RES} + \overline{u'w'}_{SBG}$).

Si le filtrage spatial engendré par la LES correspond à une coupure à plus haute fréquence que la coupure générée par la moyenne de Reynolds dans l'estimation des flux observés, alors seuls les flux totaux (par exemple $\overline{u'w'}_{TOT}$) sont comparables aux observations ou aux modèles analytiques physiques. Les flux décomposés, résolus ou sous-maillages, seront utilisés pour diagnostiquer la modélisation.

3.5.3.4 Bases de données

Champs atmosphériques initiaux :

Les archives opérationnelles *MARS* du European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (ECMWF) sont utilisées pour forcer le domaine *DOM1* toutes les *6h*.

Topographie :

La topographie est fournie par la base de donnée GDEM (Global Digital Elevation Models) issue du projet SRTM (Shuttle Radar Topography Mission) de la NASA. Cette base de données présente une résolution horizontale de *90m*.

Nature de sol et de surface :

Les paramètres du sol (paramètres hydrologiques) et de la surface (nature du couvert végétal) sont fournis par la base de données ECOCLIMAP. Il s'agit d'une base de données numérique mondiale des écosystèmes observés principalement par satellite. La résolution spatiale de cette base de données est de *1km*. Deux principales catégories de couvert sont présentes dans cette zone : (i) zone de forêt et (ii) zone de végétation éparse. Ces deux catégories de couvert végétal sont effectivement observées sur place (principalement zone de forêt et zone d'alpage, voir photographie en figure 3.23(d)). Cependant, la résolution de la base de données ECOCLIMAP est de l'ordre de grandeur du domaine *DOM6*, entraînant ainsi une quasi-homogénéité de la nature de surface sur l'horizontale. La rugosité moyenne estimée est de l'ordre de *1cm*, ce qui est cohérent avec les observations (voir chapitre 5).

3.5.3.5 Coût CPU et moyens de calcul

L'évolution temporelle d'*1h* de type *LES_{2m}* sur les deux domaines (*DOM5* et *DOM6*) nécessite *768h CPU*, soit *4608h CPU* pour un segment de *6h* et *18432h CPU* pour *24h* de simulation. Le couplage du modèle *SBL* engendre un faible coût supplémentaire : moins de 5%.

Les calculs présentés au chapitre 4 ont été effectués grâce au projet *LEGI-Kaco-2012-MNH* sur le cluster *Froggy* du méso-centre de calcul haute performance (HPC) CIMENT de l'Université de Grenoble.

Les calculs préliminaires (non présentés) qui ont été indispensables à la réalisation des simulations présentées dans ce manuscrit ont été effectués au CINES (cluster Occigen) et à l'IDRIS (cluster Adda) au sein de GENCI (Grand Équipement National de Calcul Intensif) grâce au projet Dari x2015012153. Par ailleurs, d'autres calculs prototypes de couplage (voir perspectives de ce travail de thèse) ont également été effectués sur ces clusters (non présentés).

Chapitre 4

Simulations numériques LES réalistes hautes résolutions du cas d'étude Grand Colon

4.1 Introduction

4.1.1 Contexte

Modéliser un processus physique local, même complexe, est en principe possible par des modèles analytiques. Dans le cas des études atmosphériques, il s'agit par exemple de la théorie des similitudes de Monin-Obukhov (TSMO) pour représenter la turbulence au sein la couche de surface sur sol plat et homogène (voir chapitre 2) ou d'un modèle de type Prandtl pour représenter un écoulement catabatique sur une pente homogène (Prandtl 1942, Parmhed et al. 2004 ou Grisogono et al. 2015). Ces modèles peuvent être simplifiés par une paramétrisation de certains phénomènes comme par exemple définir une diffusivité turbulente de type Prandtl ($\propto \kappa z$) au voisinage de la surface. Un processus physique local peut également être modélisé par des simulations numériques simples (par exemple unidirectionnelles, voir chapitre 6). Il est ainsi possible de modéliser et d'analyser des processus localement et leur comportement est assez bien compris. En revanche, lorsque des processus extérieurs à l'écoulement local sont sensibles (forçage externe) ou que plusieurs de ces processus interagissent, il devient impossible de les modéliser (ou paramétrer) simplement.

Il est alors nécessaire d'obtenir des informations spatialisées sur les variables de l'écoulement. Différents sites de mesures (à l'échelle d'une pente ou d'un massif montagneux) peuvent être utilisés pour mener une étude spatialisée. Le projet RIVIERA (Rotach et al. 2004) est un exemple de réseau d'observation complexe qu'il est possible de mettre en place au sein d'une vallée afin d'obtenir des informations pertinentes sur l'écoulement durant des période intensives d'observation. Les informations ponctuelles (exemple : mesure par anémomètre) ou 1D (exemple : profileur type Sodar) peuvent constituer une information riche sur l'écoulement en 3 dimensions si ces informations sont multipliées dans l'espace. Rotach et al. 2004 complètent leur données en estimant des champs 2D transversaux à la vallée étudiée en interpolant les mesures issues de vols d'avion instrumenté. Cependant, ceci engendre nécessairement des discontinuités spatiales d'information, générant potentiellement des degrés de liberté dans l'analyse d'un système déjà complexe. Afin d'interpréter précisément les interactions entre les écoulements (inhérentes à la nature), il est donc intéressant d'obtenir des champs "continus" d'informations tridimensionnels et temporels.

Ces champs peuvent être obtenus localement par observation à l'aide, par exemple, d'un Lidar vent 3D (e.g. Paci et al. 2016). Ce type d'information est extrêmement riche puisque couplant tridimensionnalité et crédibilité d'une observation (en comparaison d'informations issues de modèles numériques et aux aléas d'observation près). La principale limitation de ce type d'observation est l'étendue spatiale. Tout obstacle génère un masque, empêchant la mesure au-delà de celui-ci. Ainsi, au sein d'une vallée, il est possible d'obtenir des champs tridimensionnels d'une portion de la vallée mais il est impossible d'obtenir une représentation complète d'une d'étude regroupant par exemple un système complexe de vallées (exemple du projet Passy, e.g. Staquet et al. 2015 ou Chemel et al. 2016).

Les modélisations réalistes permettent d'enrichir les observations en générant de l'information tridimensionnelle, temporelle et couvrant potentiellement un site expérimental complet. Ainsi, les interactions locales et les interactions avec un éventuel forçage extérieur peuvent être modélisées et interprétées.

Il est cependant primordial d'être suffisamment critique sur les capacités d'un modèle numérique à représenter la physique étudiée afin de mener une analyse pertinente des résultats.

Largeron 2010 a mené une étude détaillée sur l'interaction des différents vents de vallée, ainsi que sur leur impact sur le transport de polluants au sein du système de vallées qui entoure l'agglomération de Grenoble. Cette étude est constituée principalement de modélisations numériques LES et d'analyses de données de température issues de stations météorologique terrestres. Dans le type de situation étudiée (anticyclonique, hivernale et stable), les écoulements catabatiques sont *a priori* présents sur la totalité des surfaces inclinées dès lors qu'un refroidissement relatif au sol est présent (voir chapitre 2). Il est donc primordial de connaître la capacité des modèles à représenter les écoulements catabatiques. Afin de tester les modèles numériques, les modélisations idéalisées constituent une forte pertinence puisque s'affranchissant de paramètres potentiellement non contrôlables. Ces paramètres peuvent être des variations de topographie, des hétérogénéités spatiales de nature de sol ou de surface ou encore des variabilités liées aux évolutions du forçage extérieur. Des études idéalisées centrées sur le phénomène de *Col Air Pool* (voir chapitre 2) sont présentes dans la littérature (e.g. Largeron et al. 2010, Largeron et al. 2013 ou Burns and Chemel 2014). La question de la représentativité des écoulements catabatiques par un modèle numérique atmosphérique est donc capitale dans ce type d'étude. Cette question est l'objet de ce chapitre et plus globalement de l'ensemble de ce travail de thèse.

Les questions de recherches de ce chapitre peuvent être synthétisées comme :

- Est-il possible de modéliser de manière réaliste un écoulement catabatique sur pente raide via un modèle atmosphérique standard ?
- Est-il possible de prendre en compte, dans les modélisations réalistes, des variations complexes de topographie et des variations fines du forçage extérieur, et ce dans le but d'aider à interpréter les observations ?
- Quelles sont les principaux axes de progression permettant d'améliorer la modélisation des écoulements catabatiques ?

Afin de comparer les modélisations numériques aux mesures issues de la campagne de mesure *KaCoSonic* (voir chapitre 3), elles-mêmes situées dans une zone naturelle non-idéalisée (au sens numérique), nous effectuons des simulations réalistes, afin de prendre en compte certains paramètres de contrôle pour se rapprocher au mieux de l'écoulement observé. Les paramètres de contrôle pris en compte sont principalement la topographie complexe ainsi que l'évolution du forçage météorologique. Nous analysons dans ce chapitre les résultats issus des simulations numériques réalistes décrites au chapitre 3 (paragraphe 3.5.3). Effectuer des simulations numériques sur terrain réel, à fine résolution et prenant en compte une large variété d'échelles, est d'une grande utilité pour interpréter l'influence des éventuels forçages

extérieurs d'échelles supérieures. Ces modélisations sont également d'un grand intérêt pour mieux comprendre les comportements locaux de l'écoulement.

4.1.2 Le site d'étude

Les détails techniques des modélisations numériques sont présentés au chapitre 3. Nous rappelons dans ce paragraphe quelques spécificités permettant de faciliter l'interprétation des résultats.

La figure 4.1(a) (resp. 4.1(b)) présente la topographie du domaine numérique 3 (resp. 5 et 6). La coupe identifiée *Coupe3* dans les analyses est représentée sur la figure 4.1(a) et la coupe *Mast* ainsi que les profils *Mast*, *P1*, *P2* et *P3* sont représentés sur la figure 4.1(b). Nous rappelons que les domaines 1 à 6 font l'objet d'initialisation des champs de référence par une descente d'échelle de résolution, à partir des archives de l'*ECMWF*. Seule l'évolution temporelle des domaines 5 et 6 est effectivement calculée dans les simulations LES. Les résultats de ces deux modèles les plus résolus représentent donc l'écoulement local alors que les champs de référence des domaines supérieurs (par exemple domaine 3) sont utilisés uniquement afin d'analyser le forçage externe. Sur les figures 4.1(a) et 4.1(b), deux singularités notables de topographie sont mises en évidence par les lignes en tireté rouge. Ces lignes matérialisent les piliers Nord et Sud du Grand-Colon. Ces piliers sont des crêtes descendantes, partant du sommet et s'étendant en contrebas en direction de la vallée du Grésivaudan. Nous verrons dans l'analyse à venir que ces piliers jouent un rôle important sur l'écoulement localement observé et modélisé.

Dans ce chapitre, la variable z indique la distance normale à la paroi et l'altitude absolue est indiquée par la variable *alt*. Dans un premier temps, nous analysons uniquement les résultats de la simulation de référence LES_{2m} (voir descriptions technique au chapitre 3). Ces analyses constituent les paragraphes 4.2, 4.3 et 4.4. Les différentes simulations (LES_{2m} , LES_{2m}/SBL

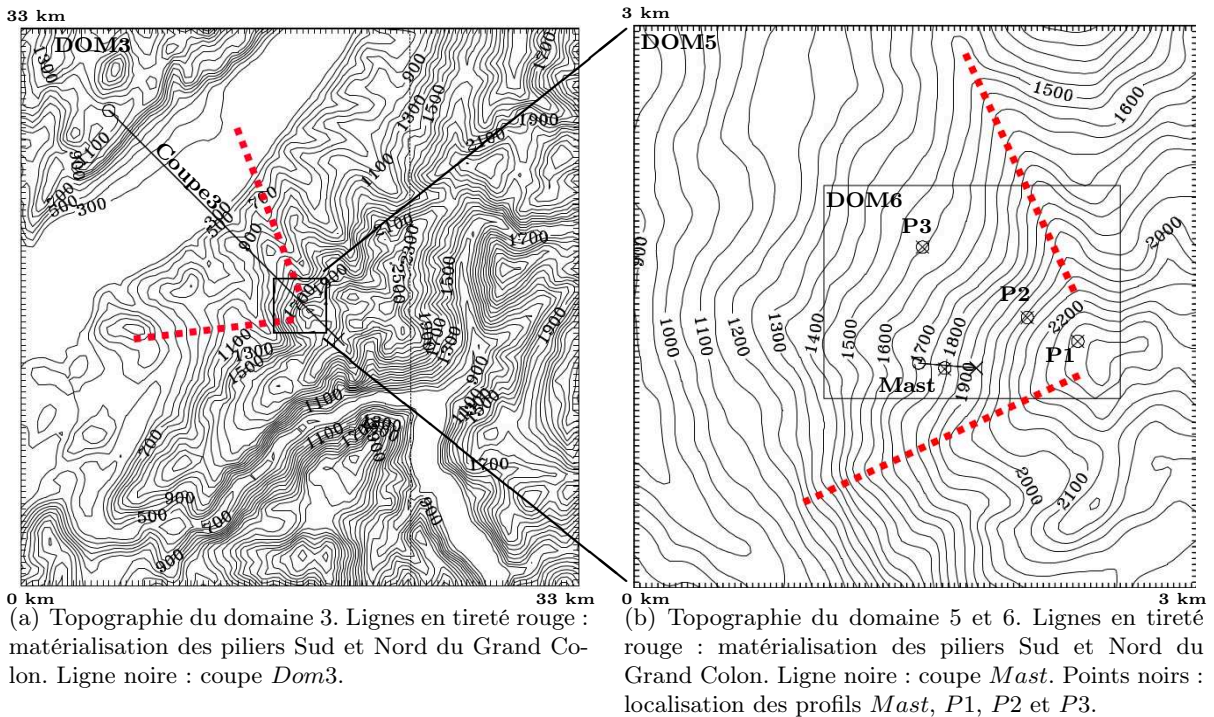


FIGURE 4.1: Topographie des domaines numériques

et $LES_{10m/SBL}$) sont comparées au paragraphe 4.5.

4.2 Sensibilité de l'écoulement local aux conditions meso-échelles

Les simulations réalistes effectuées correspondent à une période anticyclonique stable hivernale : du 19 au 20 novembre 2012 (voir chapitre 3). Localement, ce choix de situation météorologique se traduit généralement par une stabilité atmosphérique environnante ($\partial\bar{\theta}/\partial z > 0$, voir chapitre 2) ainsi qu'un forçage synoptique faible ou inexistant (*e.g.* Cuxart et al. 2007 ou Largerou 2010). Ces situations permettent à un écoulement local de se développer avec le minimum d'interaction potentielle avec l'extérieur. D'un point de vue théorique, dans cette situation, l'écoulement catabatique ainsi que la turbulence locale ont toutes les chances d'être représentés par les modèles analytiques intégrant les hypothèses correspondantes (écoulement uniquement généré par source locale, stationnarité, homogénéité horizontale, etc.).

En zone de montagne, ce principe de source locale totalement découplée de forçage externe est difficilement observable. En effet, les interactions avec une variation de topographie, même faible, génèrent aisément des perturbations locales.

Il est donc intéressant de modéliser localement ces écoulements en prenant en considération les impacts éventuels de l'environnement, même faibles. Nous étudions dans ce paragraphe, les interactions potentielles entre le forçage externe faible et la pente du site de mesure.

Les figures 4.2 et 4.3 montrent l'état de l'écoulement autour de la zone d'étude respectivement pour : (i) le régime de Nord faible, 19 novembre à 21h, vent de vallée moyenné sur une ligne transversale à la vallée à 1800m inférieur à $1m.s^{-1}$ (figures 4.2) et (ii) le régime de Sud sensible, 20 novembre à 02h, vent de vallée d'environ $1m.s^{-1}$ (figures 4.3).

Chaque groupe de figures est constitué d'un aperçu du forçage grande échelle. Celui-ci est représenté par une coupe transversale de la vallée (*Coupe3*) au sein du domaine 3 (initialisation du domaine *DOM3*, voir chapitre 3, paragraphe 3.5.3). Cette coupe est représentée en montrant un champ de direction de vent (figure 4.2(a)) et un champ de module de vent (figure 4.2(b)). Le module de vent explicitement calculé au sein des domaines 5 et 6 ainsi que les lignes de courant correspondantes, à altitude constante de 1800m (altitude du site de mesure), sont représentés respectivement sur les figures 4.2(c) et 4.2(d). Enfin, les directions de vent et module de vent explicitement calculés au sein du domaine 6 sont représentés dans la coupe *Mast* en figures 4.2(e) et 4.2(f). La même organisation de figure est utilisée pour montrer l'état de l'écoulement en régime de Sud (figure 4.3).

Régime de Nord Pour ce régime, le forçage externe est faible (voir chapitre 3) et cette situation correspond à la situation nommée par la suite situation "purement catabatique". La figure 4.2 montre le forçage extérieur qui a une tendance provenant du nord au sein de la vallée : 40° , figure 4.2(a). Cette tendance est visible depuis le sol jusqu'à une altitude de 1400m au centre de la vallée et de 2500m au-dessus de la pente modélisée (matérialisée par les lignes verticales en tireté représentant les frontières latérales du domaines 5). Le champ de vitesse correspondant (figure 4.2(b)) montre, pour la couche de vent à proximité du relief, une sur-vitesse (de l'ordre de $1m.s^{-1}$) par rapport à la couche de l'atmosphère située juste au-dessus (vitesse inférieure à $0.4m.s^{-1}$ pour un vent provenant du sud). Ces caractéristiques du forçage extérieur sont retranscrites dans le calcul explicite des mouvements atmosphériques au sein des domaines 5 et 6 (4.2(c) et 4.2(d)). La coupe horizontale ($alt = 1800m$) au sein du domaine 5 (figure 4.2(c)) montre les lignes de courant de l'écoulement de vallée provenant du nord. Dans la partie gauche de la coupe (entre $x = 0km$ et $x = 1km$), les valeurs de module de vent ne dépassent pas $0.8m.s^{-1}$. Plus proche du relief, une sur-vitesse est modélisée (vent moyen de $1.8m.s^{-1}$). Cette zone de vent provenant du nord et déjà légèrement accélérée par la

proximité du relief, montre une sur-vitesse supplémentaire localisée au-dessus du pilier nord (matérialisé par la ligne en pointillé rouge). Cette sur-vitesse (module de vent $> 2m.s^{-1}$) est directement liée à la proximité sous-jacente d'une crête, générant un effet venturi sur l'écoulement. La sur-vitesse proche du relief, déjà prédite par l'initialisation du domaine 3 (figure 4.2(b)), est ainsi davantage détaillée explicitement par le calcul au sein du domaine 5. Encore plus proche du relief et à proximité de la face du site de mesure, une zone de vent quasiment nul ($< 0.8m.s^{-1}$) est modélisée. Une recirculation est également modélisée dans cette zone, correspondant justement au sillage de l'obstacle constitué par le pilier nord. Cette recirculation est encore plus détaillée par le calcul à plus fine résolution (domaine 6, voir figure 4.2(d)). Cette recirculation, pouvant être interprétée comme un obstacle pour l'écoulement de vallée, génère une nouvelle compression de cet écoulement, cette fois-ci latéralement. Une zone de sur-vitesse ($> 3m.s^{-1}$) est donc observée entre le relief et le bord latéral gauche du domaine de calcul. Cette recirculation protège donc en quelque sorte l'écoulement directement en contact du relief de l'écoulement de vallée. Notons que la coupe passant sur le site de mesure est située au sein de cette recirculation. La coupe *Mast* (figure 4.2(e)) montre une direction de vent provenant en moyenne du nord au-delà d'une distance au relief de $30m$. Entre la surface et une altitude-sol moyenne de $30m$, la direction du vent ($dir = 90^\circ$) correspond à la direction de la ligne de pente maximum de la topographie (voir figure 4.1). Les vecteurs vent représentent l'écoulement catabatique modélisé, en matérialisant le jet de paroi. Enfin, la figure 4.2(f) présente sur la même coupe, le champ de module de vent horizontal. La sur-vitesse locale proche de la surface (de l'ordre de $2m.s^{-1}$ à quelques mètres de la surface) représente l'écoulement catabatique. Plus loin du relief, une vitesse quasi-nulle (liée à la recirculation) est observée. Encore plus loin, l'écoulement de vallée est finalement visible.

Régime de Sud Pour ce régime, le forçage externe est sensible (voir chapitre 3) et cette situation correspond à la situation nommée par la suite situation de "catabatique perturbé". À cet instant (20 novembre à 02h, figure 4.3), c'est un forçage légèrement plus important et provenant du sud qui est observé. Les figures 4.3(a) et 4.3(b) donnent un aperçu d'une couche de vent de direction de sud homogène (mis à part une très fine couche située au fond de la vallée) et de vitesse plus importante que dans la première situation. Au sein du domaine 5, la coupe horizontale à altitude constante $alt = 1800m$ (figure 4.3(c)) présente l'écoulement de vallée provenant du sud (lignes de courant) dans la partie gauche de la coupe. C'est cette fois-ci le pilier sud (matérialisé par une ligne en pointillé rouge) qui constitue un obstacle partiel à l'écoulement. La déviation latérale et verticale de l'écoulement de vallée par cette partie du relief engendre une sur-vitesse locale par effet venturi. Immédiatement dans le sillage de ce pilier, une recirculation est observée dans la zone similaire à la recirculation identifiée pour la première situation d'écoulement. Dans ce cas, la recirculation a un sens de rotation opposé au cas de régime de nord. Dans cette configuration d'écoulement, la sur-vitesse liée à la déviation par le relief et celle liée à la déviation par la recirculation sont confondues. Dans cette situation, le site de mesure est également situé au sein d'une recirculation. Les coupes *Mast* présentant le champ de direction de vent (figure 4.3(e)) et le champ de module de vent horizontal (figure 4.3(f)) montrent un comportement similaire au régime de Nord, au moins proche du relief. Au-delà d'une distance au relief d'environ $30m$, l'écoulement montre un comportement moins organisé que dans le régime de Nord : alternance de direction de vent et champ de vitesse plus hétérogène.

L'analyse de l'écoulement local modélisé, pour les deux régimes de vents caractéristiques au sein de la vallée du Grésivaudan en période anticyclonique stable, montre que les variations du relief impactent fortement l'écoulement local sur le site de mesure. L'impact de ces variations du relief n'est, a priori, pas trivial. Les modélisations réalistes effectuées à haute résolution

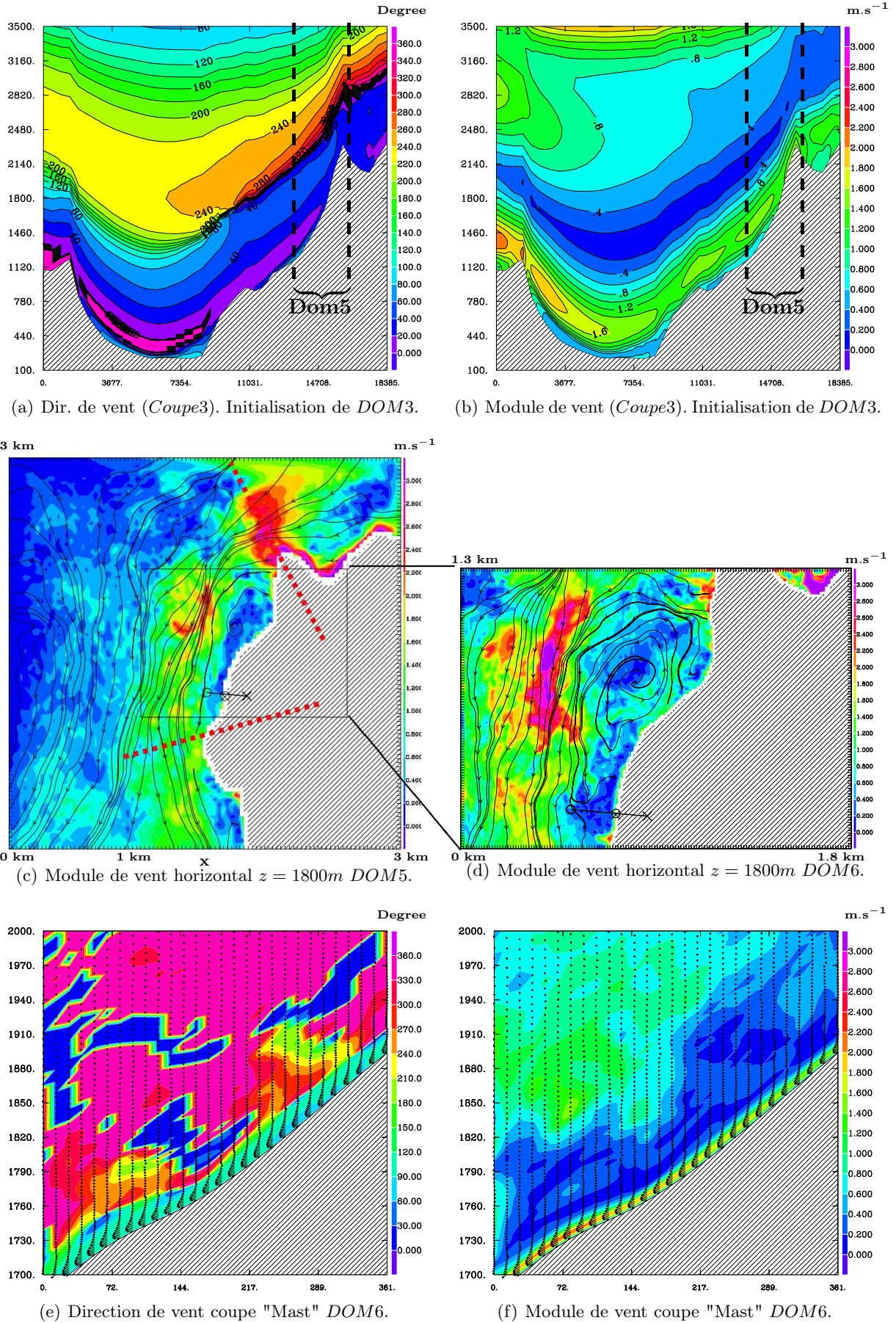
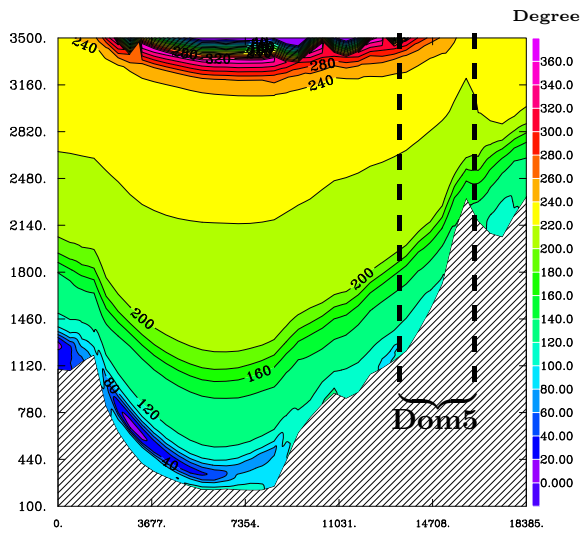
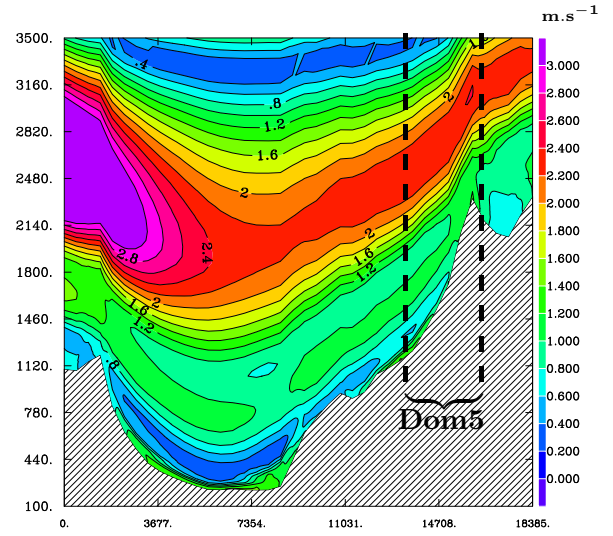


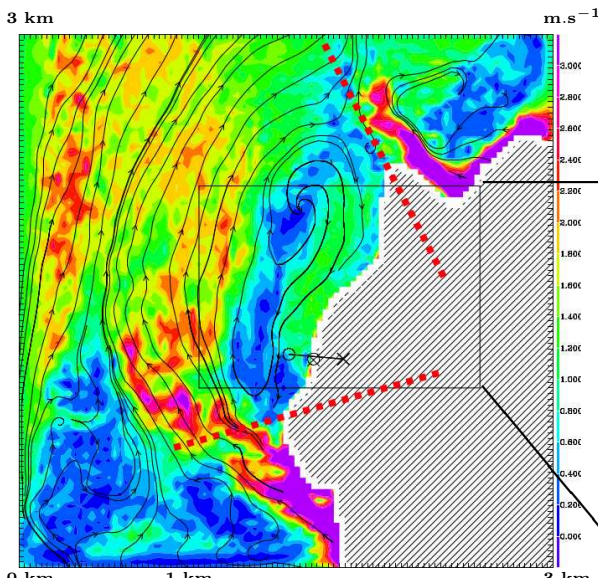
FIGURE 4.2: Caractéristiques de la situation le 19/11/12 à 20h.



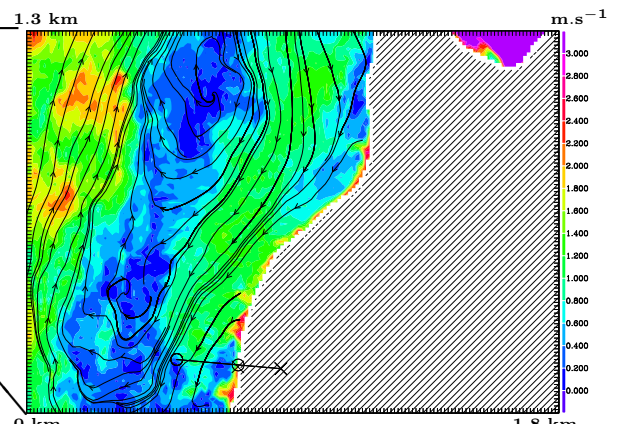
(a) Dir. de vent (*Coupe3*). Initialisation de *DOM3*.



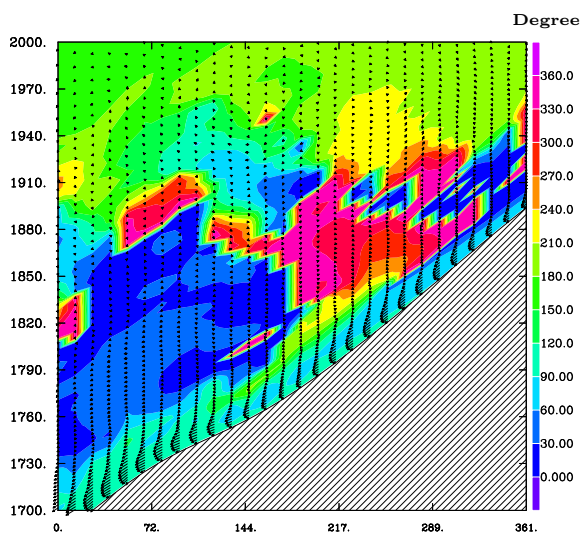
(b) Module de vent (*Coupe3*). Initialisation de *DOM3*.



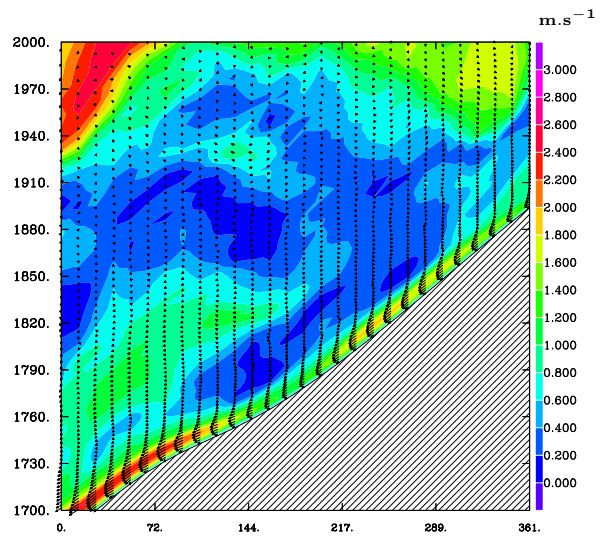
(c) Module de vent horizontal $z = 1800m$ *DOM5*.



(d) Module de vent horizontal $z = 1800m$ *DOM6*.



(e) Direction de vent coupe "Mast" *DOM6*.



(f) Module de vent coupe "Mast" *DOM6*.

FIGURE 4.3: Caractéristiques de la situation le 20/11/12 à 02h.

apportent une description fine du comportement de l'écoulement. Ces échelles de mouvement atmosphérique relèvent de l'aérodynamique de montagne. Ce type de situation est naturellement omniprésent en zone de montagne (vent et obstacle) mais il est intéressant de pouvoir quantifier par exemple l'extension et l'intensité d'une recirculation via des simulations numériques dans le but d'aider à l'interprétation des données issues d'observations locales.

Les directions opposées, entre le régime de nord et le régime de sud, engendrent un comportement quasiment symétrique de l'écoulement entre ces deux situations. Cette symétrie de comportement est également liée à une relative symétrie du relief, constituée par la position des piliers nord (plus précisément nord-ouest) et sud (plus précisément sud-ouest) du Grand-Colon. Pour les deux régimes étudiés, le site de mesure est situé dans une zone de recirculation positionnée entre les deux piliers. Ainsi, la zone autour du site de mesure ne semble pas directement impactée par le forçage extérieur. Nous analysons cependant dans un prochain paragraphe, les différences de caractéristiques de l'écoulement catabatique local modélisé en fonction du régime de vent extérieur.

4.3 Établissement de l'écoulement catabatique

Nous venons de décrire finement le comportement de l'écoulement autour du site de mesure, grâce aux simulations numériques LES réalistes. Deux régimes d'écoulement ont été identifiés et leur impact sur l'aérodynamique locale semble précisément simulé par la configuration numérique mise en place. Rappelons que ces deux régimes d'écoulement ont lieu au sein de la même nuit : la nuit du 19 novembre au 20 novembre 2012. Afin de comprendre plus précisément l'impact d'un tel changement de régime, il est nécessaire d'analyser précisément le comportement de l'écoulement catabatique local. Nous analysons dans ce paragraphe, l'évolution temporelle du profil de vent *Mast*, depuis la fin d'après-midi du 19 novembre, jusqu'à la fin de nuit (20 novembre à 06h). La figure 4.4 présente l'évolution de la vitesse longitudinale, de la température potentielle et du flux de chaleur sensible telle que modélisée au sein du domaine 6 et telle qu'observée durant la campagne de mesures. Les données présentées sont filtrées sur un temps moyen de 60s pour une meilleure lisibilité. Le meilleur accord entre les observations et les simulations numériques pour la vitesse longitudinale est obtenu entre le niveau 5 du modèle ($z = 7m$) et les niveaux de mesures 1 ($z = 1m$) et 3 ($z = 3.98m$), c'est pourquoi ces points de modélisation et de mesures sont choisis pour l'analyse. L'évolution temporelle de la vitesse longitudinale et de la température potentielle sur l'ensemble du profil est représentée sous forme d'isovaleurs. Sur ces derniers graphiques, une ligne en pointillé horizontale représente l'altitude du point de modélisation $k = 5$ (utilisé en comparaison des observations). Pour le flux de chaleur sensible, la valeur de la simulation est celle calculée au sol par le modèle de surface, voir chapitre 3. N'ayant pas d'estimation directe du flux de chaleur sensible au sol pour les observations, nous montrons la valeur du flux de chaleur sensible estimée à partir des corrélations croisées de vitesse et de température potentielle du niveau 1 de mesure : $H = \overline{w'\theta'}\rho C_p$. Des valeurs arbitraires $\rho = 1 \text{ kg.m}^{-3}$ et $C_p = 1004 \text{ J.K}^{-1}.\text{kg}^{-1}$ sont fixées (pas d'estimation possible dans les observations). Ces estimations n'ont, ici, pas vocation à analyser la valeur absolue des flux de chaleur sensible modélisés et observés. Ces deux valeurs de flux de chaleur sensible représentent d'ailleurs deux couches différentes de l'écoulement puisque la première (modélisés) correspond à la valeur en surface et la seconde (observée) à la valeur à une hauteur de $z = 1m$. De plus, comme montré au chapitre 5, le flux de chaleur sensible présente une variation conséquente dès l'éloignement de la paroi. L'objectif est donc ici, dans un premier temps, d'analyser qualitativement l'évolution temporelle de l'écoulement catabatique. Le flux de chaleur sensible basé sur l'observation au niveau 1 est doublé pour permettre une meilleure comparaison de son évolution temporelle avec l'évolution

de la valeur de flux modélisée au sol. Même si ces flux ne représentent pas exactement la même zone de l'écoulement, ils sont tous deux une trace de la variation de l'intensité du forçage de l'écoulement catabatique.

En fin d'après midi, la disparition du rayonnement solaire incident (17h, non montré, voir temps de spin-up au chapitre 3) est suivie d'un changement de signe de la vitesse longitudinale : le régime local de vent passe d'un régime anabatique ($\bar{u} < 0$) faible à un régime catabatique ($\bar{u} > 0$). La transition en régime catabatique a lieu au même instant au sein de la simulation numérique et au sein des observations (l'enregistrement des données d'observation présente des discontinuités à cet instant et les données précédant 17h ne sont donc pas montrées). Cette synchronisation indique que le schéma de rayonnement modélise correc-

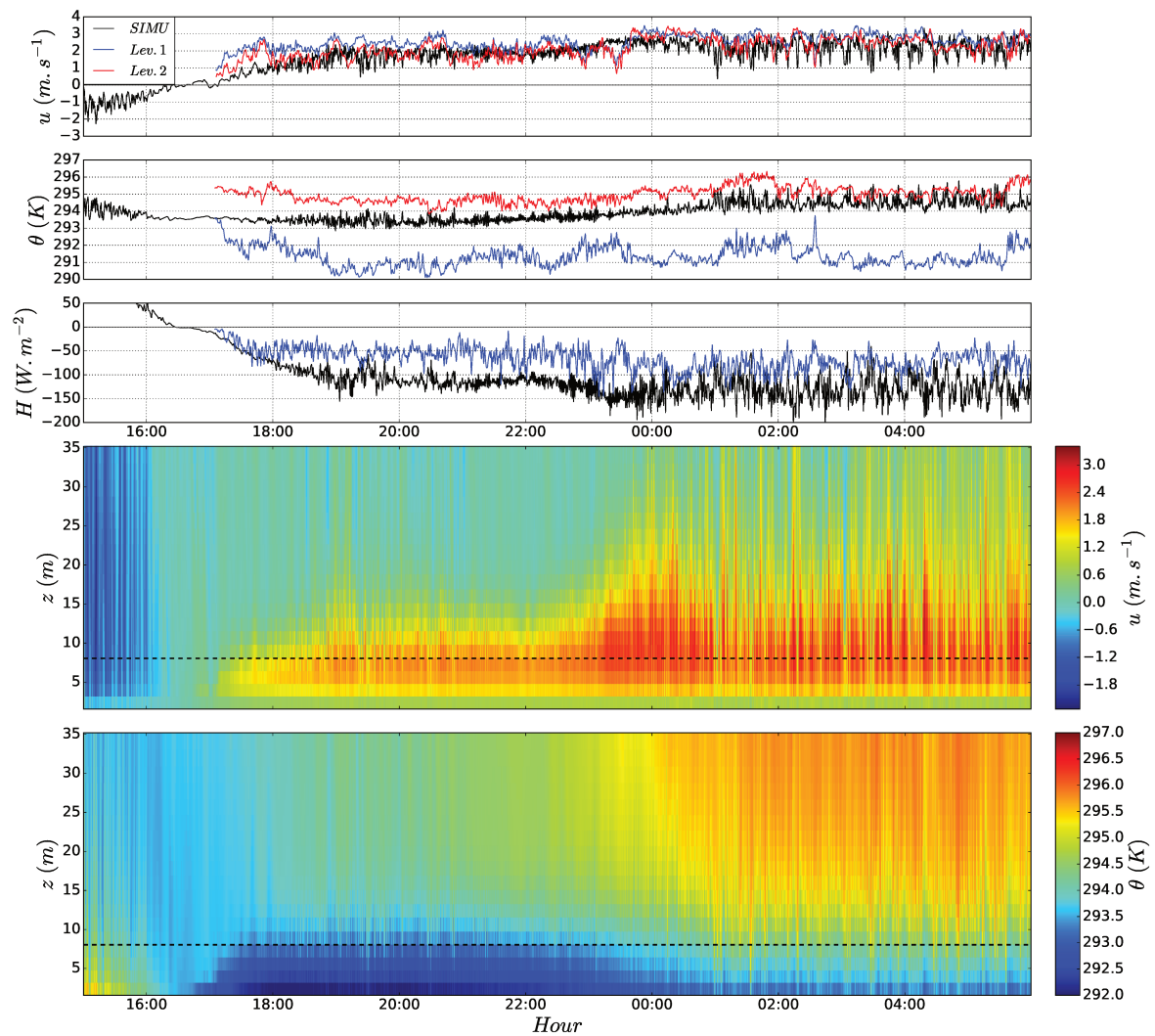


FIGURE 4.4: Série temporelle du 19/11 à 15h au 20/11 à 06h du profil *Mast* : (i) vitesse longitudinale, modélisée à $k = 5$ ($\approx 7m$, noir) et observée aux niveaux de mesures 1 (1m, bleu) et 3 (3.98m, rouge); (ii) température potentielle, modélisée à $k = 4$ (noir) et observée aux niveaux de mesures 1 (bleu) et 3 (rouge); (iii) flux de chaleur sensible modélisé par le modèle de surface *Surfex* ($z = 0m$, noir) et estimé à partir des observations au niveau 1 (bleu, voir texte). Champs de données : évolution temporelle du profil vertical (profil *Mast*) de (i) vitesse longitudinale et (ii) température potentielle, simulée au sein du domaine 6.

Ligne en tireté noire : localisation du niveau $k = 4$.

tement la disparition du rayonnement solaire incident. Cette disparition dépend notamment des masques générés par les montagnes environnantes, définissant l'heure précise de la fin du rayonnement incident. La période transitoire d'établissement de l'écoulement catabatique est plus longue pour la simulation numérique. Le système numérique semble donc avoir une inertie légèrement supérieure à la réalité. Après $2h$ de période transitoire (de $17h$ à $19h$), la vitesse longitudinale modélisée à $z \approx 7m$ atteint la valeur observée aux niveaux de mesure 1 et 3, et ceci pour toute la durée de la nuit simulée. Une fois la période transitoire d'établissement de l'écoulement catabatique passée, nous remarquons une différence de vitesse sensible entre la première partie de nuit (de $19h$ à $23h$, $\bar{u} = 2m.s^{-1}$) et la seconde partie de nuit (de $00h$ à $06h$, $\bar{u} = 2.9m.s^{-1}$). Cette variation de vitesse est présente au sein des simulations et au sein des observations. Une variation de température potentielle ainsi que du flux de chaleur sensible est également observée entre les deux parties de nuit. Les températures potentielles augmentent de $1K$ juste au-dessus du maximum de vent pour les simulations numériques ($z = 7m$) et dans les observations ($z = 3.98m$). Sous le maximum de vent, à $z = 1m$ dans les observations, la variation de température n'est pas réellement sensible (voir chapitre 5). Qualitativement, les flux de chaleur sensible issus des simulations numériques et des observations montrent tous deux une augmentation d'intensité entre la première et la seconde partie de nuit. Les évolutions temporelles des profils de vitesse et de température représentées par les isovalues montrent également - une fois le régime transitoire d'établissement de l'écoulement catabatique en début de nuit passé - deux régimes distincts d'écoulement. Entre $19h$ et $23h$, un premier régime stationnaire d'écoulement est atteint (épaisseur du jet, vitesse et température constantes), montrant un maximum de vent d'environ $2m.s^{-1}$ à $z_j \approx 7m$. Entre $01h$ et $06h$, c'est un second régime d'écoulement établi qui est présent. Ce second régime est caractérisé par un jet de paroi plus épais et montre une température plus élevée, notamment sur le haut du profil. Entre ces deux régimes, une période transitoire d'une durée de $02h$ a lieu.

L'ensemble des caractéristiques de la simulation numérique montrent deux régimes distincts et établis d'écoulement catabatique au sein de la même nuit. Le forçage extérieur, passant d'un régime de nord faible (en début de nuit) à un régime de sud sensible (en fin de nuit), est la cause de ce changement de régime local. L'arrivée d'une masse d'air légèrement plus chaude provenant du sud, engendre un flux de chaleur sensible modélisé au sol plus intense ($H \approx -150W.m^{-2}$ contre $H \approx -110W.m^{-2}$ en début de nuit), dû à un gradient de température accentué entre le sol et l'atmosphère. Cette variation engendre donc une augmentation de la source de l'écoulement catabatique local. Ces caractéristiques sont précisément en accord avec les conclusions sur les observations (voir notamment au chapitre 5, figure 5.1). Les évolutions temporelles des profils $P1$, $P2$ et $P3$ sont présentées en annexe A et montrent qualitativement une évolution temporelle similaire. L'évolution temporelle homogène sur toute la pente (réchauffement de la couche externe) est le signe que le forçage externe est principalement la cause de ce changement local.

4.4 Variabilité spatiale

Nous venons de voir que les simulations numériques réalistes locales sont sensibles aux variations temporelles du forçage meso-échelle. Ce type de simulation peut donc être utile à l'interprétation des conditions dans lesquelles sont effectuées des campagnes de mesure, comme c'est le cas dans ce projet de thèse. Il a également été montré que les reliefs entourant le site de mesures ont un impact sur les mesures locales et que cet impact est modélisé finement au sein des simulations numériques. Encore plus localement, nous analysons dans ce paragraphe la variabilité spatiale des caractéristiques de l'écoulement au sein de la pente étudiée.

Les figures 4.5(a) à 4.5(d) présentent le module de vent et les lignes de courant à altitude-sol constante $z \approx 3m$ ($k = 2$, figures 4.5(a) et 4.5(b)) et $z \approx 7m$ ($k = 4$, figures 4.5(c) et 4.5(d)). Les deux régimes de vent sont représentés : régime de nord (première partie de nuit, figures 4.5(a) et 4.5(c)) et régime de sud (seconde partie de nuit, figures 4.5(b) et 4.5(d)).

Entre les altitudes $z \approx 3m$ et $z \approx 7m$ et pour chacun des régimes de forçage, les directions de vent local, matérialisées par les lignes de courant, ne montrent pas d'évolution. Ces lignes de courant sont, en général, perpendiculaires aux courbes de niveaux de la topographie, indiquant que l'écoulement est guidé par la gravité, et donc canalisé par la topographie. En revanche, les modules de vent montrent une forte variation. Leur répartition spatiale (zones de maximum et de minimum) varie également fortement. Au plus proche de la surface ($z \approx 2m$, figures 4.5(a) et 4.5(b)), les zones de maximum de vent sont situées sur les zones de pentes les plus fortes (zones où les courbes de niveaux de la topographie sont le plus resserrées). Une zone

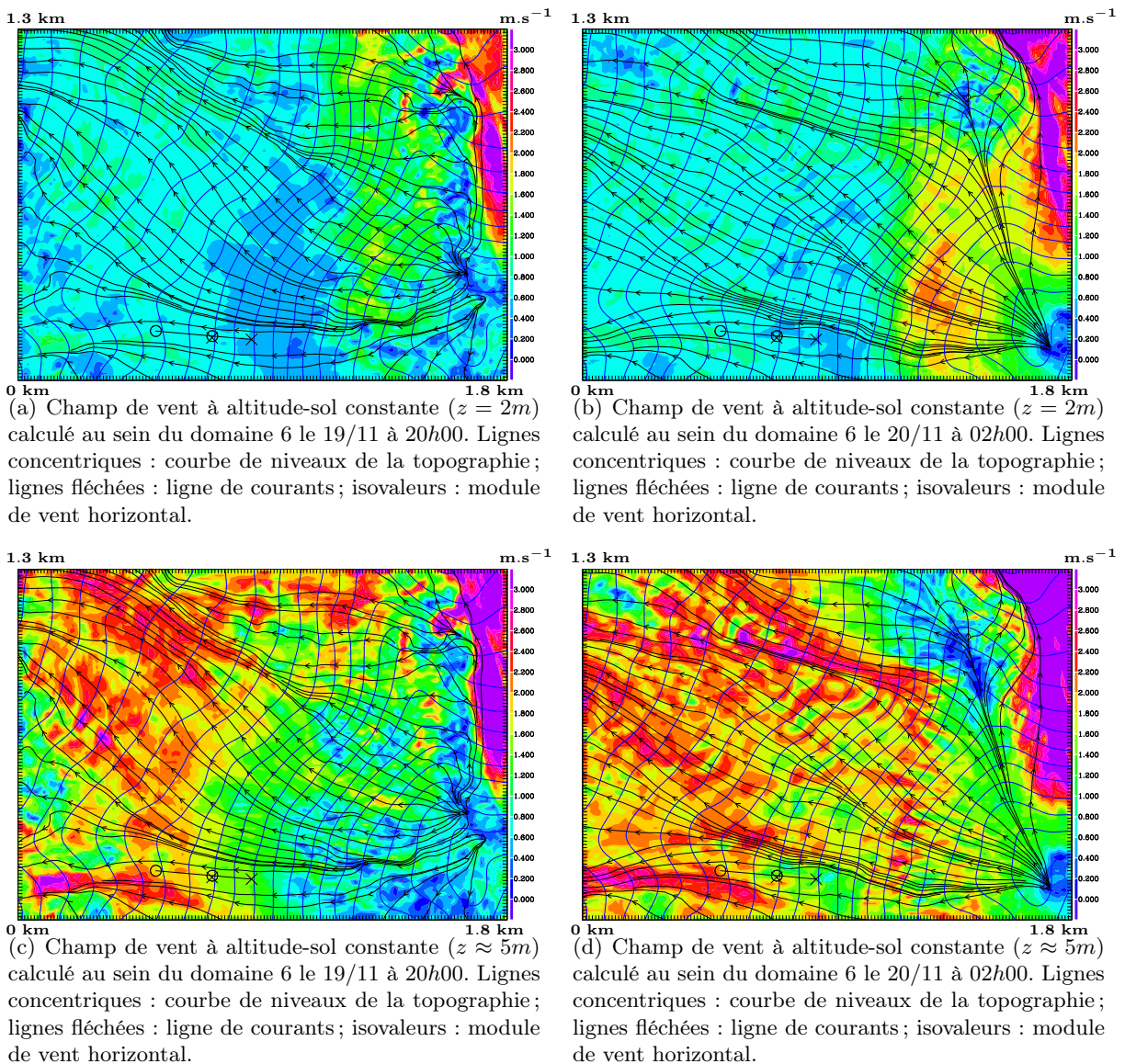


FIGURE 4.5: Lignes de courant et module de vent proche du relief calculé au sein du domaine 6.

de forte vitesse ($u \approx 3m.s^{-1}$) est modélisée à l'extrémité droite du domaine. La proximité du bord du domaine numérique de cette zone rend discutable son interprétation physique. Plus haut, au-dessus du relief, à $z \approx 4m$ (figures 4.5(c) et 4.5(d)), les zones de vitesse les plus fortes sont cette fois-ci observées dans les zones de pente les plus faibles, également situées dans la partie de plus basse altitude du domaine 6.

Entre les régimes de nord (figures 4.5(a) et 4.5(c)) et de sud (figures 4.5(b) et 4.5(d)) l'écoulement catabatique est intensifié (module de vent supérieur), en accord avec l'analyse de l'évolution temporelle du profil *Mast* faite précédemment. Cette augmentation est homogène spatialement sur la pente modélisée.

Afin de quantifier plus précisément l'évolution spatiale des caractéristiques de l'écoulement catabatique, les profils de vitesse longitudinale et de déficit de température sont représentés en figure 4.6 pour quatre points différents au sein du domaine 6 : *Mast*, *P1*, *P2* et *P3*. Ces 4 profils sont représentés en figure 4.1(b). Pour rappel, le profil *Mast* est situé exactement à l'emplacement du mat de mesure de la campagne de mesures KaCoSonic ; le profil *P1* est situé sur la pente somital ; le profil *P2* est situé dans la partie la plus raide de la pente ; le profil *P3* est situé en bas de la face dans une zone de pente plus faible. Ces profils sont tracés pour les deux régimes étudiés : à 21h le 19/11 et à 02h le 20/11. Le long de la pente (pour les deux régimes), les profils *P1* et *P2* montrent une augmentation d'intensité et de hauteur de maximum de vent. Entre *P2* et *P3*, le jet s'épaissit : de $z_j(P2) \approx 3m$ à $z_j(P3) \approx 8m$ à 21h et de $z_j(P2) \approx 3m$ à $z_j(P3) \approx 13m$ à 02h. L'épaississement est également visible sur les profils de déficit de température. En revanche, entre ces deux points, la vitesse maximum n'augmente pas. Entre le régime de nord (courbes noires) et de sud (courbes grises), le jet s'épaissit et voit sa vitesse maximum augmenter.

Dans la partie haute de la pente, un jet de paroi est à peine formé. Le jet prend forme progressivement entre *P1* et *P2*. Il s'agit principalement dans cette zone de l'établissement

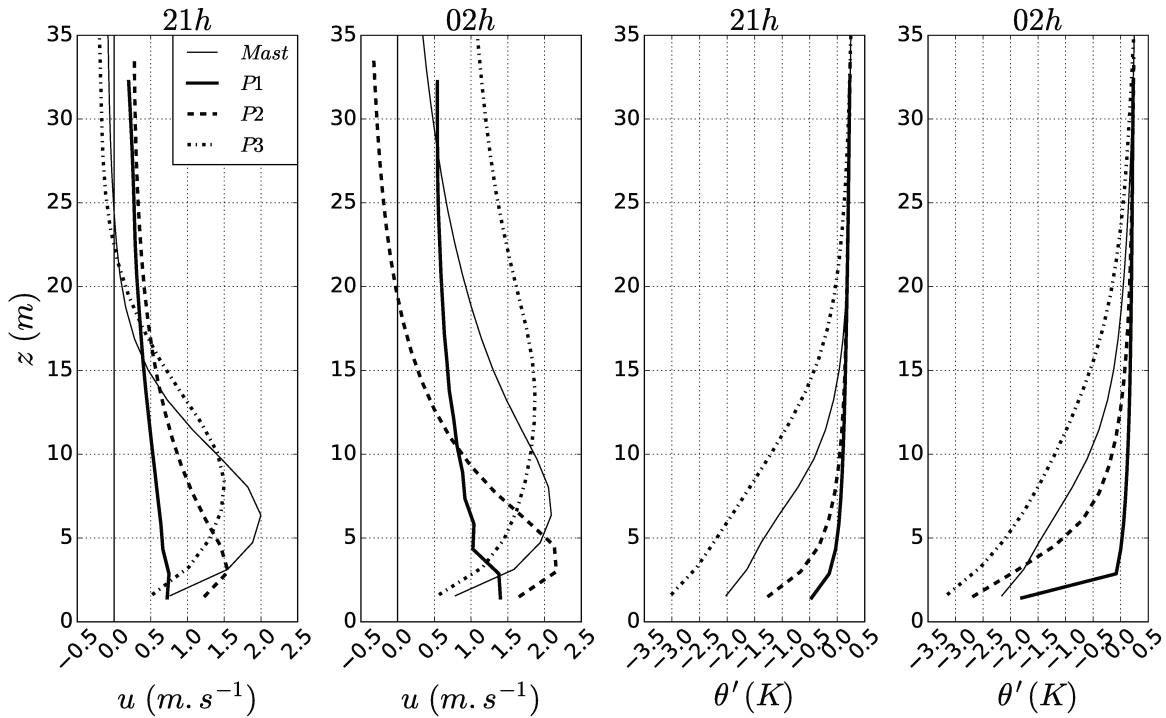


FIGURE 4.6: Profils de vitesse longitudinale et de déficit de température le 19/11 à 20h et le 20/11 à 02h pour les 4 profils situés dans le domaine *DOM6* : *Mast*, *P1*, *P2* et *P3*.

de l'écoulement. L'étude idéalisée d'écoulement catabatique de [Skylingstad 2003](#) (sur pente homogène) montre également une évolution progressive de l'intensité et de l'épaisseur de l'écoulement catabatique selon l'avancement dans la pente. Plus bas dans la pente, entre $P2$ et $P3$, l'évolution de l'écoulement est principalement selon l'épaisseur du jet, la valeur du maximum de vent n'évolue plus vraiment et semble même diminuer légèrement. Nous expliquons ce comportement de l'écoulement principalement par la diminution de la valeur de la pente moyenne dans le bas de la face. A notre connaissance, il n'existe pas d'étude expérimentale ou numérique montrant si un écoulement catabatique atteint un état homogène dans la direction de la pente, au bout d'une certaine distance. Il n'est donc pas possible dans notre étude sur pente hétérogène de définir si l'écoulement est pleinement établi spatialement. Nous imputons donc l'augmentation de l'épaisseur de l'écoulement selon la pente à la diminution de la valeur de la pente.

En re-considérant les isovaleurs de vitesse à z constant (altitude-sol constante, figures 4.5(a) à 4.5(d)) les profils qui viennent d'être analysés, il est maintenant possible d'interpréter l'évolution spatiale de valeurs de vent selon les niveaux considérés. A $z \approx 3m$ constant (figures 4.5(a) et 4.5(b)), les valeurs maximales sont situées dans la partie la plus raide de la face, zone dans laquelle est situé le profil $P2$. Ces valeurs maximales correspondent donc à la valeur du maximum de vent local du jet de paroi ($\bar{u}_{P2}(z_j(P2)) = u_{max}(P2) = 1.55m.s^{-1}$ à $21h$ et $u_{max}(P2) = 2.2m.s^{-1}$ à $02h$). Plus bas dans la pente, les valeurs de vent à $z \approx 3m$ sont plus faibles car situées à la base d'un jet de paroi montrant un gradient de vent plus faible et un maximum de vent plus élevé ($\bar{u}_{P3}(z_j(P2)) = 0.9m.s^{-1}$ à $21h$ et $\bar{u}_{P3}(z_j(P2)) = 1m.s^{-1}$ à $02h$). A $z \approx 5m$ (figures 4.5(c) et 4.5(d)), les maximum spatiaux de vent sont situés dans la partie basse de la pente, zone représentée par le profil $P3$. L'altitude $z \approx 5m$ correspond dans ce cas au maximum de vent du jet dans cette zone de la pente. Dans le haut de la pente et à $z \approx 5m$, ce niveau est déjà situé au-dessus du maximum de vent.

Les variabilités spatiales de l'écoulement sont ainsi finement décrites par les modélisations réalistes effectuées.

4.5 Caractéristiques statistiques de l'écoulement modélisé

4.5.1 Hauteur du maximum de vent

L'étude préliminaire sur les données issues de la campagne de mesure et présentée au chapitre 3 montre un maximum de vent situé à $z_j \leq 3m$ pour toutes les situations rencontrées. Les périodes correspondant aux régimes de nord et de sud analysées dans ce chapitre montrent des maxima de vent simulés au niveau du profil *Mast* à : $5m \lesssim z_j \lesssim 10m$. Pour les observations correspondantes (au même endroit et au même instant), les hauteurs de maximum de vent enregistrées sont de : $z_j \approx 1m$ pour le régime de nord et $z_j \approx 3m$ pour le régime de sud. Il y a donc, au sein des simulations, un biais (au moins) sur l'épaisseur du jet de paroi modélisé. Afin d'améliorer les modélisations sur cet aspect, nous effectuons une seconde simulation avec, pour unique différence avec la simulation de référence, la prescription de la condition aux limites en surface. Cette seconde simulation est identifiée par l'indice SBL (pour *Surface Boundary Layer*), correspondant au modèle multicouche de surface de [Masson and Seity 2009](#) présenté au chapitre 3 et modifié au chapitre 6. Ce modèle multicouche de surface 1D intègre 4 équations pronostiques (u , θ , q et TKE) et un modèle de turbulence d'ordre 1.5 (résolution de l'équation pronostique de TKE et longueur de mélange, ici $l_m \propto \kappa z / \phi_{m/e}$ avec $\phi_{m/e}$ les fonctions de stabilité issues de la TSMO pour la QdM et la TKE). Ce modèle 1D de surface est couplé en limite basse du modèle atmosphérique et il joue ainsi le rôle d'interface entre la surface et le premier point de modélisation atmosphérique. Ce modèle permet de calculer

explicitement les variables pronostiques très proches de la surface (par exemple $z \approx 1/10$ de la première maille atmosphérique, soit une résolution verticale $1D$ au sol de $\delta_{z_{ground}/SBL} = 0.1m$ pour la simulation $LES_{2m/SBL}$). Proches de la surface, ces variables pronostiques permettent d'estimer les flux en surface via les hypothèses de couche logarithmique dans une zone *a priori* davantage éligible à l'application de cette théorie (puisque très proche de la surface, voir chapitre 3, 5 et 6). L'utilisation de ce modèle permet d'améliorer l'estimation des flux en surface, particulièrement en situation stablement stratifiée où l'extension verticale des couches caractéristiques de l'écoulement est nécessairement réduite (e.g. Mahrt 1998a). Masson and Seity 2009 valident cette amélioration de manière globale sur les simulations de grandes échelles (quart sud-est de la France). Ils utilisent également les données de stations météorologiques afin de montrer l'accord entre les simulations numériques intégrant ce modèle et les observations. Nous intégrons dans ce travail, ce modèle $1D$ de surface pour étudier son impact sur la modélisation d'un écoulement catabatique au sein de simulations réalistes haute-résolution.

Nous intégrons ce modèle à nos simulations au sein de deux configurations différenciées par leur résolution du modèle atmosphérique ($\delta_{z_{ground}} = 2m$ et $\delta_{z_{ground}} = 10m$). Ceci est effectué pour répondre à deux questions :

- intégrer le modèle $1D$ de surface au sein d'une modélisation LES réaliste déjà très résolue ($\delta_{z_{ground}} = 2m$) permet d'estimer le degré de représentativité du processus d'écoulement catabatique qu'il est possible d'obtenir avec les outils les plus appropriés. La modélisation de référence sans le modèle $1D$ de surface montrant un écoulement trop épais.
- intégrer le modèle $1D$ de surface au sein d'une modélisation LES moins résolue ($\delta_{z_{ground}} = 10m$) permet de se rapprocher (légèrement) de simulations opérationnelles. Ceci permet d'estimer la représentativité de l'écoulement catabatique par un modèle opérationnelle en intégrant une solution à bas coup de calcul (le modèle $1D$ couplé augmente de moins de 5% le temps de calcul, voir paragraphe 3.5.3.5).

Dans la suite de ce chapitre, nous analysons donc trois types de simulations, répondant aux descriptions détaillées au chapitre 3 :

- simulations LES_{2m} : il s'agit de la simulation de référence, d'une résolution verticale au sol de $\delta_{z_{ground}} = 2m$.
- simulations $LES_{2m/SBL}$: l'unique différence avec les simulations LES_{2m} est l'utilisation du modèle SBL en surface.
- simulations $LES_{10m/SBL}$: résolution verticale au sol de $\delta_{z_{ground}} = 10m$ et utilisation du modèle SBL en surface.

4.5.2 Profils moyens et flux turbulents

Nous avons vu en début de ce chapitre que la simulation numérique réaliste de référence LES_{2m} est capable de représenter des variations spatiales et temporelles complexes de l'écoulement en conséquence de variations fines du forçage météorologique ou de topographie très accidentée.

Afin de poursuivre l'analyse de l'écoulement modélisé, nous nous focalisons dans ce paragraphe sur les caractéristiques du profil *Mast* pour les différentes configurations numériques : LES_{2m} , $LES_{2m/SBL}$ et $LES_{10m/SBL}$. Les résultats de simulations sont notamment confrontés aux données issues des observations. La réalisation des profils statistiques est décrite au chapitre 3.

La figure 4.7 (resp. 4.9) présente pour le régime de nord (resp. pour le régime de sud) : (*gauche*) les profils de vitesse dans le repère de la pente pour les trois simulations numériques et les observations ; (*droite*) les profils de température potentielle pour les trois simulations

numériques et les observations. La figure 4.8 (resp. 4.10) présente pour le régime de nord (resp. pour le régime de sud) : (i) les profils de flux de quantité de mouvement longitudinal $\overline{u'w'}$ résolu (*RES*) et total (*TOT*) dans le repère de la pente pour les simulations numériques et les observations; (ii) idem pour le flux de QdM sous-maille (*SBG*); (iii) les profils de flux de chaleur sensible $\overline{w'\theta'}$ résolu (*RES*) et total (*TOT*) dans le repère de la pente pour les simulations numériques et les observations; et (iv) idem pour le flux de chaleur sensible sous-maille (*SBG*).

Les profils de vitesse longitudinale de la simulation de référence LES_{2m} montrent un jet de paroi d'une épaisseur sur-estimée par rapport aux observations : $z_j \approx 5m$ et $z_j \approx 6m$ simulés respectivement pour le régime de nord et de sud contre $z_j \approx 1m$ et $z_j \approx 3m$ observés respectivement pour le régime de nord et de sud. Les maxima de vent sont, quand à eux, sous-estimés dans les deux régimes de forçage modélisés. Ces deux caractéristiques sont typiques du comportement trop diffusif d'un modèle numérique (e.g. Grisogono and Belusic 2008). Notons par ailleurs que le jet modélisé est sous-échantillonné spatialement car modélisé par seulement quelques points sur la verticale. Pour les deux régimes étudiés, la simulation $LES_{2m/SBL}$ se rapproche des observations. Le jet (alors partiellement modélisé) montre une épaisseur moins importante que dans le cas de la simulation LES_{2m} et est en accord avec les observations. La particularité dans les simulations $LES_{2m/SBL}$ est que le gradient de vitesse moyenne est négatif dès les premiers points de modélisation. La simulation $LES_{10m/SBL}$ montre une tendance à peine visible à représenter un écoulement catabatique. Le "maximum" de vitesse est de $0.2m.s^{-1}$ pour le régime de nord et de $0.3m.s^{-1}$ pour le régime de sud.

Les profils de température potentielle issus des simulations numériques montrent une température ambiante plus froide que dans les observations (voir pour $z > 20m$). Ce point est imputable non pas à la modélisation meso-échelle locale de l'écoulement mais aux réanalyses ECMWF utilisées, ne montrant pas nécessairement de représentativité aux échelles considérées. Pour pallier ce problème, il serait intéressant d'effectuer des modélisations incluant tous les domaines 1 à 6 sur des périodes longues afin d'être plus précis localement sur les forçages externes. Proches de la surface ($z < 5m$), les gradients de température potentielle issus de la simulation $LES_{2m/SBL}$ sont plus forts que dans le cas LES_{2m} et se rapprochent des observations. La simulation $LES_{10m/SBL}$ montre un profil de température qui ne semble pas s'écarter de la stratification environnante : cette simulation ne représente pas le refroidissement provenant de la surface.

En analysant seulement les profils moyens de vitesse et de température, la simulation $LES_{2m/SBL}$ semble montrer un accord satisfaisant avec les observations. Ce type de modélisation est donc en ce sens un apport conséquent pour la modélisation de formation de *Cold Air Pool* par exemple, en permettant de minimiser les biais de modélisation sur l'alimentation des inversions persistantes au sein des vallées par les écoulements catabatiques alentour. Il serait intéressant de mener une étude quantifiant l'impact d'une telle modification de la condition aux limites en surface sur la modélisation de ces problématiques atmosphériques.

Les figures 4.8 (gauche) et 4.10 (gauche) montrent les profils de flux de quantité de mouvement pour les deux régimes de forçage étudiés. Pour les résultats de simulation LES, ces profils se décomposent en une contribution issue du modèle sous-maille (*SBG*) et une contribution dite résolue (puisque issue des variations effectives/résolues de vitesse : *RES*). Le flux total est également représenté et correspond à $\overline{u'w'} = \overline{u'w'}_{SBG} + \overline{u'w'}_{RES}$ (voir détails au chapitre 3).

Pour la simulation de référence LES_{2m} et pour les deux régimes de forçage, le flux total de quantité de mouvement ($\overline{u'w'}_{TOT}$) est positif sur une grande extension verticale ($z \gtrsim 5m$), correspondant à la zone de gradient de vitesse négatif. Proche de la surface, dans la zone

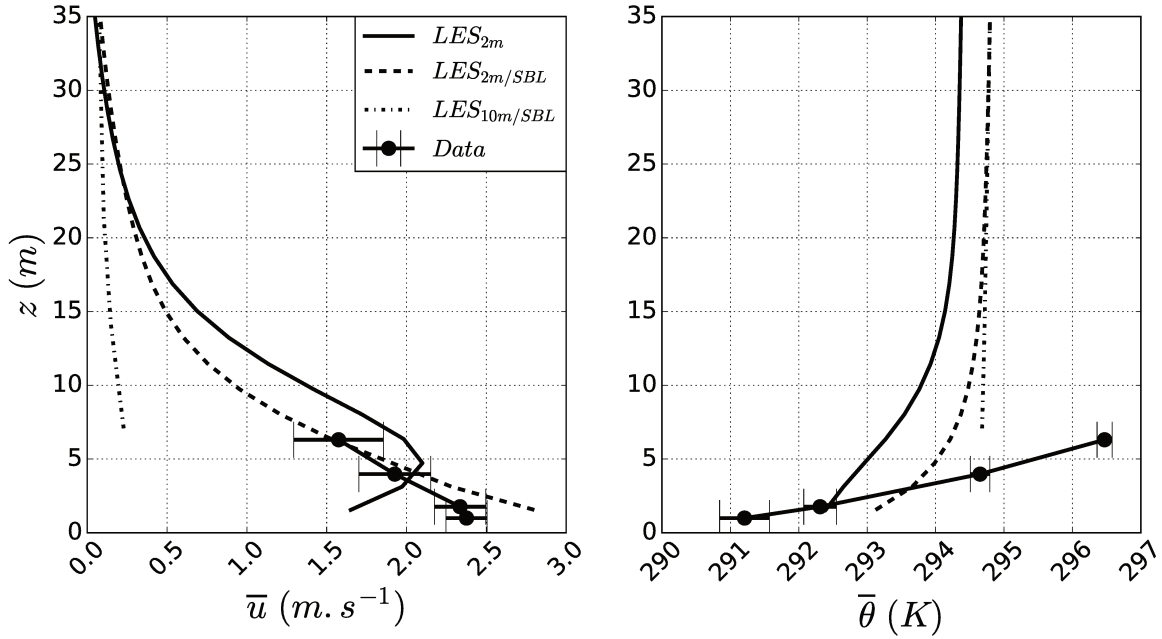


FIGURE 4.7: 19/11 à 21h Gauche : profils de \bar{u} pour les trois configurations numériques et les observations. Droite : idem pour $\bar{\theta}$.

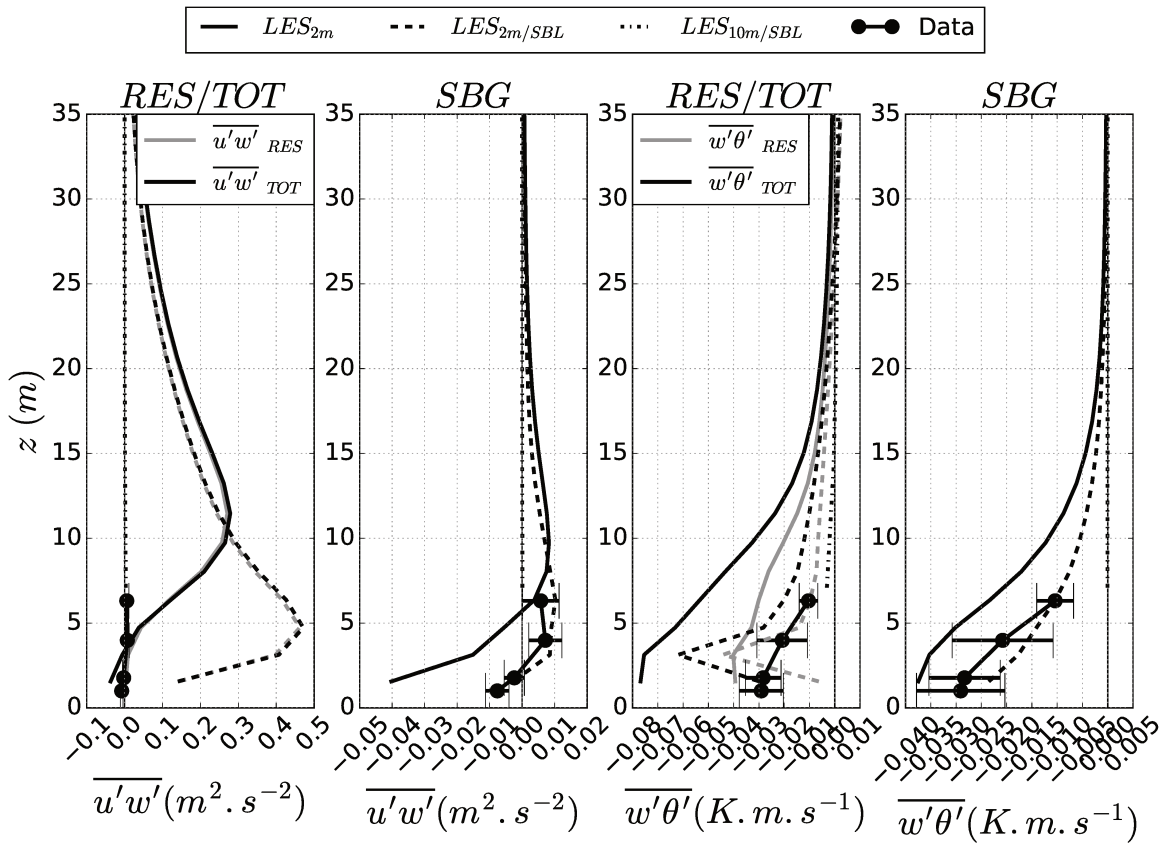


FIGURE 4.8: 19/11 à 21h. Profils de flux turbulents *SBG*, *RES* et *TOT* pour les 3 configurations numériques. Flux *Data* tels que définis au chapitre 3.

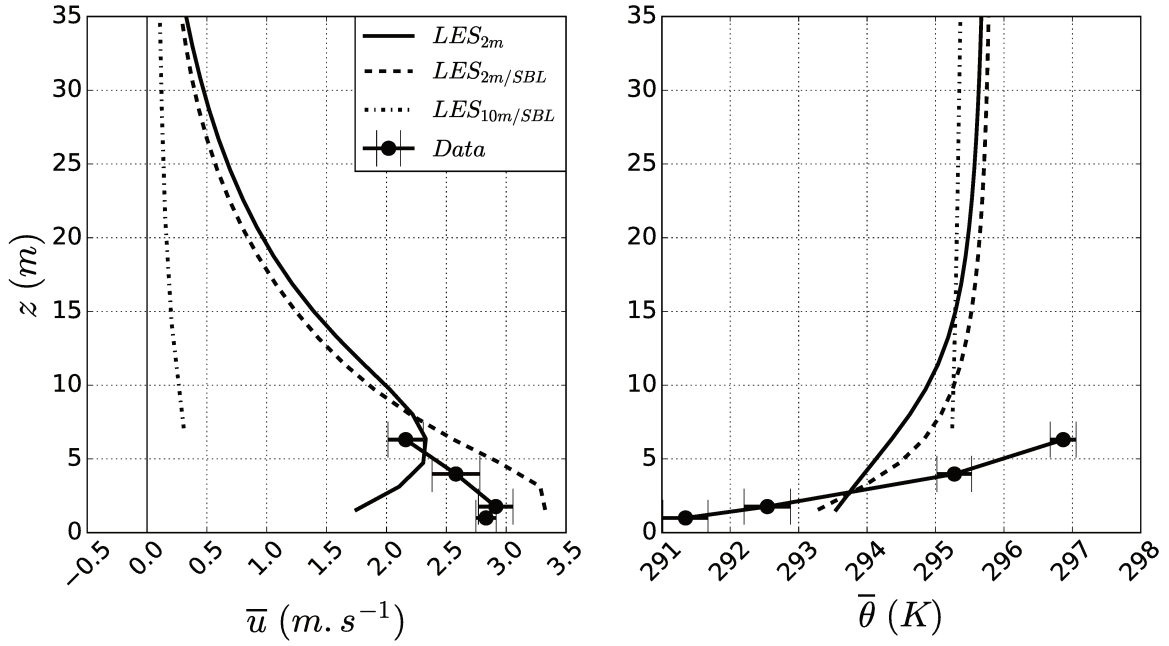


FIGURE 4.9: 20/11 à 02h Gauche : profils de \bar{u} pour les trois configurations numériques et les observations. Droite : idem pour $\bar{\theta}$.

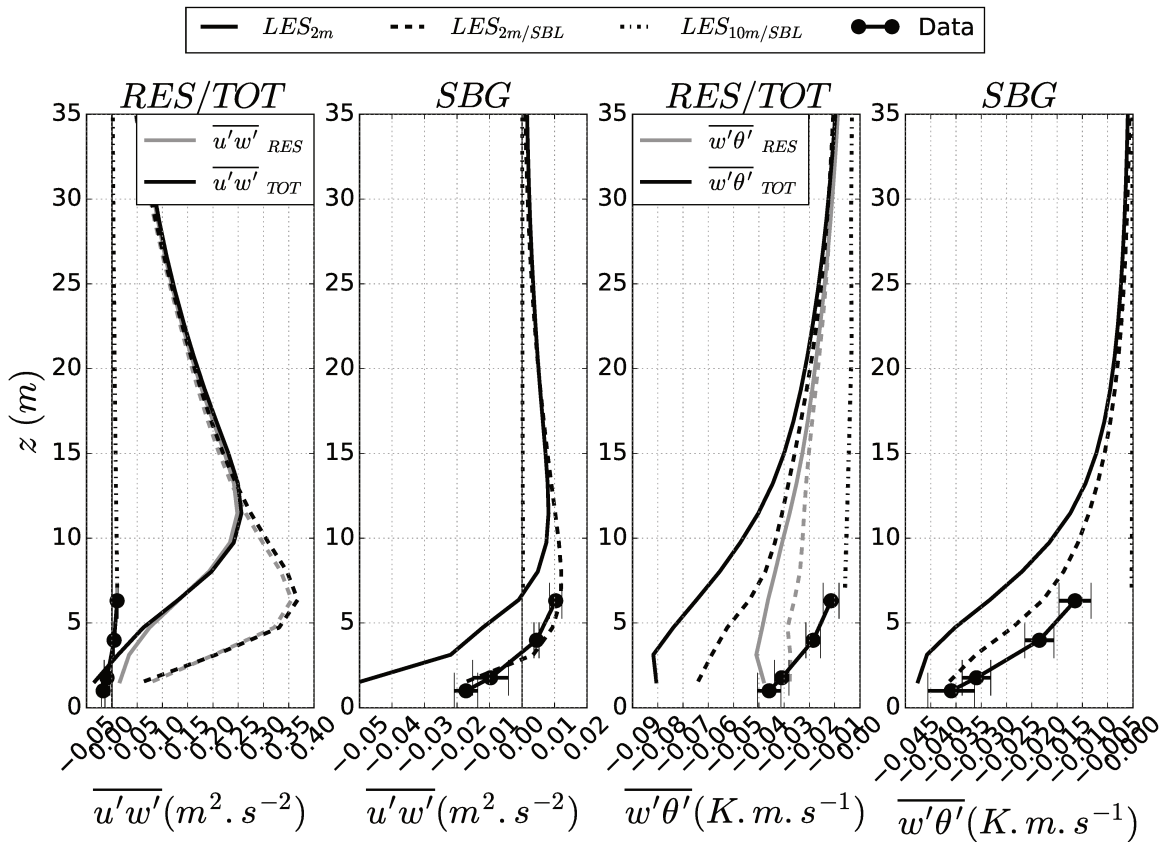


FIGURE 4.10: 20/11 à 02h. Profils de flux turbulents SBG, RES et TOT pour les 3 configurations numériques. Flux Data tels que définis au chapitre 3.

de gradient de vitesse positif, le flux total $\overline{u'w'}_{TOT}$ (théoriquement négatif), doit son passage aux valeurs négatives uniquement aux contributions sous-maillles. Ces contributions sont elles-même directement inspirées des gradients moyens (voir paramétrisations, chapitre 3). Ceci matérialise le fait que c'est le modèle sous-maille qui dissipe de l'énergie proche de la surface. C'est également le modèle sous-maille qui est connecté à la condition aux limites de surface qui dissipe de l'énergie ($\overline{u'w'}_{z=0m} < 0$). Dans le cas des simulations $LES_{2m/SBL}$, un comportement différent sur les flux de quantité de mouvement est observé. Le flux total $\overline{u'w'}_{TOT}$ reste positif, même au premier point de modélisation. Ceci est en accord avec le gradient de vitesse moyenne modélisé négatif dès la surface. Seul le premier point de calcul montre un flux sous-maille $\overline{u'w'}_{SBL}$ négatif, en accord avec la loi de paroi classique (diffusive), y compris avec l'utilisation du modèle multicouche de surface. C'est ici, en condition aux limites de surface, que le modèle dissipe son énergie. La condition aux limites, matérialisée par le premier point du profil $\overline{u'w'}_{SBL}$, se rapproche d'une condition aux limites de glissement ($\overline{u'w'}_{SBL} \rightarrow 0$), ce qui explique la vitesse plus importante que dans le cas LES_{2m} au premier point (voir figure 4.7, gauche). Pour les deux régimes de forçage, les flux totaux modélisés sont sur-estimés d'un ordre de grandeur par rapport aux observations, y compris avec le couplage du modèle multicouche de surface 1D. Les modélisations $LES_{10m/SBL}$ présentent des flux de QdM résolu et sous-maille quasiment nuls, en accord avec le gradient de vitesse moyenne très faible.

Les figures 4.8 (droite) et 4.10 (droite) montrent les profils de flux de chaleur pour les deux régimes de forçage modélisés et pour les trois types de simulation. Les flux de chaleur ne montrent pas de comportement aussi complexe que les flux de quantité de mouvement. En revanche, les contributions sous-maille et résolue sont d'amplitudes équivalentes entre elles et ceci pour les simulations LES_{2m} et $LES_{2m/SBL}$. Le flux de chaleur modélisé via la simulation $LES_{2m/SBL}$ est plus important que celui issu de la modélisation LES_{2m} pour le régime de forçage de nord. Les deux types de simulations sur-estiment le flux de chaleur. En revanche, pour le régime de sud, la modélisation $LES_{2m/SBL}$ permet de rapprocher les flux de chaleur des observations. Les simulations $LES_{10m/SBL}$ présentent des flux de chaleur résolus à peine perceptibles et un flux de chaleur sous-maille quasiment nul (le gradient vertical de température potentielle est proche de zéro).

Ces profils, notamment de quantité de mouvement, illustrent le problème de modélisation d'un écoulement catabatique par un modèle intégrant d'une manière ou d'une autre la théorie des similitude en condition aux limites de surface.

4.5.3 Deux pistes d'amélioration

Nous venons de voir que la modélisation de référence n'est pas capable de représenter l'écoulement catabatique observé. Le jet de paroi montre une hauteur de maximum de vent trop élevée au-dessus de la surface et un maximum de vent inférieur aux observations. Ces caractéristiques sont typiques d'une diffusion excessive au sein d'un modèle (Grisogono and Belusic 2008 ou Grisogono 2010). La modification de la condition aux limites de surface impacte fortement l'écoulement modélisé et permet aux profils de vitesse de se rapprocher fortement des observations. Les flux turbulents ne sont, en revanche, toujours pas réalistes car d'un ordre de grandeur supérieur aux observations.

Afin d'améliorer la modélisation des écoulements catabatiques au sein des modèles atmosphériques, nous proposons deux pistes :

- Adaptation de la **longueur de mélange** : une sur-diffusion au sein d'un modèle de couche limite est souvent la conséquence d'une longueur de mélange inadaptée à la physique modélisée (e.g. Grisogono and Belusic 2008). Une simple longueur de mélange (de type κz) représentant une couche limite classique n'est naturellement pas adaptée

pour représenter un écoulement catabatique (loi logarithmique contre jet de paroi). En présence de stabilité, une longueur de mélange de type Deardorff (Deardorff 1980), prenant en compte l'amortissement du mélange turbulent par la stabilité, est largement utilisée et validée dans la communauté. C'est ce type de longueur de mélange qui est d'ailleurs utilisé dans les modélisations effectuées. En revanche, au sein d'un écoulement catabatique, le fort cisaillement proche de la surface qui se superpose à la forte stabilité locale, suggère l'intégration du cisaillement dans la paramétrisation de la longueur de mélange. C'est ce que proposent notamment Grisogono and Belusic 2008 et Grisogono 2010. Nous utiliserons ces paramétrisations de longueur de mélange dans le chapitre 6. Une longueur de mélange plus faible proche de la surface permettrait certainement de diminuer l'intensité des flux modélisés en conservant des gradients en accord avec les observations.

- Adaptation de la **condition aux limites en surface** : la modification de la condition aux limites en surface montre un impact fort sur l'écoulement catabatique modélisé. Cette modification est ponctuelle (au premier point de modélisation en z) mais impacte toute l'épaisseur de l'écoulement catabatique. Sur les résultats de simulation $LES_{2m/SBL}$, l'écoulement moyen ne montre pas de zone de gradient vertical positif de vitesse au voisinage de la surface. En conséquence, le flux de quantité de mouvement total est positif. En revanche, le flux de quantité de mouvement sous-maille, qui est paramétré en surface par la condition aux limites de flux (prescrite par le modèle de surface) reste négative, au moins au premier point de modélisation. La simulation $LES_{10m/SBL}$ montre que le modèle sous-maille dissipe (faiblement mais $\overline{u'w'}_{SBL}$) également de l'énergie en son premier point puisque correspondant à la prescription par la surface. En ce point de l'écoulement, la flottabilité ressentie par le premier point de modélisation est faible et ne compense pas suffisamment la friction artificielle générée par la condition aux limites. En ce point, la dissipation par la condition aux limites de surface est donc problématique. En effet, à une hauteur équivalente, la modélisation $LES_{2m/SBL}$ qui semble la plus réaliste, présente des flux de QdM largement positifs.

Nous nous intéressons au premier point (adaptation de la longueur de mélange) dans le chapitre 6. Le second point, relatif à la condition en limite de surface est également d'une importance majeure. Ce problème est en lien direct avec la résolution partielle de l'écoulement catabatique. Dans le cas de modélisations plus classiques (voire opérationnelles), la résolution du modèle numérique est naturellement plus grossière que dans notre cas d'étude. Ceci augmente largement l'importance relative de la condition aux limites de surface qui est non représentative des écoulements catabatiques.

Nous nous intéressons donc par la suite de ce travail de thèse à analyser l'écoulement catabatique au voisinage de la surface. Dans un premier temps en analysant des données issues d'observations (chapitre 5) puis en modifiant le modèle multicouche 1D (chapitre 6) afin de pouvoir prendre en compte l'écoulement catabatique en conditions aux limites de surface.

Du point de vue de la dynamique, la condition aux limites de tout modèle numérique intégrant un concept de frottement (ou friction) turbulent(e) en paroi (donc le flux de QdM en paroi : $\overline{u'w'}_{wall} < 0$) est estimée à partir d'un concept de diffusion en paroi. Par définition, ce concept de diffusion ralentit l'écoulement en-dessous du premier point de calcul, assurant ainsi une redirection de la vitesse vers des faibles valeurs, se rapprochant éventuellement de la vitesse nulle suivant les paramètres considérés. Le flux en paroi est ici paramétré comme détaillé au chapitre 3 par :

$$\overline{u'w'}_{wall} = -C_D |U_a| U_a \quad (4.1)$$

où C_D représente un coefficient de frottement pouvant être défini de manière sophistiqué en

intégrant par exemple l'effet de la stabilité de l'écoulement (voir définition 3.44).

En cas de présence de jet de paroi, et si l'interface entre le modèle atmosphérique et le modèle de surface (loi de paroi classique ou modèle multicouche *SBL*) se situe au-dessus du maximum de vent, le flux effectif de quantité de mouvement à cette hauteur est théoriquement positif. Cette situation est problématique puisque les modèles de surface dissipent systématiquement de l'énergie.

Nous identifions trois cas de figures suivant la position de l'interface (z_{int}) entre le modèle atmosphérique et le modèle de surface :

- $z_{int} < z_j$: cette configuration se rapproche d'un cas standard de couche limite puisque le modèle de surface dissipe de l'énergie, générant un gradient vertical de vitesse positif. La valeur des flux en surface reste cependant discutable.
- $z_{int} \approx z_j$: le gradient de vitesse à ce niveau est proche de zéro. Le modèle de surface devrait donc fournir une condition de type glissement. Le modèle multicouche *SBL* de surface permet de se rapprocher de cette configuration.
- $z_{int} > z_j$: le flux effectif de quantité de mouvement est positif à cette altitude. Cependant, un modèle de surface classique dissipe systématiquement de l'énergie ($\overline{u'w'} < 0$). Ceci remet donc directement en question le concept de modèle de surface classique dans ce cas de figure.

Nous orientons donc la recherche d'amélioration de la modélisation des écoulements catabatiques en portant une attention particulière sur les conditions aux limites de surface.

Analyse de mesures in-situ sur le cas d'étude du Grand Colon : caractérisation du vent catabatique observé

5.1 Introduction

Nous analysons dans ce chapitre les données recueillies durant la campagne de mesure *KaCoSonic* en 2012 (décrite au chapitre 3). Les objectifs généraux de cette campagne de mesure sont décrits au paragraphe 3.2. Les objectifs du présent chapitre sont : (i) d'analyser la pertinence (ou les limitations) du site choisi ; (ii) apporter une contribution dans la compréhension des écoulements catabatiques et de la turbulence associée ; (iii) tester des méthodes d'estimation des flux turbulents en surface ; (iv) analyser l'écoulement catabatique turbulent en gardant comme objectif sous-jacent l'amélioration de sa modélisation ; et (v) constituer une base d'analyses permettant de caractériser l'écoulement catabatique turbulent au sein d'un site expérimentable qui pourra faire l'objet de périodes d'observations futures.

Un atout des données recueillies est qu'elles présentent un échantillonnage vertical conséquent (4 niveaux de mesure entre un mètre et six mètres) des variables permettant d'étudier la turbulence, à haute fréquence. Quatre anémomètres soniques (20Hz et 10Hz) sont positionnés de part et d'autre du maximum de vent, lui-même situé proche de la surface (entre 1 et 3m). Le travail de pré-traitement des données, qui est développé au chapitre 3, présente la complexité de l'analyse d'un tel écoulement. Une des difficultés est de fixer un temps d'intégration temporelle pour établir la moyenne de Reynolds qui permet d'intégrer uniquement les échelles turbulentes dans l'estimation des flux. La forte variabilité verticale des caractéristiques de la turbulence de l'écoulement catabatique ne permet pas de traiter statistiquement de manière identique un point de mesure selon qu'il est situé au-dessous ou au-dessus du maximum de vent. Bien que les données soient passées au filtre de procédures reconnues afin d'écartier des analyses les segments de mesures présentant des instationnarités, des instationnarités résiduelles tendent à biaiser le calcul des flux turbulents. Ceci est observé principalement au-dessus du maximum de vent, zone la plus sensible aux perturbations extérieures comme montré au paragraphe 3.4.4 et figure 3.19 (le haut de l'écoulement montre le plus de sensibilité aux méthodes d'estimation des flux, retranchant alors les instationnarités). La question du temps d'intégration pour définir les flux est donc posée pour prendre en

compte à la fois la variabilité temporelle et spatiale de l'écoulement. Pour y répondre, les flux turbulents (hors séries temporelles) sont estimés grâce à la décomposition en multi-résolution de flux, permettant d'isoler les contributions turbulentes locales des contributions turbulentes extérieures (instationnaires et potentiellement de signe opposé aux contributions locales) et ce pour chaque segment de donnée (échantillon temporel d'une heure) et pour chaque niveau de mesure (voir chapitre 3).

Les analyses qui suivent ont pour objectif de caractériser précisément l'écoulement catabatique étudié. Le fait que cet écoulement ait lieu sur pente raide ($20^\circ < \alpha < 40^\circ$), rend l'étude plutôt singulière par rapport à la majorité des études d'écoulements catabatiques (Oerlemans and Grisogono 2002 : $\alpha \approx 5^\circ$, Smeets et al. 2000 : $\alpha \approx 5^\circ$, VanDerAvoird and Duynkerke 1999 : $\alpha \lesssim 7^\circ$). Notons tout de même par exemple l'étude de Nadeau et al. 2012 également sur pente raide ($30^\circ < \alpha < 41^\circ$); cette étude sera utilisée pour comparaison. Cependant, dans le contexte des problématiques d'atmosphère stablement stratifiée en zone habitée de montagne (phénomène de *Cold Air Pool* et problématique de qualité de l'air associée : Whiteman 2000 et chapitre 2), la configuration étudiée correspond précisément aux topographies responsables de ces phénomènes. En l'occurrence, la pente étudiée surplombe l'agglomération grenobloise (voir chapitre 3), où les problématiques hivernales de qualité de l'air sont récurrentes (Largerion 2010). La pente étudiée représente une situation de génération locale d'air froid qui alimente justement les masses d'air froid ("piscines froides") piégées dans les points bas de la topographie. À l'échelle d'une vallée, les prévisions sont généralement effectuées en se basant sur des théories ne représentant pas exactement les processus physiques en jeu (*e.g.* Mahrt et al. 1998, hypothèse de flux constant sur la vertical en proche paroi utilisée mais non valide). Les flux estimés en condition aux limites de surface sont les principales grandeurs à corriger. Il est donc indispensable d'analyser localement les processus en jeu sur ce type de pente afin de mieux interpréter le comportement des flux turbulents proche de la surface. Les analyses de ce chapitre sont menées dans l'objectif de comprendre les paramètres clefs de l'écoulement, ce qui permet d'apporter une contribution notamment pour la modélisation numérique. L'enjeu de la compréhension des écoulements est en effet de pouvoir les modéliser (puis les paramétrer) afin d'éventuellement pouvoir prédire leur comportement au sein de modèles opérationnels. Parmi les paramètres clefs de l'écoulement, les profils de diffusivité turbulente sont montrés comme étant déterminant pour l'estimation des flux en surface (voir chapitre 6 mais également Grisogono and Oerlemans 2001a, Grisogono and Oerlemans 2001b, Parmhed et al. 2004). Un profil de diffusivité représentant une "synthèse" de la turbulence, il est primordial d'identifier les processus qui contrôlent ces profils. Les questions de recherche peuvent être synthétisées en :

- Dans quelle mesure la théorie de similitude de Monin-Obukhov représente-t-elle la turbulence d'un écoulement catabatique sur pente raide ($\alpha > 20^\circ$) ?
- Quels biais sur l'estimation des flux sont générés par l'utilisation de cette théorie ?
- Dans quelle mesure l'écoulement observé localement est-il gouverné uniquement par les phénomènes locaux ?
- Quelles sont les grandeurs pertinentes pour adimensionner la turbulence observée ?
- Quelle est la forme des profils de diffusivité turbulente et un découplage de l'écoulement a-t-il lieu (entre couche limite interne et couche limite externe) ?
- Est-il possible de paramétrer *a priori* les profils de diffusivité turbulente afin d'alimenter un modèle ?
- De quels phénomènes dépendent les flux turbulents locaux au sein d'un écoulement présentant deux cisaillements opposés au voisinage d'une paroi ?

Pour proposer des réponses à ces questions, le chapitre qui vient est organisé comme suit. Dans un premier temps, nous analyserons une série temporelle typique de l'écoulement catabatique sur pente raide. Nous étudierons dans un second temps les caractéristiques spectrales de l'écoulement pour deux types de situations d'écoulement rencontrés : situation "purement catabatique" et situation "catabatique perturbé". Ces deux situations d'écoulement représentent à elles seules l'ensemble des données récoltées et présentent des caractéristiques différentes, notamment en terme de hauteur de maximum de vent (les cas perturbés montrent un maximum de vent plus élevé que les cas purement catabatique, chapitre 3). Ensuite, nous conduirons une étude statistique, testant la validité des théories classiques des similitudes et proposant une lecture différente de ce type d'écoulement. Des profils de diffusivité turbulente effective sont proposés et le bilan d'énergie cinétique turbulente est analysé afin d'identifier les paramètres agissant sur la turbulence locale.

5.2 Description des séries temporelles

Une série temporelle type (une nuit complète) est analysée dans cette section. Elle permet d'estimer la variabilité temporelle d'un écoulement catabatique pourtant *a priori* au sein de conditions environnantes homogènes et stationnaires (condition météorologique anticyclonique, atmosphère stable et sans perturbation météorologique). Cette variabilité témoigne de la grande sensibilité de l'écoulement catabatique aux forçages extérieurs, même faibles.

La figure 5.1 présente une série temporelle des données recueillies durant la nuit de référence (nuit du 19 au 20 novembre 2012). L'évolution des vitesses moyennes (composantes \bar{u} et \bar{w}) ainsi que l'évolution de la température moyenne et des *rms* de ces variables sont représentées pour les niveaux 1 et 3. Les moyennes sont définies selon les intervalles de moyennage choisis via l'analyse des flux MRD (chapitre 3). Les temps d'intégration moyens pour définir la moyenne de Reynolds, sont, par niveau : 25.6s pour le niveau 1 et 51.2s pour le niveau 3. Ces temps correspondent, pour chaque niveau, à la localisation temporelle moyenne (sur l'ensemble des segments) du gap spectral sur les diagrammes de flux MRD. Les flux résultants ($\overline{u'w'}$, $\overline{v'w'}$ et $\overline{w'\theta'}$) sont également représentés. Les segments rejetés par le contrôle de qualité statistique (Vickers and Mahrt 1997, chapitre 3) sont représentés par les zones grisées. Chacun des niveaux représentés ici a été choisi pour être situé soit majoritairement en-dessous du maximum de vent (niveau 1), soit majoritairement au-dessus du maximum de vent sans être trop perturbé par l'écoulement extérieur (niveau 3). L'analyse est effectuée en divisant la série temporelle en périodes présentant des caractéristiques propres. Elle se divise en deux principales catégories : les périodes instationnaires et les périodes stationnaires.

5.2.1 Périodes instationnaires

Régime transitoire : Dès la disparition du rayonnement solaire incident (17h), l'écoulement transite vers un régime catabatique. Cette période transitoire dure environ 45 minutes, durant laquelle la vitesse longitudinale \bar{u} (qui vient de devenir positive, représentant un écoulement descendant) augmente pour passer de $0m.s^{-1}$ à $2.25m.s^{-1}$ en moyenne au niveau 1 et à $1.5m.s^{-1}$ au niveau 3. L'apparition de cet écoulement transitoire est également visible sur le champ moyen de température mais uniquement au niveau 1. La température à ce niveau perd $2^\circ C$ alors qu'une tendance décroissante au niveau 3 est observée, mais est à peine perceptible. En effet, la source de l'écoulement se situant en surface, le point de mesure situé le plus bas est le premier touché par une diminution de température marquée. Le segment de mesure intégrant le régime transitoire est bien entendu exclu des analyses au sens du contrôle qualité (Vickers and Mahrt 1997) et est donc grisé. Cette période transitoire est également très bien

définie sur les moments statistiques d'ordre 2. Les *rms* des champs turbulents (u' , v' , w' et θ') montrent durant cette période une augmentation franche avant de se stabiliser autour de leur valeur moyenne respective. Les flux turbulents ($\overline{u'w'}$ et $\overline{w'\theta'}$) présentent également un transitoire parfaitement lisible. Le flux de chaleur sensible passe de valeurs quasiment nulles à des valeurs largement négatives. Les intensités du flux de quantité de mouvement aux niveaux 1 et 3 augmentent mais sont de signe opposé. Sur tous les champs turbulents (*rms* et moments croisés), un pic d'intensité est observé à la fin de la période transitoire. Ces champs diminuent ensuite légèrement pour converger vers des valeurs moyennes stables (avant les perturbations suivantes ; deuxième période grisée). Ceci est certainement la marque d'une transition vers un écoulement turbulent établi. L'ensemble des données recueillies ne contient pas suffisamment de période transitoire aussi bien définie que celle présentée ici pour permettre une analyse systématique. Cependant, il serait intéressant de mener une étude centrée sur cet aspect. Le centre d'intérêt est ici davantage focalisé sur l'analyse de l'écoulement catabatique établi (voir paragraphe 5.2.2).

Régime de perturbations extérieures : Mis à part la période transitoire de l'écoulement vers un régime catabatique établi (début de nuit), une seconde période exclue des analyses est celle constituée des segments allant de 22h à minuit. Durant ces deux heures, l'écoulement local est fortement perturbé (visible principalement sur les composantes de vitesse u et v ainsi que sur les flux de quantité de mouvement longitudinal et transversal). À 22h50, les *rms* des composantes de vitesse u et w ainsi que l'intensité des flux turbulents aux deux niveaux augmentent progressivement alors que la vitesse moyenne du catabatique \bar{u} diminue. Dans le même temps, la *rms* de température augmente seulement au niveau supérieur, suggérant que la perturbation est externe à l'écoulement local. Il en suit une courte période (environ 30 minutes) de turbulence plus intense, mise en évidence par un pic d'intensité sur le flux de quantité de mouvement au niveau 3 ainsi que sur les flux de chaleur sensible. Cette période de turbulence plus intense laisse également une trace sur la température au niveau 1 qui augmente pour se rapprocher de la température du niveau 3 (intensification du mélange). Le gradient local de température à 1m (niveau 1, lié au refroidissement par la surface) étant bien plus important que le gradient de température à 4.26m (niveau 3, se rapprochant de la stratification environnante), l'inclusion d'une masse d'air provenant d'altitude supérieure a donc une empreinte plus importante sur la température du niveau le plus bas. Ces perturbations correspondent à l'arrivée d'un léger flux de sud, apportant une masse d'air plus chaude. Ceci est mis en évidence par l'analyse des profils des stations ROMMA et des réanalyses *ECMWF* (non montrés ici, voir chapitre 3). La variation de la composante transversale de vitesse (v) confirme la provenance de cette perturbation. Cette masse d'air chaud arrivant sur un sol déjà froid présente donc un facteur stabilisant de l'atmosphère. L'arrivée de cette masse d'air aux caractéristiques différentes peut être vu comme un léger front, responsable de l'instationnarité forte au sein de l'écoulement catabatique local qui est de faible intensité. Le caractère singulier au sein de la nuit témoigne que cette instationnarité ne peut pas être interne à l'écoulement. Cette perturbation est donc bien d'origine externe à l'écoulement. Une fois cette période de turbulence relativement intense passée, une seconde période transitoire d'établissement de l'écoulement catabatique est observée entre 23h30 et 23h45. L'écoulement s'établit de nouveau avec des caractéristiques d'écoulement catabatique plus intenses qu'en première partie de nuit (vitesse moyenne plus élevée qu'en début de nuit : $3m.s^{-1}$ et flux turbulents plus intenses). C'est donc un régime légèrement différent qui s'est installé. Les différences entre les deux parties de nuit sont analysées plus loin.

Autres segments perturbés (zones grisées) : Des segments sont écartés des analyses (voir chapitre 3) mais ne présentent pas forcément d'instationnarité évidente ou visible à

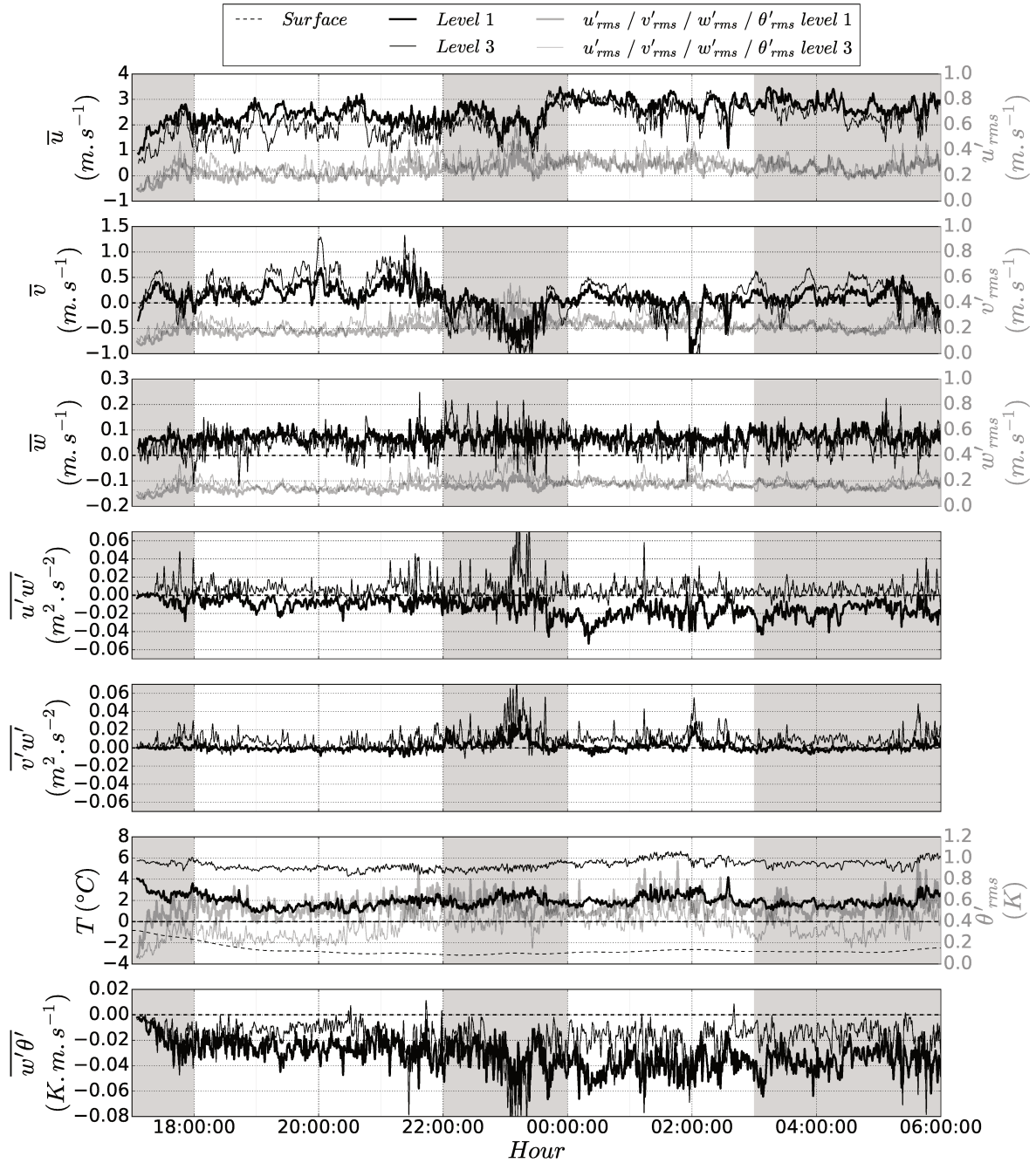


FIGURE 5.1: Série temporelle de la nuit de référence sélectionnée (nuit du 19/11 au 20/11 de 17h à 06h) aux niveaux de mesure 1 (traits fins) et 3 (traits épais). Zones grisées : segments de mesure exclus des analyses par le contrôle qualité présenté au chapitre 3 (portant principalement sur des critères de stationnarité). Trois premiers graphiques : composantes moyennes (noir) et rms des composantes fluctuantes de vitesse (gris). Graphiques 4 et 5 : flux turbulent de quantité de mouvement longitudinal et transversal. Graphique 6 : composante moyenne (noir) et rms de composante fluctuante de température (gris) et température de surface (ligne tiretée). Graphique 7 : flux turbulent de chaleur sensible.

l'oeil nu. C'est le cas des segments de 03h à 05h. Il serait intéressant de mener une étude complète sur la pertinence des paramètres du contrôle qualité dans le cadre des écoulements catabatiques. En effet, ces paramètres sont initialement fixés empiriquement pour répondre à des comparaisons avec la théorie des similitudes de Monin-Obukhov. Nous verrons à la fin de ce chapitre que l'applicabilité de ces théories n'est pas possible pour l'écoulement étudié, ce qui justifierait l'adaptation des coefficients du contrôle-qualité et ainsi la prise en compte éventuelle des segments de 03h à 05h dans les analyses.

5.2.2 Périodes stationnaires

Les périodes non grisées correspondent à des régimes d'écoulements catabatiques établis. Comme évoqué plus haut, nous notons la présence de deux régimes catabatiques d'intensité différente. Le premier de 18h00 à 22h00, que l'on nommera "situation purement catabatique", et le second de 00h00 à 03h00, que l'on nommera "situation de catabatique perturbé". Une période d'instationnarité sépare ces deux régimes ("Régime de perturbations extérieures", analysée plus haut). Elle est la trace de ce qui cause la différence entre ces deux régimes, à savoir l'arrivée d'un léger forçage météorologique venant du sud. Les deux régimes d'écoulement catabatique établi sont décrits séparément dans les deux paragraphes qui suivent.

5.2.2.1 Situation "purement catabatique"

De 18h00 à 22h00, les composantes moyennes longitudinales (\bar{u}) de vitesse aux niveaux 1 et 3 valent respectivement $2.25m.s^{-1}$ et $1.5m.s^{-1}$. La vitesse supérieure au niveau 1 indique que le maximum de vent est situé proche de la surface (voir profils moyens en fin de chapitre 3 : le maximum de vent est alors situé strictement sous le niveau 2). Cette première phase de la nuit, correspondant à la situation purement catabatique, bénéficie d'un forçage extérieur quasiment nul (vent de vallée inférieur à $1m.s^{-1}$, voir chapitre 3). Le spectre du vent moyen longitudinal \bar{u} (figure 5.2) montre un pic d'énergie bien défini à $0.006Hz$ (période de 167s) pour les quatre niveaux de mesure. Cette fréquence singulière de la vitesse longitudinale moyenne sur toute la hauteur du profil catabatique indique qu'une oscillation de l'écoulement moyen est régulière sur cette partie de la nuit. Doran and Horst 1981 et McNider 1982 ont proposé et observé une fréquence propre aux fluctuations de vitesse au sein des écoulements gravitaires : $f_{catab} = N \sin \alpha$ (voir chapitre 2). Pour rappel, cette fréquence correspond à la projection de l'oscillation propre à la fréquence de Brunt-Väisälä (N) non pas sur la verticale, mais parallèle à la pente. Une grossière estimation du gradient de température au sein de la vallée du Grésivaudan à cet instant donne $\partial\theta/\partial z \approx 0.00877K.m^{-1}$. Cette estimation est faite à partir des stations météorologiques du réseau ROMMA (Réseau d'Observation Météorologique du Massif Alpin) entre la station du Versoud (220m, fond de la vallée du Grésivaudan à l'aplomb de la pente étudiée) et la station de Chamrousse (1800m, situé à 5km au sud-ouest de la pente étudiée dans le même massif et avec la même exposition). Comme détaillé dans le travail de thèse de Largeron 2010, en conditions stablement stratifiées, l'estimation d'un gradient vertical de température à partir des stations météorologiques au sol est une bonne approximation grâce à l'homogénéité horizontale de la masse d'air. Avec une pente locale de $\alpha = 21^\circ$ (voir chapitre 3), on obtient une fréquence théorique de $f_{catab} = 0.0063Hz$ (tirets verticaux, figure 5.2), correspondant justement au pic d'énergie enregistré. Cette estimation reste assez grossière mais laisse penser que le pic d'énergie à la fréquence enregistrée correspond précisément à ce processus d'oscillation. En considérant la pente moyenne surplombant le site de mesure ($\alpha \approx 43^\circ$), la fréquence théorique d'oscillation serait : $f_{catab} \approx 0.012Hz$. L'écoulement semble présenter également un pic d'énergie à cette fréquence, mais d'importance relative aux fréquences voisines faible. Il n'est donc pas possible de conclure sur la trace

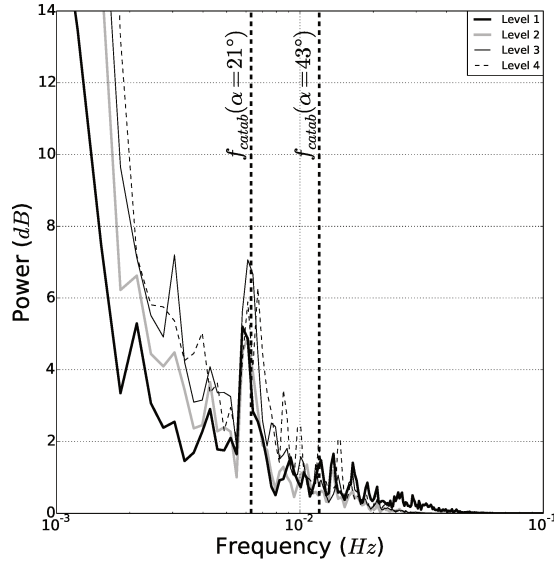


FIGURE 5.2: Première partie de nuit (18h – 22h) : spectre de la partie basse fréquence de la composante de vitesse u pour les 4 niveaux de mesure. Ligne tiretées (f_{catab}) : fréquence théorique d'oscillation de l'écoulement catabatique pour les pentes $\alpha = 21^\circ$ et $\alpha = 43^\circ$.

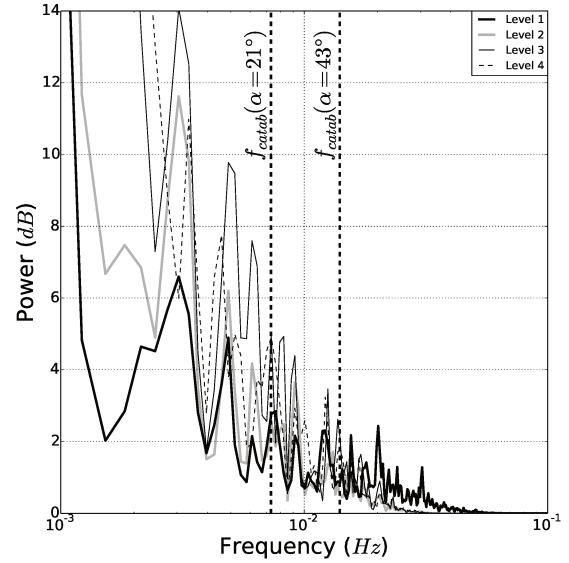


FIGURE 5.3: Seconde partie de nuit (00h – 03h) : spectre de la partie basse fréquence de la composante de vitesse u pour les 4 niveaux de mesure. Ligne tiretées (f_{catab}) : fréquence théorique d'oscillation de l'écoulement catabatique pour les pentes $\alpha = 21^\circ$ et $\alpha = 43^\circ$.

éventuelle d'une seconde oscillation provenant des pentes amonts. De plus, l'interaction de différents phénomènes ondulatoires nécessite une étude approfondie focalisée sur cet aspect complexe et ne constitue pas l'objet de ce travail de thèse. Par exemple, [Sun et al. 2015](#) présentent une synthèse des connaissances actuelles et des enjeux portant sur les interactions d'ondes internes turbulentes en couche limite atmosphérique stable. Pour étudier de la provenance de cette fréquence, il serait intéressant d'effectuer des mesures au sein de la pente surplombante.

5.2.2.2 Situation "catabatique perturbé"

De 00h00 à 03h00, les composantes moyennes longitudinales (\bar{u}) de vitesse aux niveaux 1 et 3 valent $2.9m.s^{-1}$. La vitesse longitudinale égale entre ces deux points indique que le maximum de vent se situe dans la zone entre ces deux niveaux de mesures, soit plus élevé que dans la première partie de la nuit. Les flux turbulents, principalement au niveau 1 montrent également des amplitudes plus élevées. La température au niveau 3 montre une augmentation de $0.5^\circ C$ par rapport à la première partie de la nuit (contre une augmentation à peine sensible de la température moyenne au niveau 1). Cette seconde phase de la nuit, correspondant à la situation catabatique perturbé, montre un léger forçage venant du sud (entre 1 et $2m.s^{-1}$ à 1800m l'altitude du mat de vent, moyenné sur toute la largeur de la vallée, voir chapitre 3). Ce léger flux météorologique modifie sensiblement les caractéristiques de l'air ambiant et par conséquent engendre des modifications notables au sein de l'écoulement catabatique enregistré. La direction moyenne de l'écoulement n'est que très peu impactée par ce léger forçage (non montré). Nous notons seulement une variation de la vitesse moyenne \bar{v} de l'ordre de $0.25m.s^{-1}$, générant une déviation faible de l'écoulement catabatique. Cependant, le spectre de vitesse moyenne longitudinale entre 00h00 à 03h00 est beaucoup plus bruité qu'en première partie de

nuit (figure 5.3). L'écoulement ne montre pas de fréquence singulière pouvant être clairement identifiée comme l'oscillation propre de l'écoulement catabatique. Plusieurs pics de fréquence sont observés simultanément entre les 3 ou 4 premiers niveaux. Les fréquences d'oscillations théoriques correspondant aux pentes $\alpha \approx 21^\circ$ et $\alpha \approx 43^\circ$ et recalculées avec la nouvelle estimation du gradient vertical de température ($\partial\theta/\partial z \approx 0.01169K.m^{-1}$) sont représentées (tirets verticaux) mais aucune concordance avec les spectres enregistrés ne semble évidente. Le léger forçage provenant du sud "désorganise" la masse d'air environnante, en comparaison au premier cas où le forçage n'est pas présent. En zone de montagne et à proximité du relief, il est probable qu'un forçage météorologique engendre des structures turbulentes lorsqu'il rencontre une crête ou plus généralement au passage de variations locales de la topographie. Toute zone proche de la surface est ainsi potentiellement dans une zone de sillage d'intensité plus ou moins forte selon la distance à l'obstacle rencontré et selon l'intensité du forçage. Ces perturbations peuvent alors s'ajouter à l'écoulement catabatique local. Ainsi, il n'est pas surprenant que le spectre de vitesse longitudinale en seconde partie de nuit présente une multitude de pics de fréquence, qui peuvent être d'origine locale ou externe. Au sein d'un tel écoulement, la fréquence d'oscillation propre de l'écoulement catabatique devient difficilement perceptible.

Durant cette situation de catabatique perturbé, nous enregistrons les hauteurs de maximum de vent les plus élevées ($z_j \approx 3m$). Ceci est en accord avec les observations de [Smeets et al. 2000](#) qui concluent également qu'en l'absence de forçage de grande échelle, le maximum de vent est situé plus bas que dans les cas plus perturbés. Ceci peut être expliqué par l'augmentation de la TKE de l'écoulement environnant et donc en conséquence par l'augmentation des diffusivités turbulentes. En accord avec le modèle analytique de Prandtl (voir chapitre 2), et avec la simple considération que le flux de chaleur sensible est ainsi diffusé plus haut dans la couche de surface, c'est une couche d'épaisseur plus grande qui est refroidie et qui est donc mise en mouvement.

L'arrivée d'une masse d'air plus chaud de $\approx 1K$ (confirmée par les simulations LES au chapitre 4) sur un sol déjà froid, accentue le déficit de température local, représentant la source de l'écoulement catabatique (variable C du modèle analytique de Prandtl, voir chapitre 2). Il s'agit d'une intensification de la stratification mais uniquement à l'interface sol-atmosphère. Il est donc plus approprié de parler d'intensification du déficit de température plutôt que d'une intensification de la stratification locale qui elle, aurait un facteur ralentissant sur l'écoulement (par l'accentuation de l'advection dans l'équation de chaleur, voir chapitre 2 et 6). À l'interface entre le sol et l'atmosphère, l'arrivée d'une masse d'air plus chaude tend donc principalement à renforcer la source de l'écoulement catabatique. En revanche, en s'éloignant de la surface, l'arrivée de ce forçage provenant du Sud est accompagné d'une TKE environnante plus élevée, favorisant ainsi le mélange et donc la neutralité. Ces deux processus sont donc la cause de l'intensification de l'écoulement catabatique dans la situation de catabatique perturbé.

Le cas perturbé se distingue du cas non-perturbé par les spécificités suivantes : (i) augmentation de la température environnante de $1K$; (ii) intensification du jet de paroi qui passe d'environ $2m.s^{-1}$ à $3m.s^{-1}$; (iii) épaississement du jet de paroi et (iv) intensification de la turbulence associée à des spectres plus bruités.

Ces analyses témoignent de la sensibilité d'un écoulement catabatique aux conditions environnantes et illustre le fait qu'il est délicat d'isoler les processus afin de les interpréter. De plus, la source de l'écoulement catabatique est susceptible de différer dues à de légers changements de direction de vent. La modélisation de ces processus devient donc subtile ainsi que la modélisation de leur impact sur les échanges entre le sol et l'atmosphère.

5.3 Analyse spectrale de la turbulence

5.3.1 Présentation

Nous venons de décrire et d'interpréter les pics d'énergie présents sur la partie des basses fréquences des spectres de vitesse u pour deux configurations d'écoulement (purement catabatique et catabatique perturbé). Afin de caractériser la turbulence des écoulements étudiés, nous analysons à présent les spectres en fréquence sur toute la bande de fréquence disponible pour ces deux cas d'écoulement. Nous utilisons différents traitements des spectres afin d'analyser la turbulence. Une présentation détaillée sur les aspects techniques de la réalisation des spectres (lissage, normalisation, etc.) est proposée en chapitre 3. Dans un premier temps, les différentes zones caractéristiques des spectres sont analysées et une identification est proposée afin de déterminer les processus prépondérants au sein de chaque zone spectrale. L'évolution des fréquences d'injection locale d'énergie en fonction de la distance à la surface est ensuite comparée aux résultats issus de la littérature. Les spectres normalisés sont comparés aux courbes universelles proposées par [Kaimal et al. 1972](#) et une analyse détaillée sur le comportement des cospectres est développée afin de comprendre leurs spécificités dans le cas d'écoulements catabatiques. Enfin, le degré d'isotropie de la turbulence au sein de l'écoulement est évalué.

5.3.2 Zones spectrales

Nous interprétons les caractéristiques de l'écoulement catabatique observé en nous focalisant sur les différentes zones caractéristiques des spectres. Comme détaillé au chapitre 3, il est pertinent de découper les spectres en trois zones : la zone des basses fréquences ($f \lesssim 10^{-2} Hz$, généralement la zone où s'expriment les instationnarités), la zone de fréquences intermédiaires ($10^{-2} Hz \lesssim f \lesssim 8.10^{-2} Hz$ à $6.10^{-1} Hz$, montrant généralement la fréquence d'injection locale d'énergie) et la zone des hautes fréquences (intégrant la zone inertielle).

Nous analysons les caractéristiques spectrales observées et nous discutons des comparaisons possibles avec des études consacrées au développement de la turbulence en condition stable (*e.g.* [Hunt and Carlotti 2001](#), [Högström et al. 2002](#) ou encore [Drobinski et al. 2004](#)). Cependant, ces études concernent des cas de CLA stable sur sol plat et ne montrant pas de maximum de vent proche de la surface. Ceci ne rend *a priori* pas directement comparables nos observations avec ces études. Nous constaterons cependant quelques points de concordance.

Les figures 5.4 et 5.5 présentent les spectres $f.S_\alpha(f)$ avec $\alpha = u$ ou w pour les deux régimes d'écoulement catabatique présentés plus haut : 19 novembre de 18h à 22h (caractéristique d'une situation purement catabatique, figure 5.4) et le 20 novembre de 00h à 03h (caractéristique d'une situation de catabatique perturbé, figure 5.5). Les spectres sont représentés ici comme une reconstitution de trois spectres de fenêtre d'échantillonnage différente (voir détails techniques de la méthode de lissage en chapitre 3). Les longueurs de fenêtre d'échantillonnage sont indiquées sur chaque figure par la variable $nfft$ (valeur du nombre d'échantillons). Le repliement spectral (aliasing), visible sur chaque spectre n'est pas corrigé (voir détails en chapitre 3).

Sur les spectres de vitesse longitudinale ($f.S_u(f)$) des deux situations d'écoulement catabatique étudiées, la partie haute de chaque spectre montre une zone inertielle (de pente $f^{-2/3}$) de plus en plus étendue lorsque la distance à la surface augmente. La zone inertielle passe d'une longueur observée de seulement une demi décade au niveau 1 : seulement une portion de la partie haute fréquence du spectre (gris clair) ; à quasiment deux décades au niveau 4 : quasiment deux parties du spectre, intermédiaire et hautes fréquences réunies (gris clair et gris foncé). Ceci est observé bien que le niveau de mesure le plus élevé (niveau 4) soit à une

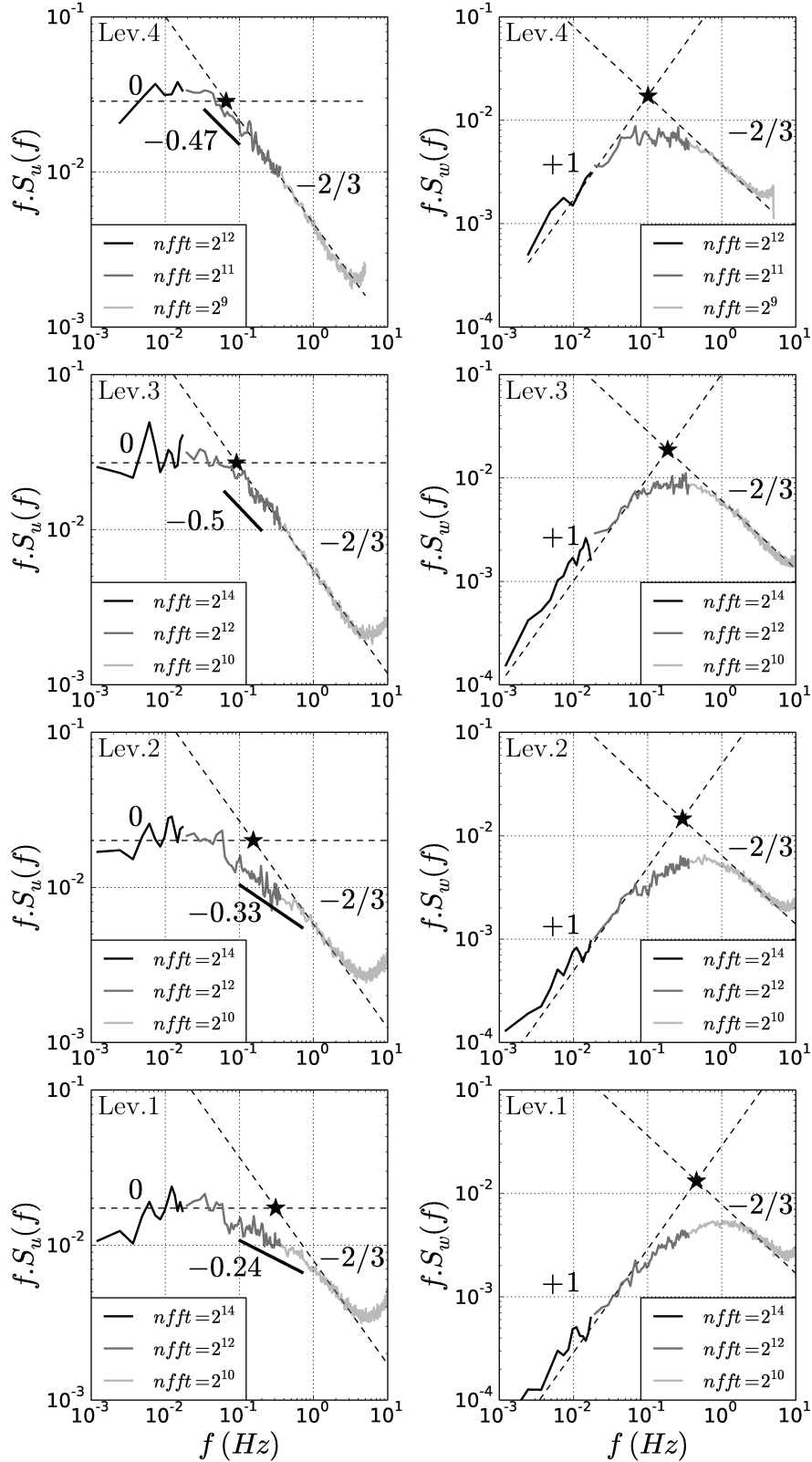


FIGURE 5.4: Densité spectrale des composantes de vitesse u ($f.S_u(f)$) colonne de gauche) et w ($f.S_w(f)$) colonne de droite) pour la situation purement catabatique (19/11). Les spectres sont lissés selon la méthode décrite en chapitre 3 : 3 longueurs de fenêtre d'échantillonnage ($nfft$) sont utilisées pour les fft .

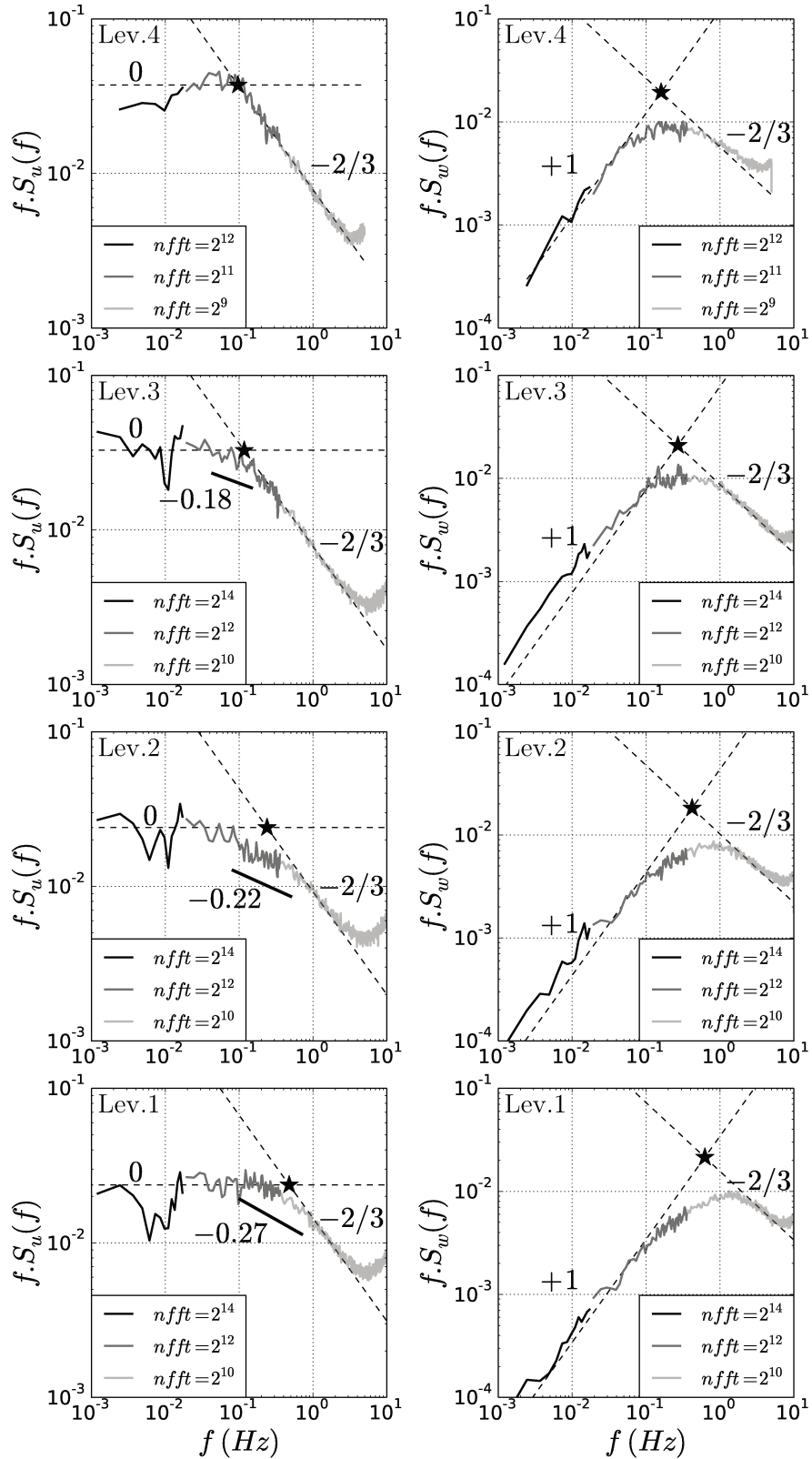


FIGURE 5.5: Densité spectrale des composantes de vitesse u ($f.S_u(f)$ colonne de gauche) et w ($f.S_w(f)$ colonne de droite) pour la situation de catabatique perturbé (20/11). Les spectres sont lissés selon la méthode décrite en chapitre 3 : 3 longueurs de fenêtre d'échantillonnage ($nfft$) sont utilisées pour les $f ft$.

fréquence d'échantillonnage inférieure ($10Hz$ au lieu de $20Hz$ pour les trois premiers niveaux). Pour ce niveau de mesure, ceci raccourcit dans les hautes fréquences l'étendue visible de la zone inertielle. L'évolution de l'étendue de la zone inertielle est liée à la proximité de la surface qui limite le développement de grandes structures turbulentes. Ceci augmente donc la fréquence correspondant à l'injection locale d'énergie dans les spectres en se rapprochant de la surface (phénomène de blocage par la surface, [Hunt and Carlotti 2001](#), [Drobinski et al. 2004](#)).

L'évolution de l'étendue visible de la zone inertielle en fonction de la distance à la paroi est également observée sur les spectres de la composante verticale de vitesse ($f.S_w(f)$). Cette observation est valable pour les deux situations d'écoulements étudiées. Cependant, les spectres de w présentent une zone inertielle globalement plus courte que les spectres de u . Ceci est la conséquence de fréquences d'injections d'énergie plus élevées que dans le cas de $f.S_u$: la zone inertielle observable est comprise entre la fréquence d'injection (en limite basses fréquences) et la fréquence d'échantillonnage (qui limite la visibilité de la limite haute fréquence de la zone inertielle). Une discussion sur la différence de fréquence d'injection entre les composantes u et w est développée plus loin, dans le paragraphe consacré à l'anisotropie (paragraphe 5.3.7). Si on considère que la dissipation visqueuse à lieu approximativement aux mêmes échelles pour chacune des composantes de vitesse, alors l'étendue de la zone inertielle de la composante verticale de vitesse (w) est égale à celle de la zone inertielle de u au premier point de mesure et devient plus courte que celle de u en s'éloignant de la paroi (est une décade plus courte au niveau 4).

Sur la composante u , un maximum d'énergie est peu définissable et un plateau semble même se dessiner entre $\approx 8 \times 10^{-3}Hz$ et $\approx 8 \times 10^{-2}Hz$ (matérialisé par les lignes horizontales en pointillé). Ce plateau (équivalent à une pente en f^{-1} pour un spectre non normalisé S_u) ainsi que la zone inertielle (de pente $f^{-2/3}$ pour $f.S_u(f)$) sont généralement observés ([Drobinski et al. 2004](#), [Högström et al. 2002](#) et [Richards et al. 1997](#)). Contrairement à ces études, dans nos mesures, nous n'observons pas de pente croissante en f^1 pour $f.S_u(f)$ dans la limite des basses fréquences. Une décroissance (vers les basses fréquences) semble s'amorcer seulement pour le niveau le plus bas dans la situation purement catabatique (perturbations externes plus faibles). Le plateau (plus ou moins bien défini) situé aux fréquences intermédiaires s'étend donc généralement jusqu'aux fréquences les plus basses. Ceci indique que des structures turbulentes de meso-échelles sont présentes sur une large bande de fréquence dans la partie basse du spectre. Ces structures interagissent certainement avec le mécanisme de transfert d'énergie direct ([Hunt and Carlotti 2001](#)), contribuant à la présence du plateau spectral. La présence du plateau dans les spectres traduit la dissipation turbulente directement des grandes échelles vers des échelles beaucoup plus petites en rencontrant brutalement la surface, contrairement à une dissipation progressive classique ([Hunt and Carlotti 2001](#)).

Pour la composante w , une fréquence de maximum d'énergie est clairement définie à tous les niveaux de mesure, et ceci pour les deux situations d'écoulement catabatique rencontrées. Ce comportement est généralement observé dans la littérature (*e.g.* [Sitaraman 1970](#)). Dans la partie des basses fréquences des spectres $f.S_w(f)$, une pente en f^1 est bien définie à tous les niveaux de mesures. Ceci est observable aux mêmes fréquences pour lesquelles les spectres de u tendent à montrer un plateau pour $f.S_u(f)$. Ce comportement est en accord avec la description analytique dimensionnelle des comportements spectraux faite par [Hunt and Carlotti 2001](#) (*Rapid Distorsion Theory : RDT*, voir chapitre 3). Cette pente est la conséquence de la limitation directe des mouvements verticaux par la paroi, même si des perturbations externes à basses fréquences sont présentes. En ce sens, la paroi a donc quasiment l'effet d'un filtre passe-haut sur la composante verticale de vitesse.

Sur les spectres $f.S_u$ (figures 5.4 et 5.5, colonnes de gauche), les pentes caractéristiques et prédites par la théorie en couche limite quasi neutre (f^0 et $f^{-2/3}$, voir [Drobinski et al. 2004](#))

sont matérialisées par des lignes en pointillé. Aux niveaux de mesure 1 et 2, nous identifions clairement la présence d'une pente supplémentaire sur les spectres à des fréquences intermédiaires, entre la zone inertielle et le plateau. Sur les figures 5.4 et 5.5, colonnes de gauche, une ligne noire et épaisse matérialise cette zone du spectre et la pente correspondante est indiquée. La présence de cette pente intermédiaire est moins nette pour les niveaux de mesure 3 et 4. Pour la situation purement catabatique (figures 5.4), la valeur de cette pente intermédiaire augmente en s'éloignant de la surface. Ce comportement montre une ressemblance avec la loi empirique de Richards et al. 1999, qui indique dans les spectres, la dépendance de la valeur d'une pente intermédiaire à la hauteur de mesure. Cette loi empirique est cependant développée pour une CLA stable sur sol plat. Ils proposent pour la partie haute fréquence du spectre S_u : $S_u(f) \propto f^{-5/3}$ et pour cette partie intermédiaire : $S_u(f) \propto f^{[0.55+0.12\ln(z/z_0)]}$. On remarque également la dépendance à la longueur de rugosité z_0 qui reste problématique à définir dans notre cas d'étude (voir paragraphe 5.4). La valeur des pentes intermédiaires correspond à cette loi empirique pour les points 1, 2 et 3 de la situation purement catabatique. Cependant, ces estimations restent aléatoires (imprécision liée à la faible longueur de cette partie de spectre) et la loi empirique de Richards et al. 1999 n'a pas été développée pour représenter un écoulement catabatique. De plus, comme le montre la valeur de ces pentes dans la situation de catabatique perturbé (figure 5.5, colonne de gauche), il n'est pas possible de généraliser ce comportement aux deux situations d'écoulement catabatique étudiées : contrairement à la loi empirique de Richards et al. 1999, la valeur des pentes intermédiaires augmente avec z pour la situation de catabatique perturbé. Si cette pente intermédiaire ne présente pas de valeur répondant à une théorie connue, sa présence est indéniable pour les deux premiers points de mesures. Nous proposons au paragraphe 5.3.4 une explication de la présence de cette pente.

Dans la zone inertielle, tout cisaillement qui pourrait contribuer aux contraintes de Reynolds est finalement absorbé par le reste de la turbulence (Drobinski et al. 2004). C'est donc la partie inférieure (en fréquence) à la zone inertielle qui contribue aux flux turbulents. Sur les spectres présentés en figures 5.4 et 5.5, nous pouvons noter que le plateau (de pente nulle pour $f.S_u(f)$) n'est pas précisément localisable du fait d'inclusion aléatoire de perturbations aux basses fréquences. Comme le précise Drobinski et al. 2004, ce plateau doit être correctement pris en compte dans les paramétrisations de la turbulence puisque il constitue la principale contribution dans les flux turbulents. Le fait que ce plateau ne soit pas précisément identifiable sur les mesures dans les conditions rencontrées met en relief une des problématiques en terme de modélisation d'écoulement catabatique : des perturbations à basse fréquence d'origine non locale perturbent aisément l'écoulement à des niveaux d'énergie égaux ou supérieurs aux productions locales d'énergie. Ainsi, s'il est déjà délicat de quantifier l'énergie produite localement dans les observations, il ne semble que plus hasardeux de reproduire ces comportements au sein de modèles paramétrés.

Les spectres étudiés présentent à basse fréquence et à tous les niveaux de mesures des densités spectrales d'énergie de pente en f^0 pour la composante longitudinale ($f.S_u(f)$) et de pente en f^1 pour la composante verticale de vitesse ($f.S_w(f)$). Au sens de la description faite par Drobinski et al. 2004 (voir description au chapitre 3), ces comportements spectraux correspondent aux caractéristiques de l'ESL (*Eddy Surface Layer*) jusqu'au quatrième niveau de mesure. Drobinski et al. 2004 définit l'ESL comme la couche de l'écoulement où le phénomène de blocage est le phénomène prédominant (en comparaison de la génération de turbulence par cisaillement). La forme des spectres S_w présentés est la principale concordance avec les courbes proposées par Hunt and Carlotti 2001 et Drobinski et al. 2004 pour définir cette couche : aux fréquences plus basses que celles constituant la zone inertielle, une pente nulle est observée (pente en f^{+1} pour $f.S_w(f)$ sur nos courbes). Ceci suggère, au sens de la

description en différentes couches de l'écoulement faite par [Drobinski et al. 2004](#), que l'écoulement catabatique observé est intégralement situé au sein d'une telle couche. Cette conclusion ne peut être valable pour un écoulement catabatique. En effet, il semble peu probable que l'intégralité de l'écoulement catabatique, qui montre une variabilité conséquente des caractéristiques spectrales sur la verticale (voir plus loin), soit situé au sein d'une couche identifiée par un unique mécanisme prépondérant (le blocage dans le cas de l'ESL). Le changement de signe du cisaillement autour de la zone du maximum de vent, qui engendre une inversion de signe du flux de QdM, suggère que le cisaillement est un mécanisme prépondérant au sein de l'écoulement catabatique. Il vient alors naturellement deux hypothèses :

- il est nécessaire de développer une RDT adaptée aux écoulements catabatiques car les hypothèses de base (voir description de la RDT au chapitre 3) ne sont pas respectées (entre autres : stabilité atmosphérique, homogénéité du cisaillement au dessus de la surface, etc.).
- la RDT est en partie valable pour un écoulement catabatique mais les différentes couches sont tellement resserrées que des interactions entre ces couches ne peuvent être négligées, et compliquent ainsi l'identification des éventuelles ESL et SSL. Il est en effet possible de discuter l'absence d'un plateau sur les spectres $f.S_w(f)$. La zone du maximum d'énergie dans ces spectres est plus arrondie que dans l'étude de [Drobinski et al. 2004](#) par exemple. Ceci suggère que les deux mécanismes de blocage et de production par cisaillement ont lieu à des niveaux d'importance comparables.

Les spectres des écoulements catabatiques observés regroupent donc plusieurs caractéristiques :

- Inclusion d'énergie à plus basse fréquence que la production locale due à des structures intermittentes non locales (matérialisées par des maxima à très basse fréquence sur la composante u).
- Production locale par cisaillement. Notons que deux couches de cisaillement de signe opposé sont très rapprochées ; les conséquences, notamment sur les cospectres, sont analysées plus loin.
- Blocage des structures turbulentes par le sol.
- Zone spectrale intermédiaire pour $f.S_u(f)$ (voir paragraphe 5.3.4).
- Difficulté à distinguer des zones où un seul de ces phénomènes agit à la fois.
- Zone inertielle d'amplitude montrant une forte dépendance à la distance à la paroi.

Cette dernière caractéristique représente finalement la difficulté majeure de la description des situations d'écoulement catabatiques analysées dans ce travail de thèse.

5.3.3 Injection locale d'énergie

La limite basses fréquences de la zone inertielle est généralement montrée comme dépendante de la distance à la paroi ([Kaimal et al. 1972](#), [Drobinski et al. 2004](#)). Cette fréquence correspond à la fréquence d'injection locale d'énergie, résultant du cisaillement local et de la distance à la paroi. Nous étudions dans ce paragraphe le comportement de cette fréquence dans le cadre des écoulements catabatiques étudiés. Sur les courbes 5.4 et 5.5, l'intersection des pentes de la zone inertielle ($\propto f^{-2/3}$) et de la pente caractéristique de la zone des basses fréquences ($\propto f^0$ pour $f.S_u$ ou $\propto f^{+1}$ pour $f.S_w$) est matérialisée par une étoile. La fréquence correspondante est appelée f_m^α (avec $\alpha = u$ ou w). Bien qu'il semble exister une bande de fréquences intermédiaires (et de pente dépendant de z , voir plus haut), nous définissons f_m comme la limite basses fréquences de la zone inertielle. Cette méthode (similaire à celle utilisée dans [Kaimal et al. 1972](#) et [Drobinski et al. 2004](#)) est ici mise en place afin d'analyser le

comportement de l'écoulement et de le comparer aux résultats de la littérature. Une dépendance à la hauteur de mesure de f_m^α est clairement visible. Les figures 5.6 et 5.7 mettent en évidence cette dépendance en représentant les profils verticaux $z = f(f_m^\alpha)$ pour les deux situations d'écoulements catabatique rencontrées (purement catabatique et catabatique perturbé).

Högström et al. 2002 montre une relation de proportionnalité entre f_m^α et $\langle u \rangle / z$. En appliquant une telle relation sur nos données, les coefficients de proportionnalité obtenus sont : $f_m^u = 0.19 \langle u \rangle / z$ pour les deux situations d'écoulement étudiés et $f_m^w = 0.33 \langle u \rangle / z$ et $f_m^w = 0.34 \langle u \rangle / z$ respectivement pour la situation purement catabatique et la situation de catabatique perturbé. Ces coefficients sont en accord avec ceux trouvés par Drobinski et al. 2004 (0.125 pour u et 0.43 pour w). Nous observons cependant une déviation systématique de la fréquence f_m^α vers des fréquences plus basses pour les niveaux de mesure 1 et 2. Encore une fois, l'estimation de la fréquence limite de la zone inertielle (f_m^α) pour les deux premiers niveaux de mesure est discutable du fait de la présence marquée d'une zone intermédiaire de pente différente (voir paragraphe suivant). La prise en compte de l'intersection entre la pente de la zone inertielle et cette pente intermédiaire augmente les valeurs de f_m^α pour les niveaux 1

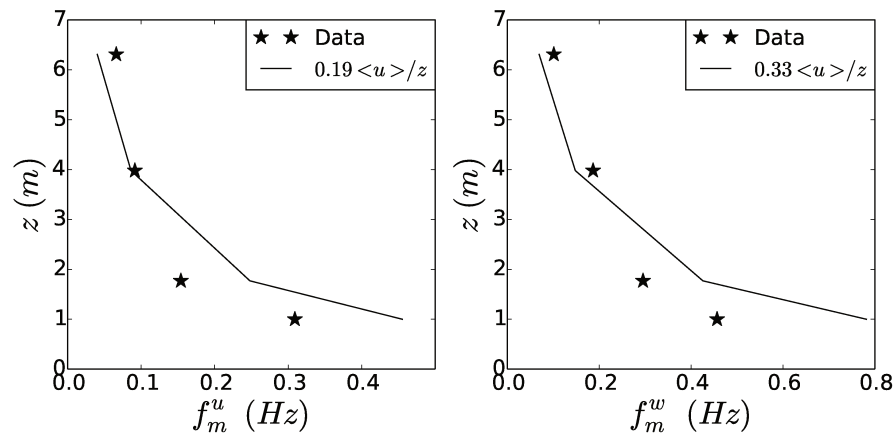


FIGURE 5.6: Profils de fréquences d'injection d'énergie pour la situation purement catabatique (19/11). Gauche : profil de fréquence d'injection de la composante u . Droite : profil de fréquence d'injection de la composante w .

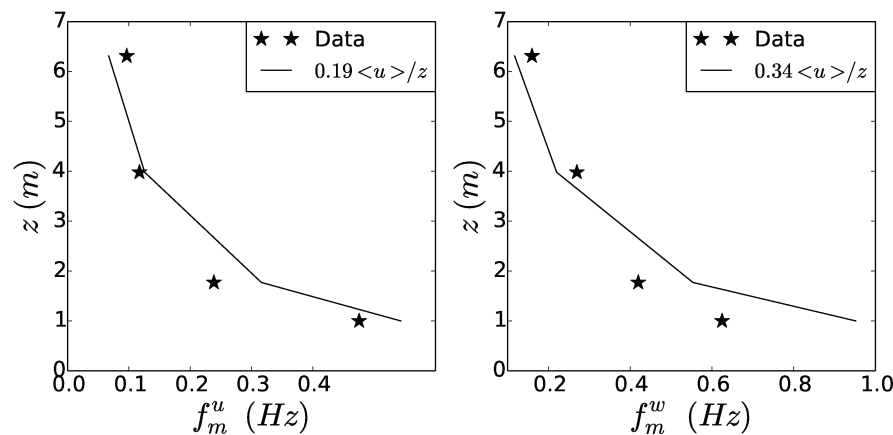


FIGURE 5.7: Profils de fréquences d'injection d'énergie pour la situation de catabatique perturbé (20/11). Gauche : profil de fréquence d'injection de la composante u . Droite : profil de fréquence d'injection de la composante w .

et 2 mais n'engendre plus de relation de proportionnalité entre f_m^u et $\langle u \rangle / z$ (non montré).

5.3.4 Déficit d'injection locale d'énergie

Nous revenons dans ce paragraphe sur la pente intermédiaire observée sur les spectres $f.S_u(f)$ principalement aux niveaux 1 et 2 pour les deux situations d'écoulement étudiées. Nous proposons une explication simple mais justifiable dans le cas d'écoulement catabatique.

Nous venons de définir les profils de fréquence d'injection locale d'énergie en fonction de la distance à la paroi. Ces fréquences sont définies comme l'intersection de la zone inertielle et du plateau spectral. Dans le cas d'écoulement catabatique, le cisaillement disparaît à la hauteur du maximum de vent. La fréquence correspondant à la hauteur du maximum de vent ne peut donc pas montrer de contribution locale d'énergie puisque le cisaillement est nul à ce niveau. Il y a donc nécessairement un déficit d'énergie locale à l'altitude du maximum de vent en comparaison des spectres présentés dans la littérature et correspondant à des couches limites cisailées sans jet de paroi. Nous matérialisons ce "déficit d'injection locale d'énergie" par un triangle noir sur la figure 5.8. Le spectre présenté est celui de $f.S_u(f)$ au niveau 1 pour la situation purement catabatique (figure 5.4 gauche).

Ce déficit d'injection locale d'énergie est visible dans nos données pour tous les points se situant à proximité du maximum de vent (figures 5.4 et 5.5, déficit non matérialisé). Les niveaux 1 et 2 de la situation purement catabatique montrent un déficit d'injection locale d'énergie et sont justement situés proches du maximum de vent. Dans la situation de catabatique perturbé (maximum de vent plus élevé : $z_j \approx 3m$), le déficit d'injection locale d'énergie au niveau 1 est plus faible que celui au niveau 2. Dans cette situation, le niveau 1 est alors situé en-dessous du maximum de vent, au sein d'une zone cisailée ($\partial \bar{u} / \partial z > 0$). Il y a donc génération de turbulence locale à cette altitude et elle correspond à une injection locale d'énergie. La fréquence correspondante (voir le point $z = 1m$ de la figure 5.7 gauche) se rapproche de la loi de proportionnalité entre f_m^u et $\langle u \rangle / z$ (écart faible entre le point et la paramétrisation) puisque le concept d'inclusion locale d'énergie "reprend" du sens en

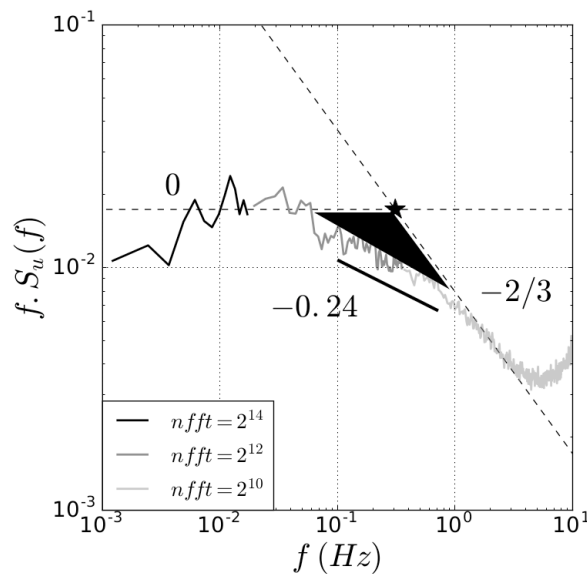


FIGURE 5.8: Matérialisation du déficit d'injection locale d'énergie (triangle noir) pour $f.S_u(f)$ au niveau 1 ($z_1 = 1m$) de la situation purement catabatique (19/11) dans laquelle $z_1 \approx z_j$.

comparaison des niveaux 1 et 2 du 19/11 et du niveau 2 du 20/11.

Les niveaux de mesure 3 et 4 ne montrent pas de déficit d'injection locale d'énergie puisque systématiquement positionnés dans la zone de cisaillement externe du jet de paroi (figures 5.4 et 5.5).

5.3.5 Courbes universelles (*Kansas Curves*)

Nous adimensionnons à présent les spectres afin de les comparer aux courbes "universelles" définies par [Kaimal et al. 1972](#) :

$$\frac{fS_\alpha(f)}{\sigma_\alpha^2} = \frac{A(f/f_0)}{1 + A(f/f_0)^{5/3}} \quad (5.1)$$

avec $\alpha = u, v, w$, ou θ . Les spectres S_α sont normalisés par le carré de la déviation standard σ_α^2 issu des décompositions en multi-résolution de flux (MRD, voir chapitre 3, équivalent aux signaux filtrés via les temps choisis par l'étude des flux MRD) afin de minimiser l'impact des perturbations basses fréquences. Les courbes universelles dépendent du coefficient empirique fixé lors de la campagne *Kansas experiment* [Haugen et al. 1971](#) tel que : $A = 0.164$. Ce coefficient n'a pas besoin d'être adapté dans la présente analyse pour comparer nos données aux courbes théoriques. La fréquence de référence f_0 est définie indépendamment pour chacun des spectres comme la fréquence à laquelle la projection de la zone inertielle croise l'ordonnée 1 : $fS_\alpha(f)/\sigma_\alpha^2 = 1$ (ou $fC_{\alpha\beta}(f)/\overline{\alpha\beta} = 1$ pour les cospectres, voir plus loin). Les spectres sont ainsi normalisés selon l'amplitude d'énergie d'injection locale de la turbulence en ordonnée et selon la fréquence de cette injection en abscisse. Ceci permet de regrouper l'ensemble des spectres en une unique courbe dans la zone des spectres où le comportement est le plus prévisible (zone inertielle). Les fréquences f_0 sont donc croissantes en s'éloignant de la paroi, en accord avec l'analyse des fréquences d'injection d'énergie vue au paragraphe précédent. Sur cette forme analytique, on retrouve la pente attendue de la zone inertielle en $f^{-5/3}$ pour chacune des variables, une fréquence de maximum d'énergie (voir paragraphe 5.3.2 pour l'analyse de cette fréquence) et une pente en f^{+1} dans la partie basses fréquences. Ces courbes universelles de spectre sont représentées par une unique courbe en trait continu sur les figures 5.9 et 5.11.

L'objectif est ici d'analyser les spectres normalisés obtenus sur la campagne de mesure Kacosonic, notamment proche de la zone inertielle. Les spectres sont lissés en moyennant l'énergie par bande de fréquence. La largeur de ces bandes de fréquence augmente en puissance de dix en allant vers les hautes fréquences, générant ainsi des spectres matérialisés par des points équi-répartis en représentation logarithmique (voir description au chapitre 3). Comme suggéré dans [Kaimal and Finnigan 1994 p.270](#), les lois de puissance dans la zone inertielle peuvent être précisément analysées uniquement après un tel lissage.

Les figures 5.9 et 5.11 montrent les spectres pour $\alpha = u, v, w$ et θ lissés et normalisés pour les quatre anémomètres soniques et ceci pour les deux types d'écoulement analysés. Rappelons que ces deux situations d'écoulement sont : (i) purement catabatique, nuit du 19 novembre de 18h à 22h, écoulement catabatique très mince avec $z_j \leq 1m$ sans aucun forçage extérieur et (ii) catabatique perturbé, nuit du 20 novembre de 0h à 3h, écoulement catabatique plus épais avec $2m < z_j < 3m$ mais présentant des perturbations basses fréquences dans les spectres d'énergie. La définition des déviations standards par l'analyse MRD semble pertinente puisque l'adimensionnement des spectres $S_\alpha(f)$ superpose correctement les spectres sur les courbes universelles au sommet de la zone inertielle, et ce pour chaque spectre. Seul le pic des spectres de u peut être plus précisément positionné pour les niveaux 2 et 4 de la situation de catabatique perturbé (figure 5.9 Lev.2 et Lev.4). Le pic d'énergie des meso-échelles prend

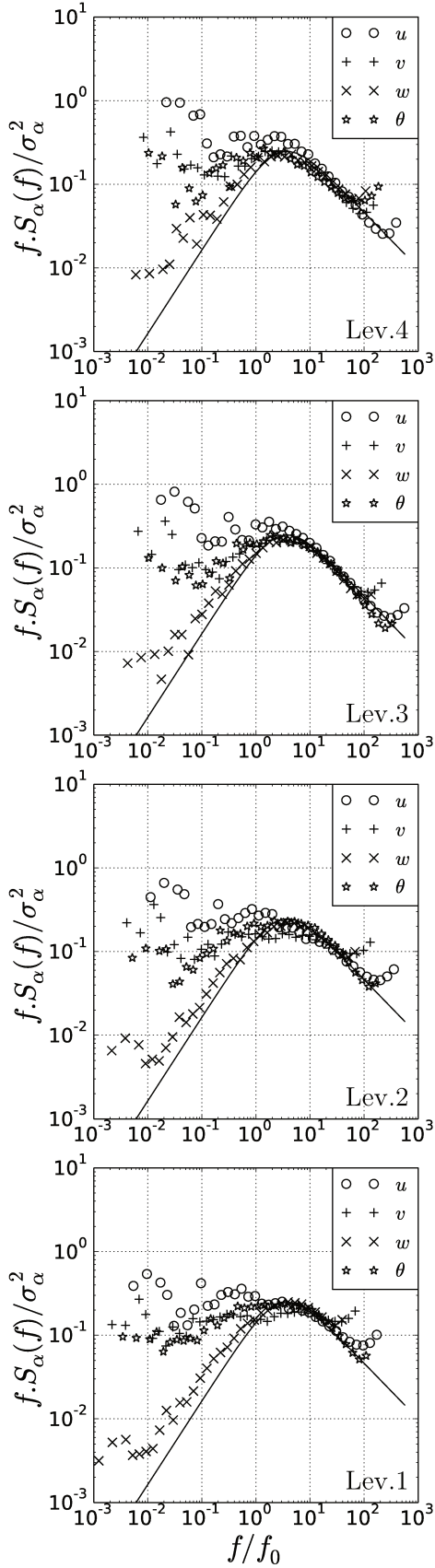


FIGURE 5.9: Situation purement catabatique : spectres normalisés de u , v , w et θ . Lignes noires : courbes universelles, *Kansas Experiment* Kaimal et al. 1972.

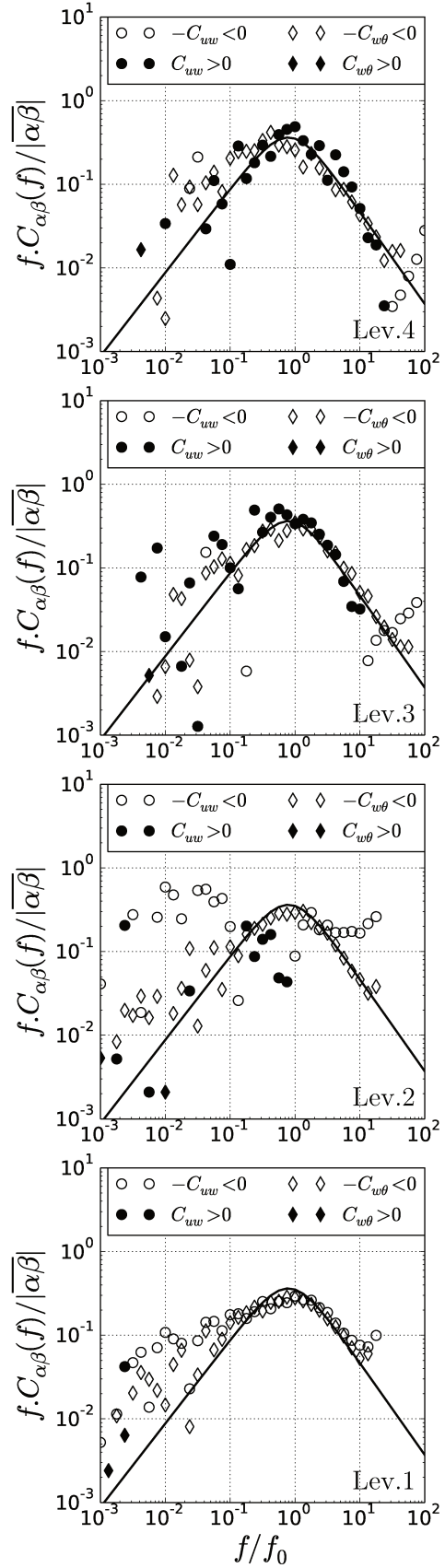


FIGURE 5.10: Situation purement catabatique : copectres normalisés de uw et $w\theta$. Lignes noires : courbes universelles, *Kansas Experiment* Kaimal et al. 1972.

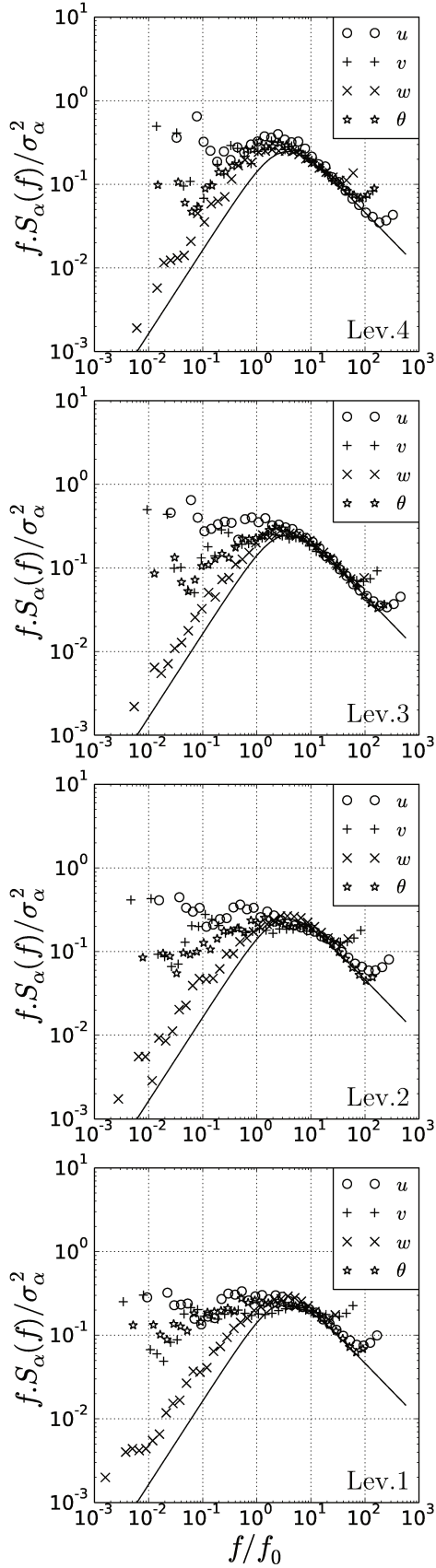


FIGURE 5.11: Situation de catabatique perturbé : spectres normalisés de u , v , w et θ . Lignes noires : courbes universelles, *Kansas Experiment* Kaimal et al. 1972.

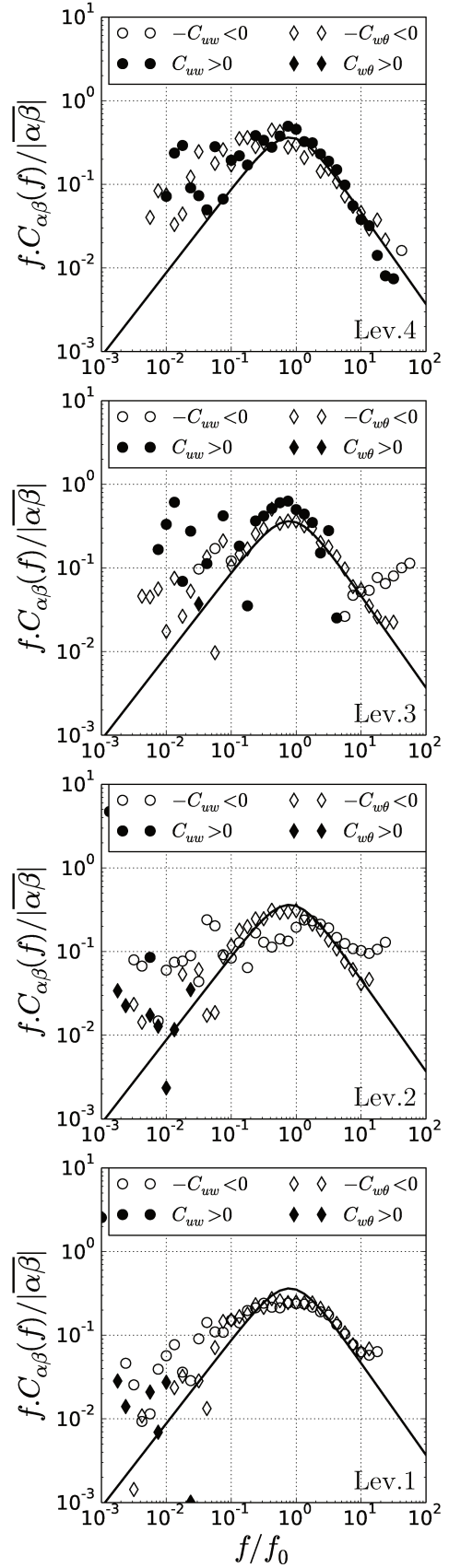


FIGURE 5.12: Situation de catabatique perturbé : copectres normalisés de uw et $w\theta$. Lignes noires : courbes universelles, *Kansas Experiment* Kaimal et al. 1972.

certainement trop de place dans le spectre total et dissimule ainsi le pic d'injection locale d'énergie. L'adimensionnement par un u' calculé à l'aide d'une moyenne de Reynolds, sur la longueur totale de l'échantillon, donne des résultats dispersés (non montré), dû aux perturbations de basses fréquences.

Les repliements spectraux à hautes fréquences (voir chapitre 3), présentent des étendues variables suivant le niveau de mesure et suivant la variable concernée. Lorsque leur étendue est grande, ces repliements ont un impact sur la correspondance exacte des pentes de zone inertielle. Ce phénomène est visible sur les spectres de v aux niveaux 1 et 2 et principalement pour la situation purement catabatique où la position de la zone inertielle semble perfectible.

Les spectres de u , w et θ montrent un bon accord avec les courbes universelles de [Kaimal et al. 1972](#) dans la zone inertielle. En revanche, à plus basses fréquences, des comportements plus perturbés apparaissent. Sur ce type de spectre adimensionné, un gap spectral peut être identifié à des fréquences inférieures à $f/f_0 = 1$. Un minimum local d'énergie bien défini représente le gap spectral. Ceci matérialise une séparation des échelles de la turbulence

(voir chapitre 2 et 3). Sur les huit spectres S_u des figures 5.9 et 5.11, seuls les spectres du niveau 1 des deux situations (figure 5.9 Lev.1 et 5.11 Lev.1) montrent un gap spectral directement à l'endroit du décollement des spectres par rapport aux courbes universelles (à $f/f_0 = 1.5 \times 10^0$). Les six autres spectres S_u présentent un comportement similaire entre eux : on observe un décollement plus progressif par rapport aux courbes universelles et ceci immédiatement en-dessous de la fréquence théorique d'injection d'énergie (sommet des courbes universelles). Cette caractéristique matérialise la perturbation de la turbulence locale par des échelles de plus basses fréquences : la diffusion des échelles intrusives (basses fréquences) vers les échelles plus petites (mais de l'ordre des échelles d'injection d'énergie locale), augmentent artificiellement l'énergie présente à la fréquence d'injection locale. Ces six autres spectres montrent chacun un gap spectral peu ou pas visible (minimum local d'énergie) à plus basse fréquence que le décollement par rapport aux courbes universelles.

Ceci peut être interprété selon plusieurs points de vue :

- Les courbes universelles ne sont pas compatibles directement avec la turbulence en écoulement stablement stratifié et plus précisément au sein d'un écoulement catabatique très proche de la paroi.
- Les courbes universelles peuvent être compatibles avec l'écoulement étudié mais il y a des inclusions d'énergie à des fréquences intermédiaires (entre la fréquence d'inclusion locale d'énergie et les perturbations basse fréquence).

Ces deux points peuvent être justifiés comme suit. Comme montré au paragraphe 5.3.2, le mécanisme de blocage des grandes structures turbulentes par la surface génère un plateau à la limite basse fréquence de la zone inertielle sur les spectres de la composante longitudinale de vitesse. Ce plateau est absent des courbes universelles et le décollement des spectres par rapport aux courbes universelles est donc attendu (ceci appuie donc la première hypothèse). De manière générale, les spectres de la composante de vitesse w suivent de beaucoup plus près les courbes universelles. Les spectres S_w suivent parfaitement la zone inertielle, présentent leur maximum d'énergie au pic de la fréquence d'inclusion locale théorique et ce n'est que sur la pente croissante des basses fréquences que les spectres S_w s'écartent sensiblement au-dessus des courbes universelles. L'anisotropie des mouvements proches de la paroi favorise l'augmentation de la variance des composantes horizontales de vitesse par rapport à la variance de la composante verticale (voir paragraphe 5.3.7). Le phénomène de blocage des grandes structures turbulentes est le principal mécanisme limitant les perturbations basses fréquence sur les spectres de w . Ceci explique directement le comportement des spectres de w plus fidèles aux courbes universelles, quelque soit l'intensité des perturbations basses fréquences. Cet aspect appuie le second point proposé pour expliquer les différences entre nos courbes et

les courbes universelles. Il est à noter que les données ayant servi à la réalisation des courbes de [Kaimal et al. 1972](#) sont filtrées dans les basses fréquences, ce qui est naturellement une troisième hypothèse pour expliquer la différence de comportement dans les basses fréquences. L'amplitude de ce filtrage n'est pas précisé et il n'est donc pas possible de percevoir l'impact sur les courbes.

5.3.6 Analyse cospectrale

Afin d'analyser le comportement cospectral de la couche limite, [Kaimal et al. 1972](#) proposent une approche similaire aux analyses des spectres adimensionnés. Ils développent des courbes universelles qui permettent de regrouper les cospectres en une seule courbe, au moins à haute fréquence :

$$\frac{fC_{\alpha\beta}(f)}{\alpha\beta} = \frac{B(f/f_0)}{1 + C(f/f_0)^{2.1}} \quad (5.2)$$

avec $\alpha\beta = \overline{uw}$ ou $w\theta$. Les cospectres $C_{\alpha\beta}$ sont normalisés par la norme du moment croisé d'ordre 2 ($\overline{\alpha\beta}$) issus des signaux filtrés (via les temps choisis par l'étude des flux MRD, voir chapitre 3) afin de minimiser l'impact des perturbations basses fréquences, comme dans le cas des spectres normalisés. Les courbes universelles de cospectres dépendent également de coefficients empiriques fixés lors de la campagne *Kansas experiment* [Haugen et al. 1971](#) tel que : $B = 0.88$ et $C = 1.5$. Pour les cospectres également, ces coefficients n'ont pas besoin d'être adaptés dans notre analyse pour comparer nos données aux courbes théoriques. Les courbes théoriques de cospectre de [Kaimal et al. 1972](#) sont représentées en traits continu sur les figures 5.10 et 5.12. Ces fonctions universelles définissent la pente des cospectres $C_{uw}(f)$ et $C_{w\theta}(f)$ au sein de la zone inertielle en $f^{-7/3}$. Les arguments dimensionnels de cette loi de puissance sont proposés par [Wyngaard and Coté 1972](#). Ils vérifient également cette loi de puissance sur les données de la campagne *Kansas experiment*. [McBean 1970](#) vérifie également cette pente sur d'autres mesures. En revanche, nous pouvons trouver dans la littérature, d'autres lois de puissance observées, comme par exemple [Panofsky and Mares 1968](#) ou [Kukharets and Tsvang 1969](#), qui trouvent une pente plus forte sur les cospectres dans la zone inertielle : $f^{-8/3}$. Il n'y a donc pas de valeur de pente qui semble faire l'unanimité au sein de la communauté pour définir la décroissance d'énergie des cospectres au sein de la zone inertielle.

Il est important de rappeler que, contrairement aux spectres (auto-corrélations), les cospectres peuvent être de signe positif ou négatif selon le signe de la corrélation croisée. Physiquement, le signe du cospectre représente le signe du flux à la fréquence concernée et l'énergie du cospectre représente l'intensité du flux. Dans une couche logarithmique (neutre ou stable), les flux issus principalement du cisaillement local remplissent les cospectres avec des corrélations croisées de signe homogène négatif à toutes les fréquences. Ainsi, en représentation par groupe de fréquences (comme utilisé ici), un point du cospectre peut correspondre à une bande de fréquences auxquelles, en moyenne, les corrélations croisées sont négatives ou positives.

Les inversions de signe au sein des cospectres (principalement sur C_{uw}) sont, la plupart du temps, rejetées des analyses. Par exemple, [Caughy 1976](#) rejette de ses analyses les cospectres comportant des contributions négatives et positives, car il ne permettent pas de comparaison avec les courbes universelles. De même, [Kaimal et al. 1972](#) observent, à des niveaux de mesures assez élevés (22m) et pour des conditions instables, des changements de signes dans les cospectres C_{uw} et indiquent la difficulté de les comparer aux courbes universelles. Ils parlent de comportement erratique des cospectres. Ils observent ces comportements à basses fréquences ($f < 0.01Hz$), c'est à dire bien en dessous de la zone inertielle.

[Smeets et al. 2000](#) font partie des rares auteurs à étudier les cospectres dans le cadre d'un écoulement catabatique. Ils observent également une inversion de signe de C_{uw} systématique

pour un point de mesure situé juste sous le maximum de vent. Ils relient ce phénomène à la proximité avec le maximum de vent qui engendre donc des faibles valeurs de production de turbulence. Ils suggèrent que ce point est essentiel à l'observation de ces inversions de signe dans les cospectres C_{uw} . Smeets et al. 2000 précise que les valeurs positives des cospectres sont donc liées aux tourbillons de relativement grande échelle et provenant de la zone au-dessus du maximum de vent. Ils constatent que la fréquence à laquelle est observée l'inversion de signe correspond à l'ordre de grandeur de la fréquence d'injection locale d'énergie à l'altitude d'un second capteur, situé au-dessus du maximum de vent.

Sur les figures 5.10 et 5.12, sont représentés les cospectres de uw et $w\theta$ pour les quatre niveaux de mesure et pour les deux situations d'écoulement catabatique analysés. Les inversions de signes sont représentées par le code couleur des symboles : une bande de fréquences auxquelles, en moyenne, les corrélations croisées sont négatives (resp. positives) est représentée par les symboles blancs (resp. noir).

Les cospectres $C_{w\theta}(f)$ montrent des comportements en accord avec les courbes universelles dans la zone inertielle ainsi que dans la zone du maximum d'énergie. Ce n'est qu'à très basse fréquence que les cospectres $C_{w\theta}(f)$ se dispersent, matérialisant les perturbations basses fréquence, non prévisibles. Les cospectres $C_{w\theta}(f)$ ne montrent des inversions de signes que sporadiques à très basses fréquences.

Sur les cospectres C_{uw} des figures 5.10 et 5.12, nous observons quelques inversions de signe à très basses fréquences ($f \lesssim 10^{-2}$) et celles-ci ne montrent pas de tendance suffisamment claire pour en tirer des conclusions. En revanche, pour les fréquences supérieures, les inversions de signes dans les cospectres semblent montrer un comportement bien organisé. En effet, même si le gradient local de vitesse entre la surface et le maximum de vent tend à engendrer un flux turbulent $\overline{u'w'}$ négatif, nous observons des variations de signe systématique en s'éloignant de la paroi. Décomposons l'analyse des cospectres C_{uw} niveau par niveau :

- **Niveau 1** : pour les deux situations d'écoulement catabatique étudiées, les cospectres C_{uw} montrent un comportement homogène en signe : les cospectres montrent l'énergie des flux $\overline{u'w'}$ négatif (points blancs), comme attendu pour un gradient $\frac{\partial u}{\partial z} > 0$. La loi de puissance en $f^{-7/3}$ théorique est observée sur plus d'une demi décade dans la partie haute des cospectres (zone inertielle). Ce niveau de mesure est celui se rapprochant le plus du cadre théorique de la *Kansas Experiment*. En revanche, le maximum d'énergie est tronqué aux fréquences intermédiaires. Ceci est peut être explicable par la présence d'une légère contribution de signe opposé, voir paragraphe suivant.
- **Niveau 2** (situation purement catabatique) : cette situation (figure 5.10, Lev.2) ne montre aucun accord avec les courbes théoriques pour C_{uw} . Rappelons que pour la situation purement catabatique, ce niveau de mesure est situé au dessus du maximum de vent (le maximum de vent étant situé à $z \leq 1.0m$). Nous identifions clairement une inversion de signe dans la zone de fréquence correspondant au maximum d'énergie théorique. L'inversion de signe s'étend sur une décade, de $f/f_0 \approx 10^{-1}$ à $f/f_0 \approx 1$. À $f/f_0 \approx 1$, l'inversion de signe est accompagnée d'un minimum local d'énergie bien défini, indiquant que cette inversion n'est pas le fruit d'un comportement erratique, comme c'est le cas pour les basses fréquences des cospectres C_{uw} aux niveaux plus élevés. Le cospectre est donc constitué de deux zones de composantes négatives aux basses et hautes fréquences et d'une zone de composantes positives aux fréquences intermédiaires. À hautes fréquences, à la place de la zone inertielle attendue, un plateau est observé ($C_{uw}(f) \propto f^{-1}$) pour les fréquences situées juste en-dessous de la zone affectée par le repliement spectral.
- **Niveau 3** : pour les deux situations d'écoulement catabatique observées (figure 5.10, Lev.3 et figure 5.12, Lev.3), une inversion de signe est également très bien définie à

$f/f_0 \approx 10$ pour la situation purement catabatique et à $f/f_0 \approx 5$ pour la situation de catabatique perturbé. Cette inversion de signe laisse place à un C_{uw} positif bien établie autour de la fréquence du maximum d'énergie, soit en lien avec le cisaillement local (négatif). Aux fréquences intermédiaires et basses, c'est sur un C_{uw} positif qu'une dispersion est observée. À la limite hautes fréquences des cospectres, avant d'être impacté par le repliement spectral (à $10 < f/f_0 < 50$ pour la situation purement catabatique et à $7 < f/f_0 < 50$ pour la situation de catabatique perturbé), les cospectres montrent la présence persistante de composantes négatives, matérialisant à priori la remontée des petites échelles turbulentes depuis le gradient proche paroi vers le haut. Nous proposons une explication pour ce phénomène dans le paragraphe suivant.

- **Niveau 4** : Pour les deux situations d'écoulement, un comportement similaire a celui du niveau 3 est observé mais à plus hautes fréquences dans la zone inertielle : l'inversion de signe a lieu à $f/f_0 \approx 30$.

C'est sur les cospectres C_{uw} que les inversions de signes sont principalement observées, majoritairement dû à la proximité de deux zones de cisaillement de signe opposé. De manière générale, ces inversions de signe engendrent des pentes plus raides que prévu par la théorie dans les cospectres. Les lois de puissance ne semblent donc pas s'appliquer pour les cospectres C_{uw} au sein d'un écoulement catabatique présentant une divergence de flux de quantité de mouvement.

Afin d'aller plus loin dans l'analyse et la compréhension de ces changements de signe dans les cospectres, nous avons tracé en figure 5.13 à 5.16 la décomposition de chacun des cospectres ($f.C_{uw}(f)$ et $f.C_{w\theta}(f)$) en contributions positives (points noirs) et négatives (points gris). Ces représentations correspondent aux cospectres présentés plus haut mais avec les fréquences non rassemblées en groupes de fréquences. Ici, chaque point du spectre correspond à l'énergie de la corrélation croisée à chaque fréquence (au lieu de représenter la contribution moyenne d'une bande de fréquence comme dans les analyses précédentes). Ainsi, même si une bande de fréquence possède un niveau d'énergie correspondant en moyenne à un signe de corrélation croisée donnée (analyse précédente), la représentation en décomposition montre que c'est un ensemble de contributions de signes potentiellement différents qui constitue le résultat moyen par bande de fréquence. Les moyennes des cospectres par signe sont également représentées par des lignes continues avec le même code couleur (noir : énergie moyenne des contributions positives ; gris : énergie moyenne des contributions négatives). La somme de ces deux moyennes mène au résultats des figures 5.9 et 5.11 (colonnes de droite) : la ligne de plus forte énergie (la plus haute dans le cospectre) indique donc le signe du cospectre de la bande de fréquence concernée.

Il est intéressant de constater que, statistiquement, des fréquences voisines dans les spectres peuvent présenter des corrélations croisées de signe opposé. Ceci est visible par le chevauchement des nuages de points sur les figures 5.13 et 5.15. Cependant, il semble peu physique que ces contributions de signe opposé aient lieu exactement au même instant.

Nous retrouvons, niveau par niveau, le comportement des cospectres décrit précédemment, mais nous pouvons davantage détailler les mécanismes à la source des changements de signe aux fréquences intermédiaires et aux hautes fréquences. Aux basses fréquences, nous retrouvons le comportement erratique des changements de signes sur les cospectres C_{uw} et $C_{w\theta}$, et cette décomposition n'apporte pas plus d'explication que l'analyse des cospectres en groupe de fréquences : les basses fréquences représentent des structures intermittentes, peu organisées et sous échantillonnées.

Analysons en détail les changements de signes des cospectres C_{uw} . À tous les niveaux

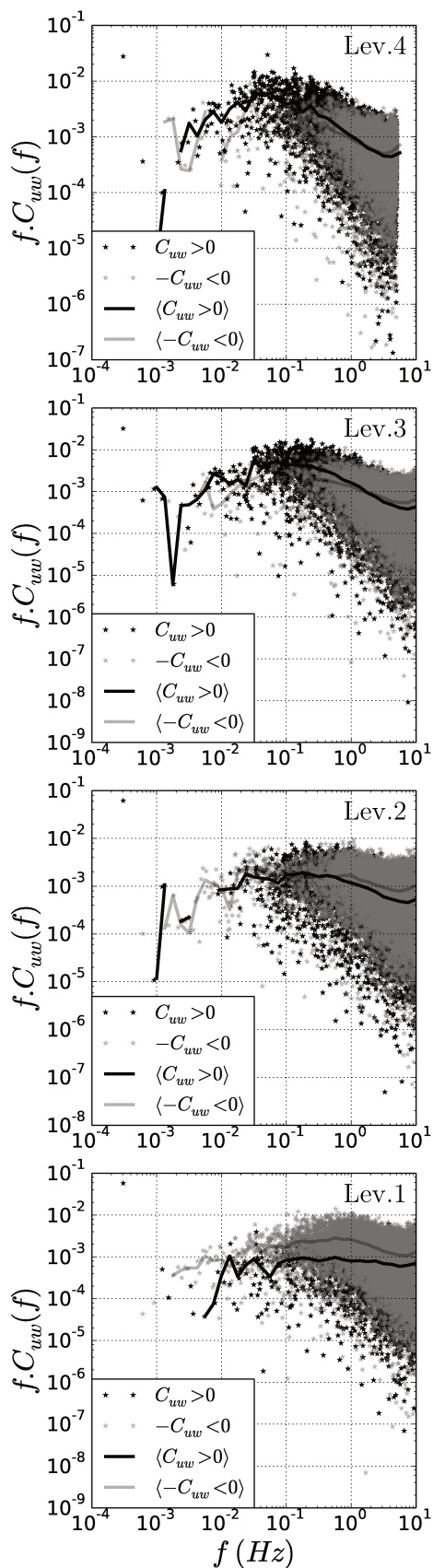


FIGURE 5.13: Cospectres décomposés de uw pour la situation purement catabatique (19/11). Étoiles : cospectre de chaque fréquence (noir : positif, gris : négatif) et lignes : cospectre moyen par signe.

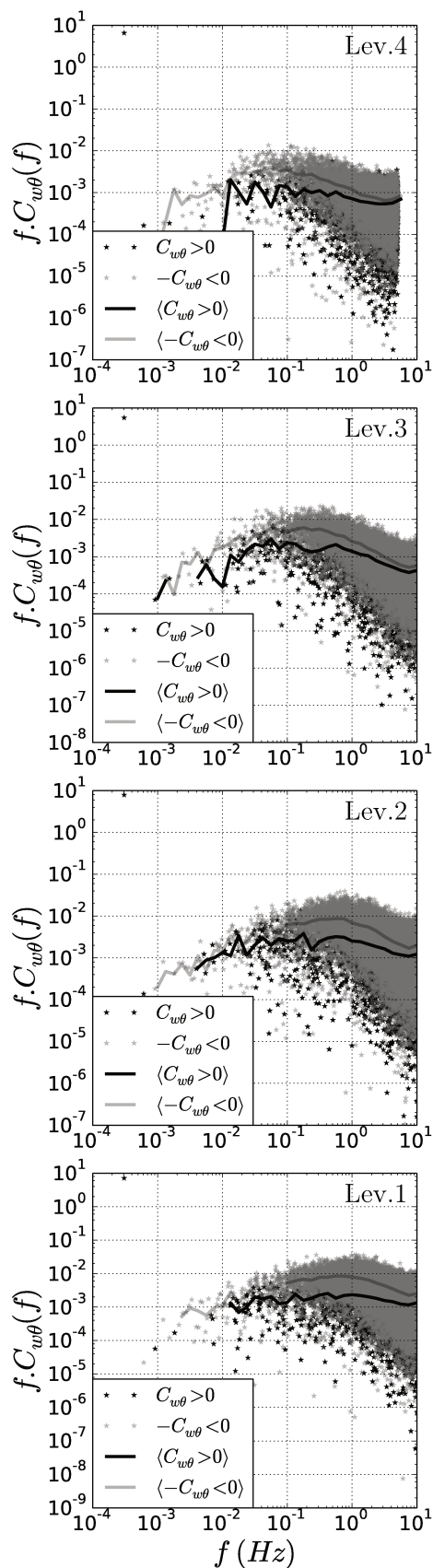


FIGURE 5.14: Cospectres décomposés de $w\theta$ pour la situation purement catabatique (19/11). Étoiles : cospectre de chaque fréquence (noir : positif, gris : négatif) et lignes : cospectre moyen par signe.

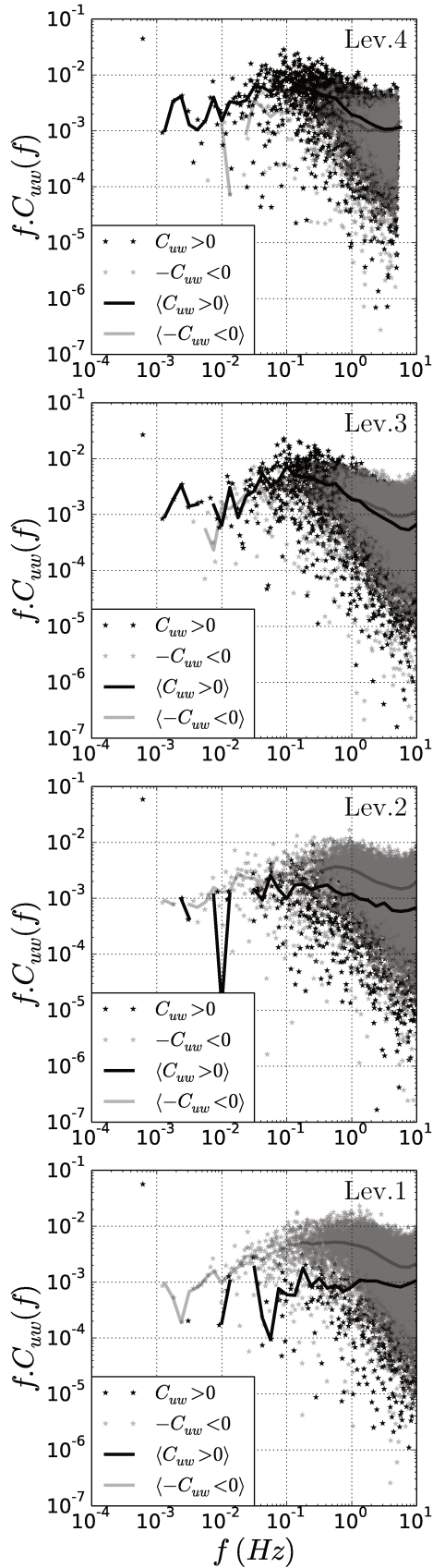


FIGURE 5.15: Cospetres décomposés de uw pour la situation de catabatique perturbée (20/11). Étoiles : cospetres de chaque fréquence (noir : positif, gris : négatif) et lignes : cospetres moyens par signe.

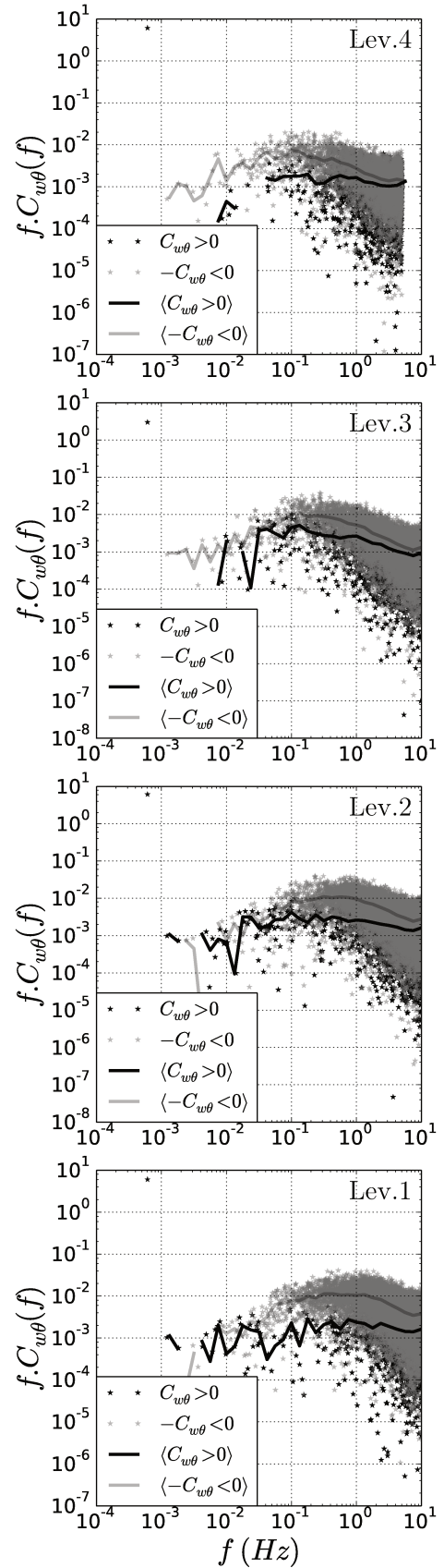


FIGURE 5.16: Cospetres décomposés de $w\theta$ pour la situation de catabatique perturbée (20/11). Étoiles : cospetres de chaque fréquence (noir : positif, gris : négatif) et lignes : cospetres moyens par signe.

de mesures, nous constatons la présence potentielle de corrélations croisées positives ou négatives. Sur les cospectres du premier niveau de mesure (figures 5.13, Lev.1 et 5.15, Lev.1), les corrélations croisées négatives sont majoritaires à toutes les fréquences, générant comme attendu un flux moyen $\overline{u'w'} < 0$. Ce niveau de mesure est situé dans un gradient $\frac{\partial u}{\partial z} > 0$ fort, générant localement l'inclusion d'énergie. Cependant, nous notons la présence de corrélations croisées positives à hautes fréquences mais d'importance plus faible que les corrélations croisées négatives (la valeur moyenne est bien négative à ces fréquences). Ces corrélations croisées étant de signe contradictoire avec le gradient local moyen de vitesse, l'origine de ces contributions ne peut être local. La présence du gradient $\frac{\partial u}{\partial z} < 0$ quelques mètres plus haut semble être une explication plus probable pour expliquer l'origine de ces contributions positives. En effet, le signe d'une corrélation croisée peut être vu comme une signature de son origine. Notons alors qu'il s'agit, à cette endroit, d'un mécanisme de transfert de structures turbulentes du haut vers le bas et de fréquences plutôt élevées.

En s'éloignant de la surface (niveaux 2 et 3), nous voyons apparaître l'énergie des corrélations croisées positives aux fréquences d'inclusion d'énergie correspondant à l'altitude de chaque niveau ($\approx 2Hz$ au niveau 2, $1.9m$ et $\approx 1Hz$ au niveau 3, $4.26m$). Celles-ci augmentent en intensité en s'éloignant de la surface (donc en se rapprochant de leur origine) jusqu'à changer le signe moyen des corrélations croisées à ces fréquences. Ainsi, uniquement le centre des cospectres C_{uw} passe, peu à peu en s'éloignant de la surface, à un signe positif (ou y tend seulement pour le niveau 2, situation de catabatique perturbé, 5.15, c). À plus hautes fréquences, les corrélations croisées négatives conservent un niveau d'énergie plus important que les positives et ceci engendre un signe qui reste négatif dans la partie hautes fréquences du cospectre (5.13, b et c et 5.15, b et c). Au sommet du profil mesuré, les cospectres C_{uw} tendent à montrer un signe positif homogène.

Les petites structures ($f > 0.4Hz$) de signe négatif, conservent une trace dans les cospectres (nuage de points gris dans la partie haute des cospectres 5.13, a et 5.15, a).

Nous pouvons résumer ces observations en deux points :

- Les cospectres C_{uw} montrent que les structures de taille intermédiaire (correspondant à l'inclusion locale d'énergie) génèrent des corrélations croisées de signe en accord avec le gradient locale moyen de vent. Ce sont ces structures qui définissent le signe local du flux de QdM. En effet, en s'éloignant de la surface, c'est la trace de ces échelles intermédiaires de turbulence qui apparaît comme la plus intense.
- Les échelles de turbulence de petite taille (autour de la zone inertielle) montrent à l'inverse, un comportement opposé : les petites structures turbulentes générées proche de la surface par cascade d'énergie issue du gradient proche paroi (donc les corrélations croisées négatives à hautes fréquences) remontent les différentes couches de l'écoulement (en augmentant z) plus librement avant d'être finalement dissipées et laisser place à la zone inertielle issue des corrélations croisées de signe opposée ($C_{uw} > 0$).

Ces observations indiquent que les corrélations croisées négatives à hautes fréquences (mais potentiellement hors zone inertielle pour générer une contribution dans les flux) tendent à remonter vers l'extérieur du jet de paroi, impactant ainsi les flux de signe positif, au moins lorsque ces derniers sont faibles (donc proche du maximum de vent). Ce phénomène n'est pas symétrique de part et d'autre du jet catabatique puisque pour les niveaux 1 et 2, aucune zone à hautes fréquences n'est suffisamment impactée par des corrélations croisées de signe positif pour changer de signe en moyenne. Ce phénomène tend donc à décaler le profil de flux de quantité de mouvement vers les valeurs négatives. Ce point est confirmé par la suite (paragraphe 5.4.2), où il est montré que l'annulation du flux de quantité de mouvement à lieu à une altitude légèrement plus élevée que le maximum de vent.

5.3.7 Anisotropie et zone inertielle

Le degré d'isotropie (ou d'anisotropie) de la turbulence d'un écoulement impacte ses caractéristiques et doit donc être pris en compte dans les paramétrisations de la turbulence. Par exemple, les diffusions turbulentes n'agiront pas à la même intensité sur les différentes composantes de vitesse si la turbulence est anisotrope. Aussi, la théorie de Kolmogorov habituellement utilisée dans les modèles pour déterminer le taux de transfert d'énergie des grandes échelles vers les petites échelles considère que la turbulence est homogène et isotrope à ces échelles. Il est donc important d'analyser le degré d'isotropie de l'écoulement pour mieux l'interpréter.

Une conséquence de l'isotropie locale est que les corrélations croisées disparaissent entre les composantes de vitesses ou entre une composante de vitesse et un scalaire. [Kaimal and Finnigan 1994](#) rappellent (d'après la théorie de Kolmogorov, voir chapitre 3) que l'existence d'une zone inertielle est vérifiée dans les zones du spectre où les trois conditions suivantes sont remplies :

- loi spectrale en $f^{-5/3}$
- $S_v(f) = S_w(f) = \frac{4}{3}S_u(f)$
- flux turbulents nuls.

Les figures 5.17 et 5.18 montrent l'évolution en fréquence du rapport des spectres des composantes verticale et longitudinale pour les deux situations d'écoulement catabatique analysées (purement catabatique et catabatique perturbé). Cette valeur doit tendre vers 4/3 dans le cas d'une turbulence isotrope ($S_w/S_u = 4/3$, ligne horizontale tiretés sur la figure), [Kaimal et al. 1972](#). La décroissance observée à la limite des hautes-fréquences n'est qu'une conséquence du repliement spectral (aliasing) de différente intensité sur les spectres S_u et S_w et n'est donc pas interprétable. Ici, même à des fréquences assez élevées ($f > 1Hz$), la valeur de 4/3 n'est pas atteinte. En s'éloignant de la surface, les rapports S_w/S_u des niveaux 1 à 3 tendent à se rapprocher de la valeur théorique correspondant à l'isotropie mais ne l'atteignent pas. Le fait qu'avec l'éloignement de la surface, la turbulence tende à se développer de manière isotrope est en accord avec [Hunt and Carlotti 2001](#). Les valeurs du rapport S_w/S_u , plus petites que prévu, indiquent que les variations de u sont trop grandes relativement aux variations de w . Ceci suggère que les structures turbulentes sont aplaties du fait de la proximité de la paroi et de la stabilité. Rappelons que dans le cas d'écoulement catabatique, les couches caractéristiques de l'écoulement sont confinées proche de la paroi. Dans les analyses de la *Kansas Experiment* (non catabatique), [Kaimal et al. 1972](#) n'atteignent également pas la valeur d'isotropie pour les cas stables $z/L > 1$. Pour l'estimation des flux turbulents, le fait que la turbulence présente une anisotropie marquée à des fréquences suffisamment élevées ($f > 1Hz$) pour être positionnée *a priori* dans la zone inertielle (voir figure 5.4 et 5.5) engendre des biais puisque de fait, une partie des flux n'est alors pas prise en compte vers les hautes fréquences. Néanmoins, dans le cas présent, les biais engendrés sont faibles au vu des niveaux d'énergie considérés. Nous n'avons pas d'explication pour les niveaux bas des rapports de S_w/S_u pour le niveau 4 de mesures. Il est à noter que le capteur du niveau 4 n'est pas le même modèle que celui des niveaux 1 à 3 (voir chapitre 3).

Ces analyses appellent à en savoir plus sur le comportement de la turbulence à plus hautes fréquences afin de comprendre si l'isotropie de la turbulence est atteinte à des fréquences plus élevées. Il semble donc indispensable d'étudier ce type d'écoulement à des fréquences d'échantillonnage plus élevées, au moins de l'ordre de $f_{ech} \approx 60Hz$.

Proche de la surface et dans un cas d'écoulement catabatique, l'anisotropie a trois raisons d'être : le blocage des structures turbulentes par la surface, le cisaillement local et la très forte stabilité (liée à la stratification environnante à laquelle se superpose le refroidissement par la

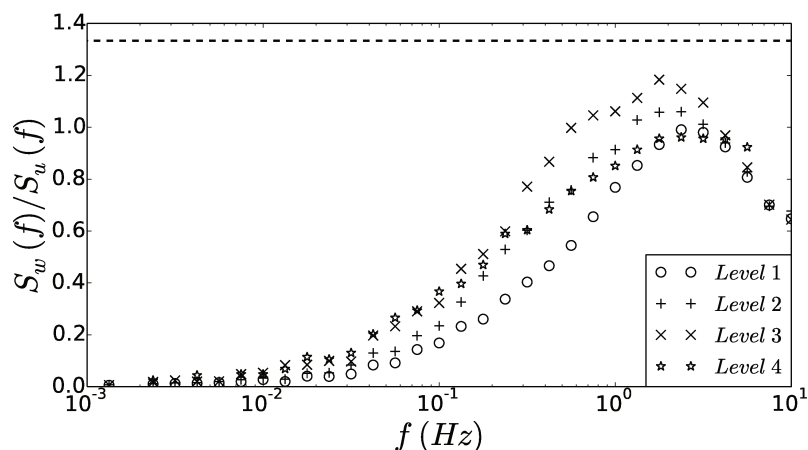


FIGURE 5.17: Ratio des spectres S_w et S_u en fonction de la fréquence et pour les quatre niveaux de mesure pour la situation purement catabatique (19/11). Ligne horizontale pointillée : ratio de $4/3$ attendu dans le cas d'une turbulence isotrope.

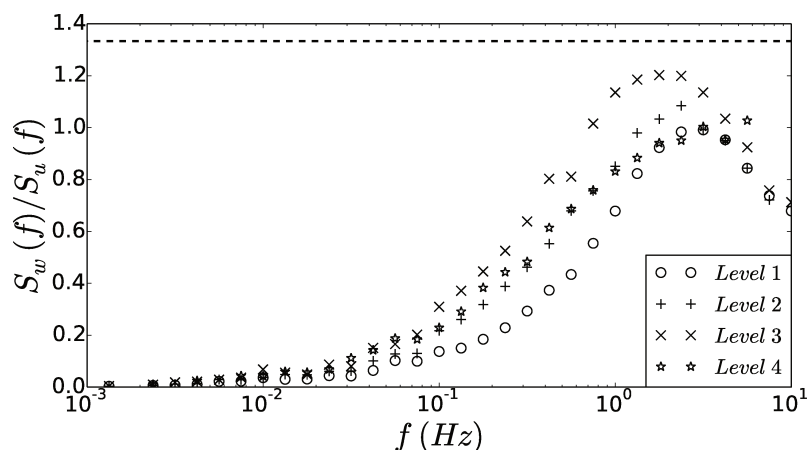


FIGURE 5.18: Ratio des spectres S_w et S_u en fonction de la fréquence et pour les quatre niveaux de mesure pour la situation de catabatique perturbé (20/11). Ligne horizontale pointillée : ratio de $4/3$ attendu dans le cas d'une turbulence isotrope.

surface). La RDT indique que le blocage par la surface ainsi que le cisaillement deviennent des effets négligeables vis à vis de l'anisotropie de la turbulence en s'éloignant de la surface. Des études plus approfondies, notamment sur la RDT appliquée aux écoulements catabatiques, semblent nécessaires afin de comprendre à quel mécanisme est exactement liée l'anisotropie résiduelle dans la couche externe de l'écoulement observé.

Une piste de réflexion pourrait être de considérer l'anisotropie par bande de fréquences. Ainsi, l'anisotropie à basses et moyennes fréquences pourrait être une conséquence du blocage par la surface, du cisaillement et de la stabilité tandis que l'anisotropie à plus hautes fréquences (\approx zone inertielle) serait une conséquence de la forte stabilité et du cisaillement uniquement.

5.4 Analyse statistique

La Théorie des Similitudes de Monin-Obukhov (TSMO, voir chapitre 2) est principalement utilisée afin de paramétrer la connexion entre un modèle numérique atmosphérique (voir

chapitre 6) et la surface. L'utilisation de cette théorie est largement répandue dans la plupart des modèles atmosphériques. En tant que conditions aux limites des systèmes numériques, cette théorie a donc un rôle capital. Pour rappel, dans la TSMO, la couche de surface représente la partie basse de la couche limite atmosphérique, au sein de laquelle les profils moyens de vitesse et température respectent la loi logarithmique (ou semi-logarithmique en cas de stabilité) et au sein de laquelle les flux sont égaux à leur valeur en surface (couche de flux constant). Cette théorie est développée pour un sol plat et sous les hypothèses de stationnarité et d'homogénéité. Ceci signifie que la turbulence au sein de la couche de surface est totalement dirigée par les flux turbulents en surface ($u_*^2 = \overline{u'w'}_{z=z_0}$ et $\theta_* = \overline{w'\theta'}_{z=z_{0h}}/u_*$) ainsi que par le paramètre de stabilité θ_0/g (voir chapitre 2). Pour rappel, cette théorie se traduit par des fonctions universelles définissant les profils verticaux en fonction de la hauteur sans dimension z/L , avec L la longueur de Monin-Obukhov :

$$L = \frac{\theta_0}{\kappa g} \frac{u_*^2}{\theta_*}. \quad (5.3)$$

Beaucoup d'arguments vont à l'encontre de la validité de la TSMO pour les cas très stables (voir état de l'art, chapitre 2). Il ne semble pas clair si cette incompatibilité est une conséquence des perturbations intermittentes et d'énergie similaire à la turbulence générée localement (problème d'observation) ou si la théorie des similitudes n'est simplement plus valide pour les cas très stables (problème analytique), [Mahrt 1998a](#).

Si la théorie des similitudes est déjà remise en question dans les cas très stables, elle ne devient presque plus défendable dans le cas d'écoulement catabatique. En effet, la théorie de Monin-Obukhov est basée sur le fait que les gradients moyens à un z donné définissent les flux turbulents à ce même niveau (relations flux-gradient) et que ces flux ne varient pas selon z . Ceci cache en quelque sorte le fait que les équations de quantité de mouvement et de chaleur ne sont couplées que par le biais du coefficient L , alors constant au sein de la couche de surface. Il n'y a donc pas de réelle interaction entre ces deux équations au sein de la TSMO. Certaines études (comme [Oerlemans and Grisogono 2002](#)) indiquent une potentielle validité de la TSMO sur une hauteur d'environ 1/10 de la hauteur du maximum de vent (z_j), mais en aucun cas sur tout la hauteur de l'écoulement. Comme le montre le plus simple des modèles analytiques représentant le processus d'écoulement catabatique (modèle de Prandtl, [Prandtl 1942](#)), le couplage direct entre les équations de quantité de mouvement et de chaleur est la condition première pour générer un tel écoulement. Les profils théoriques de flux au sein d'un écoulement catabatique issus de ce même modèle analytique, montrent d'ailleurs une forte variabilité (voir figure 2.6), et ceci directement au-dessus de la surface. Dans la littérature, [Grisogono](#) fait partie des auteurs à insister sur le fait que la présence d'une couche limite de surface telle que classiquement définie (logarithmique), n'est envisageable que extrêmement près de la surface (c'est à dire à $z \ll z_j$) mais laisse cependant le lecteur imaginer que cette couche n'est peut être pas observable du tout. En effet, au sein d'un écoulement catabatique et très proche de la surface, où l'on pourrait s'attendre à l'éventuelle présence d'une loi logarithmique (due à la friction turbulente en surface), le terme source du catabatique au sein de l'équation de quantité de mouvement y est également à son maximum. [Grisogono and Oerlemans 2001a](#) insistent sur le fait que les estimations de flux en surface dans les cas d'écoulement catabatique ne peuvent être envisagées qu'en considérant le fort couplage entre thermodynamique et dynamique (ce qui n'est pas le cas dans la TSMO). Ce couplage passe notamment par la prise en compte du paramètre de pente α .

En partant du constat qui vient d'être fait, il est primordial d'estimer dans quelle mesure la TSMO est applicable pour l'écoulement étudié. Si la TSMO n'est pas applicable pour ce type d'écoulement (ou seulement dans une couche extrêmement confinée proche de la

surface), alors ces écoulements ne sont simplement pas modélisables par la plupart des modèle atmosphériques, intégrant justement la TSMO en condition aux limites. Il convient alors de comprendre les paramètres clefs régissant les flux au voisinage de la surface afin de proposer des paramétrisations alternatives répondant effectivement à la physique.

Pour les analyses qui suivent, nous analysons le comportement de l'écoulement en considérant un segment de mesures d'une heure comme unité. Cela signifie que chaque segment d'une heure est représentatif de l'écoulement à l'instant considéré (convergence, stationnarité, etc.), voir chapitre 3. Il a été précédemment montré que les situations purement catabatiques présentent les maxima de vent les plus proches de la surface ($z_j \leq 1m$) et que les situations de catabatique perturbé correspondent aux situations de maximum de vent enregistré plus haut ($z_j \approx 3m$). En ce sens, la décomposition des types d'écoulements portant sur le caractère perturbé ou non-perturbé ou portant sur la position du maximum de vent est similaire. Cependant, pour l'étude statistique à venir, un maximum de vent situé au premier point de mesure (ou même plus bas) limite la faisabilité de certaines statistiques. Ces statistique sont, par exemple, celles liées à la TSMO puisqu'aucun niveau de mesure n'est alors positionné au sein du gradient positif de vitesse proche de la surface, ce qui empêche toute comparaison. C'est pourquoi les segments de mesures sont maintenant séparés en deux catégories :

- les segments montrant un maximum de vent effectivement localisé : $z_1 < z_j < z_4$
- les segments montrant un maximum de vent au premier point de mesure, c'est à dire non précisément identifié : $z_j \leq z_1$.

Dans cette section, nous testons dans un premier temps la validité de la TSMO, d'abord via l'adimensionnement de surface, puis via l'adimensionnement local. L'adimensionnement local est validé en analysant le comportement de la turbulence (écarts-type adimensionnés) en fonction du paramètre de stabilité local mais nous montrerons que les fonctions gradients sans dimension ne montrent pas de comportement en accord avec les théories classiques. Pour aller plus loin dans l'interprétation de l'écoulement en vue de sa modélisation, nous étudions ensuite les profils de diffusivité turbulente ainsi que l'évolution des flux proches de la surface à l'aide d'une paramétrisation alternative (basée sur les modèles théoriques de Prandtl à diffusivité variable, [Grisogono and Oerlemans 2001a](#)). Enfin, nous analyserons un bilan d'énergie cinétique turbulente pour quantifier les processus dirigeant la turbulence locale et estimer l'importance relative des phénomènes non-locaux.

5.4.1 Validité de la théorie des similitudes ?

5.4.1.1 Domaine de validité

Dans la théorie des similitudes de Monin-Obukhov, la principale grandeur caractéristique sans dimension est z/L , L définissant la hauteur de la sous-couche dynamique. Plusieurs études expérimentales montrent que la TSMO n'est plus valable dès que z/L augmente excessivement au-dessus de zéro. [VanDerAvoird and Duynkerke 1999](#) mettent en évidence une déviation des observations par rapport à la TSMO pour $z/L > 0.2$ et [Smeets et al. 1998](#), observent cette déviation à partir de $z/L > 0.3$). D'autres analyses semblent plus ou moins contraignantes. [Mahrt et al. 1998](#) résume la situation en décrivant l'applicabilité de la TSMO comme incertaine pour $z/L > 1$.

Les figures 5.19 et 5.20 montrent respectivement l'histogramme des valeurs de L et de z_1/L (z_1 étant l'altitude du niveau 1). Nous pouvons voir sur la première figure que la majorité des segments de mesure présentent un $L < 2m$, ce qui est très faible. Ceci signifie que la sous-couche turbulente, majoritairement influencée par le cisaillement se situe à moins de $2m$ au-dessus de la surface. Les segments présentant un maximum de vent à l'altitude $z_j > z_1$ (en noir) représentent les principaux segments de mesures avec les L les plus importants, donc

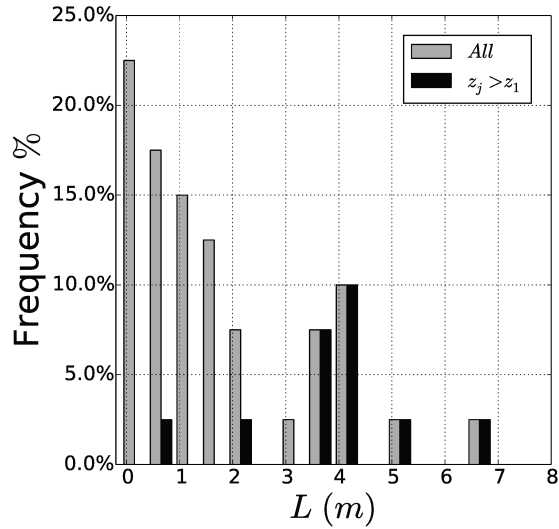


FIGURE 5.19: Histogramme des longueurs de Monin-Obukhov au niveau 1 ($z_1 = 1m$). Gris : ensemble des segments de mesures ; noir : segments de mesure vérifiant $z_j > z_1$.

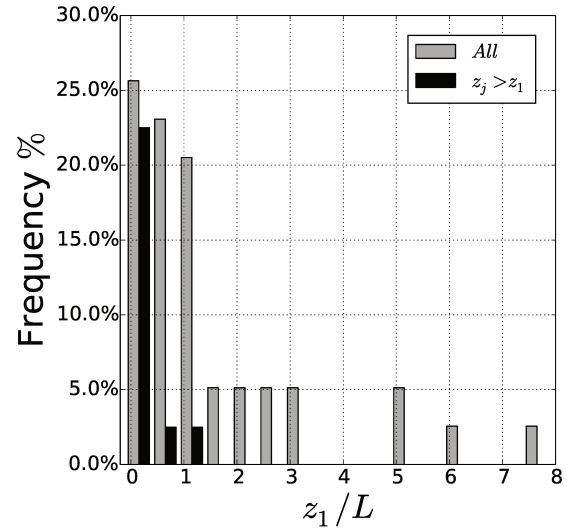


FIGURE 5.20: Histogramme des longueurs sans dimension z/L de la théorie des similitudes dans la zone de l'écoulement la plus éligible à cette théorie : au premier point de mesure (niveau 1), L étant supposé constant au sein de la couche logarithmique (donc entre la surface et z_1 si l'applicabilité est vérifiée). Le fait que le premier niveau de mesure soit situé à $z_1 = 1m$ (soit très proche de la surface) permet d'aller chercher une couche d'applicabilité potentielle de la théorie des similitudes. Ceci est vérifié puisque les valeurs de z_1/L sont regroupées en majorité sous la valeur de 1 et donc respectant potentiellement les hypothèses de la TSMO (suivant la condition la moins restrictive proposée par Mahrt et al. 1998). La sélection des segments présentant un $z_j > z_1$ (noir) rassemble la quasi totalité des valeurs de z_1/L sous la valeur de 1.

Temporellement, nous visualisons l'évolution de ces paramètres sur la figure 5.21. Nous observons les variations de la hauteur du maximum de vent z_j , de la longueur de Monin-Obukhov L ainsi qu'une variable indicative $0.2L$. Cette variable indicative est définie afin de visualiser l'applicabilité de la TSMO en référence aux différentes études. Une ligne en tirets horizontale représente également l'altitude du premier niveau de mesure z_1 . Nous constatons que la majorité des segments situés en début de campagne de mesure présentent une longueur de Monin-Obukhov L sous le premier point de mesure. Pour ces segments, il est donc inutile de tenter d'appliquer la théorie des similitudes. Nous observons ensuite une deuxième catégorie de segments pour lesquels $L > z_1$. Pour ces segments, nous testerons l'applicabilité de la TSMO, bien que le critère $z_1/L < 0.2$ ne soit pas forcément respecté. Cette figure illustre le fait qu'il est nécessaire d'effectuer des mesures plus proche de la surface afin d'échantillonner davantage l'écoulement catabatique dans sa partie basse. C'est en effet cette partie de l'écoulement qui est en interaction directe avec la surface qu'il est nécessaire de comprendre pour pouvoir interpréter et analyser, afin de pouvoir modéliser les processus associés.

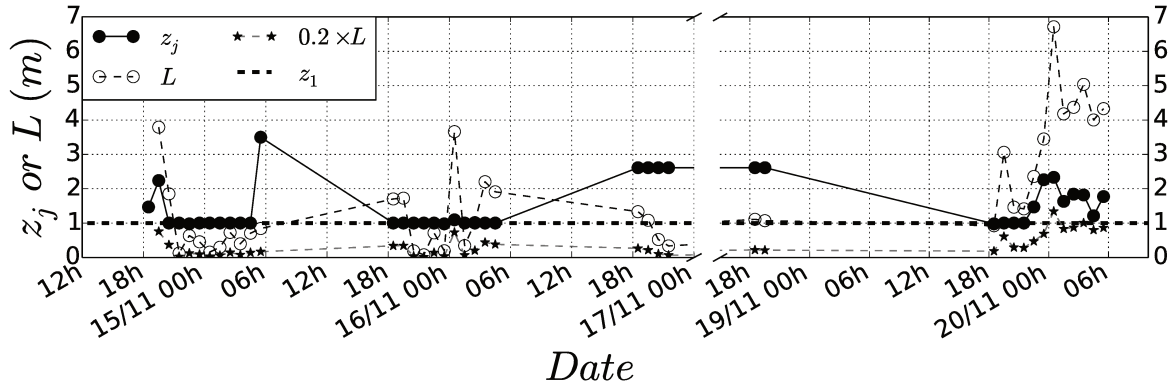


FIGURE 5.21: Évolution temporelle des valeurs de hauteur de maximum de vent z_j et de longueur de Monin-Obukhov L .

5.4.1.2 Relations flux-gradient

Rappelons la forme sans dimension des fonctions de gradient de vitesse et de température issues de la théorie des similitudes :

$$\phi_m = \frac{\kappa z}{u_*} \frac{d\bar{u}}{dz} = 1 + \alpha_m \frac{z}{L} \text{ et } \phi_h = \frac{\kappa z}{\theta_*} \frac{d\bar{\theta}}{dz} = 1 + \alpha_h \frac{z}{L} \quad (5.4)$$

avec α_m et α_h des constantes définies empiriquement et allant de 4.7 à 9.4 (*e.g.* Höglström 1988). Nous fixons ici $\alpha_m = \alpha_h = 5$ comme indiqué dans Kaimal and Finnigan 1994.

Bien que nous ayons peu de segments de données montrant un échantillonnage intéressant sous le maximum de vent (ceci se traduit par $z_j > z_i$ pour $i = 1, 4$), il est intéressant de tester l'applicabilité de la théorie des similitudes sur ces échantillons. Ceci est effectué afin de définir si cette théorie représente la partie basse de certains des segments de mesure enregistrés. Dans notre cas d'étude, rappelons que toutes les grandeurs turbulentes sont calculées via la méthode de décomposition en multi-résolution de flux (*MRD*, voir chapitre 3). Ceci indique que les perturbations turbulentes externes, intermittentes et basses fréquences qui peuvent engendrer une perturbation des flux turbulents, sont écartées au maximum dans le calcul des flux. Nous minimisons ainsi l'impact que peuvent avoir ces perturbations sur les comparaisons faites entre les données et les profils sans-dimension issus de la TSMO. Ces perturbations peuvent cependant également avoir un impact sur l'estimation des gradients $\partial\bar{u}/\partial z$ et $\partial\bar{\theta}/\partial z$ si les critères de stationnarité ne sont respectés qu'à leur valeur limite (voir la procédure de contrôle qualité, chapitre 3). Rappelons également que les gradients sont estimés par une interpolation logarithmique pour $z < z_1$ et une interpolation via un polynôme d'ordre 3 au-dessus (voir chapitre 3). Pour les cas $z_j > z_1$ seulement, l'estimation des gradients au niveau 1 de mesure semble pertinente.

Les profils sans-dimension ($\phi_m(z/L)$ et $\phi_h(z/L)$) issus des données pour les segments présentant un $z_j > z_i$ avec $i = 1, 4$ sont tracés en figure 5.22. Sur cette figure sont également tracés tous les points du niveau 1 de mesure afin de visualiser la tendance à la sortie de la zone d'applicabilité de la théorie des similitude (pour les $z/L \gg 0.2$). Cependant, comme évoqué plus haut, les gradients en z_1 pour ces segments ne sont pas précisément définissables. Comme attendu suite à l'analyse des histogrammes de valeurs de z/L , nous n'avons en théorie aucun segment de mesure présent au sein de la zone d'applicabilité de la théorie des similitudes (d'après les critères les plus restrictifs : $z/L \leq 0.2$). Cependant, les résultats obtenus pour les segments $z/L \leq 1$ sont de l'ordre de grandeur des fonctions théoriques (tracées en traits continus). Au delà, les fonctions sans-dimension semblent ne plus avoir aucune dépendance

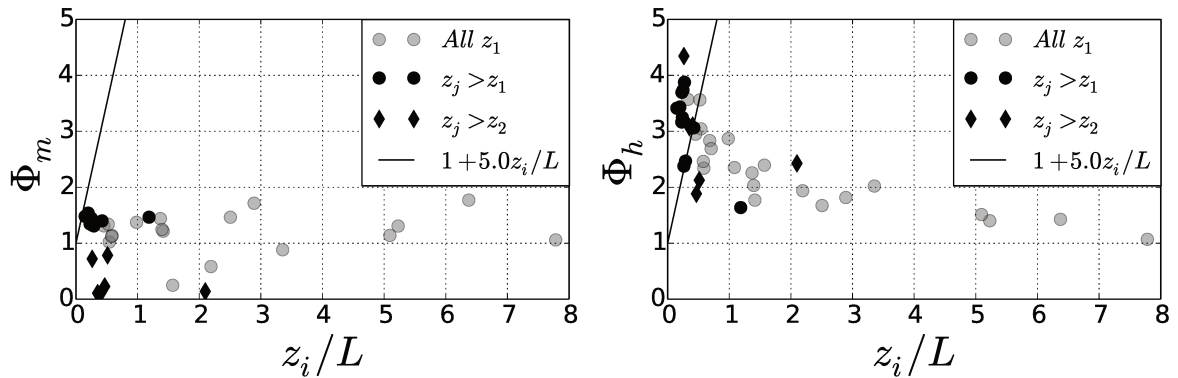


FIGURE 5.22: Fonctions gradients sans dimension de vitesse (gauche) et température (droite) issues de la TSMO et calculé : (noir) lorsque le point de mesure est situé sous le maximum de vent ($z_j > z_i$ avec $i = 1, 2$) et (gris) pour tous les segments au niveau 1. Ligne noire : courbe théorique.

en z/L . Les fonctions sans-dimension mesurées en-dessous de la courbe théorique indique que les flux mesurés sont plus grands que les flux déterminés par la TSMO.

5.4.1.3 Adimensionnement de la turbulence

Obtenir des lois de similitude pour un processus donné permet de généraliser le comportement de ce processus et ainsi de pouvoir le représenter (ou le modéliser) correctement. Une des étapes pour définir ces lois de similitude représentant un écoulement turbulent est de définir les grandeurs turbulentes caractéristiques. Une grandeur statistique permettant un adimensionnement pertinent (reproductible pour différentes configurations par exemple) est donc un premier pas vers la définition d'éventuelle similarité. Il convient donc d'analyser l'adimensionnement de la turbulence au sein de l'écoulement catabatique étudié.

Les analyses précédentes avaient pour objectif d'établir les statistiques dans une zone de compatibilité potentielle avec la TSMO. L'hypothèse d'une couche de surface à flux constant a notamment son importance lors de l'intégration de l'équation 5.4 donnant les profils de vitesse et de température classiques. Si les flux ne sont pas constants, L n'est donc plus considérée constante et le résultat de cette intégration n'est plus valable. Cette condition de couche de surface est donc extrêmement restrictive pour l'étude d'un écoulement catabatique situé proche de la surface. Afin de relâcher cette contrainte au sein de l'écoulement étudié qui présente justement une forte variation de flux sur la verticale, nous utilisons à présent l'adimensionnement local (proposé par Nieuwstadt 1984). Il consiste à adimensionner les quantités turbulentes par rapport aux valeurs de flux à chaque niveau de mesure à la place de leur valeur en surface. Ainsi, nous identifions avec l'indice l (pour *local*) ces grandeurs :

$$u_{*l} = \left(\overline{u'w'_l}^2 + \overline{v'w'_l}^2 \right)^{0.25}; \quad \theta_{*l} = -\frac{\overline{w'\theta'_l}}{u_{*l}} \quad (5.5)$$

et ceci amène une nouvelle longueur sans dimension :

$$\Lambda(z) = \frac{\theta_0 u_{*l}^2}{\kappa g \theta_{*l}}. \quad (5.6)$$

Par abus de langage, cette échelle de longueur qui dépend alors de z , est parfois assimilée dans la littérature à une longueur de Monin-Obukhov locale mais cela ne paraît pas approprié. En

effet, Selon la définition de la longueur de Monin-Obukhov, L définit la hauteur de la sous-couche turbulente dynamique, propre à la couche limite étudiée. Dans le cas où cette grandeur varie au sein de la couche limite, cette échelle de longueur reste intéressante d'un point de vue mathématique (adimensionnement) mais ne représente plus physiquement la même chose que L . Nous parlerons simplement d'adimensionnement local. La longueur sans dimension devient donc :

$$\zeta = \frac{z}{\Lambda(z)} \quad (5.7)$$

et correspond au paramètre de stabilité. Mathématiquement, $z/\Lambda(z)$ est le seul paramètre sans dimension possible pour définir les gradients sans dimension (voir chapitre 2). L'adimensionnement local permet, entre autres, d'adimensionner les écart-types des trois composantes de vitesse (σ_α/u_{*l}). Dans la littérature de couche limite atmosphérique, des formes typiques des relations de similitude pour ces statistiques peuvent être :

$$\frac{\sigma_\alpha}{u_{*l}} = a_\alpha (1 + b_\alpha \zeta)^{c_\alpha} \quad (5.8)$$

avec, a_α , b_α et c_α des coefficients à déterminer empiriquement (pour $\alpha = u, v, w$). La forme des relations et des coefficients varie selon les différentes études. [de Franceschi et al. 2009](#) propose une vue d'ensemble des paramètres et fonctions de toutes les études effectuées. [Nadeau et al. 2012](#) représentent une étude particulièrement intéressante car elle concerne également une couche limite atmosphérique stable sur pente raide (30–40°). Nous portons donc une attention particulière à la comparaison de nos résultats avec cette étude que nous identifions par N12. Pour adimensionner les écart-types de la température ($\sigma_\theta/\theta_{*l}$), deux formes de fonctions sont principalement rencontrées dans la littérature (voir [de Franceschi et al. 2009](#)) :

$$\frac{\sigma_\theta}{\theta_{*l}} = a_\theta (1 + b_\theta \zeta)^{c_\theta} \quad (5.9)$$

et

$$\frac{\sigma_\theta}{\theta_{*l}} = a_\theta (\zeta)^{b_\theta} + c_\theta. \quad (5.10)$$

Ces deux formes ont pour différence majeure leur condition pour $\zeta \rightarrow 0$. La fonction 5.9 tend asymptotiquement vers la valeur de a_θ pour $\zeta = 0$ alors que la fonction 5.10 diverge vers l'infini pour $\zeta \rightarrow 0$ (et pour $b_\theta < 0$ qui est le cas pour les couches stables et donc pour nos données). N12 utilisent la première forme de fonction et obtient : $\sigma_\theta/\theta_{*l} = 3.22(1 + 0.83\zeta)^{-1}$. Cette forme de fonction est identique à celle représentant les trois composantes de vitesse.

Nous déterminons les coefficients a_α , b_α et c_α en approximant les données (σ_α/u_{*l} en fonction de ζ) par la méthode des moindres carrés en suivant la forme des fonctions 5.8 et 5.10. La modélisation des statistiques est représentée en figure 5.23 pour les trois composantes de vitesse ainsi que pour la température. Les données y sont également représentées, ainsi que les courbes de N12 (tiretés). Nous observons un bon accord entre les données et les fonctions 5.8 et 5.10. Notons que cet accord est valable sur toute l'amplitude de ζ observée alors que cette amplitude traverse le jet de paroi de part et d'autre du maximum de vent. Nous observons tout de même une légère tendance à la dispersion des statistiques vers les ζ croissant. Cette dispersion est explicable par le fait que le point de mesure est alors positionné dans une zone de l'écoulement facilement perturbable par des événements turbulents extérieurs. Le tableau 5.1 présente les coefficients résultants des meilleures modélisations par les fonctions 5.8 et 5.10.

Pour les trois composantes de vitesse, les coefficients a_α et c_α sont du même ordre de grandeur que N12. La valeur asymptotique pour $\zeta \rightarrow 0$ (vers la neutralité), est toutefois légèrement plus faible que N12 pour les composantes u et v et est légèrement plus élevée pour

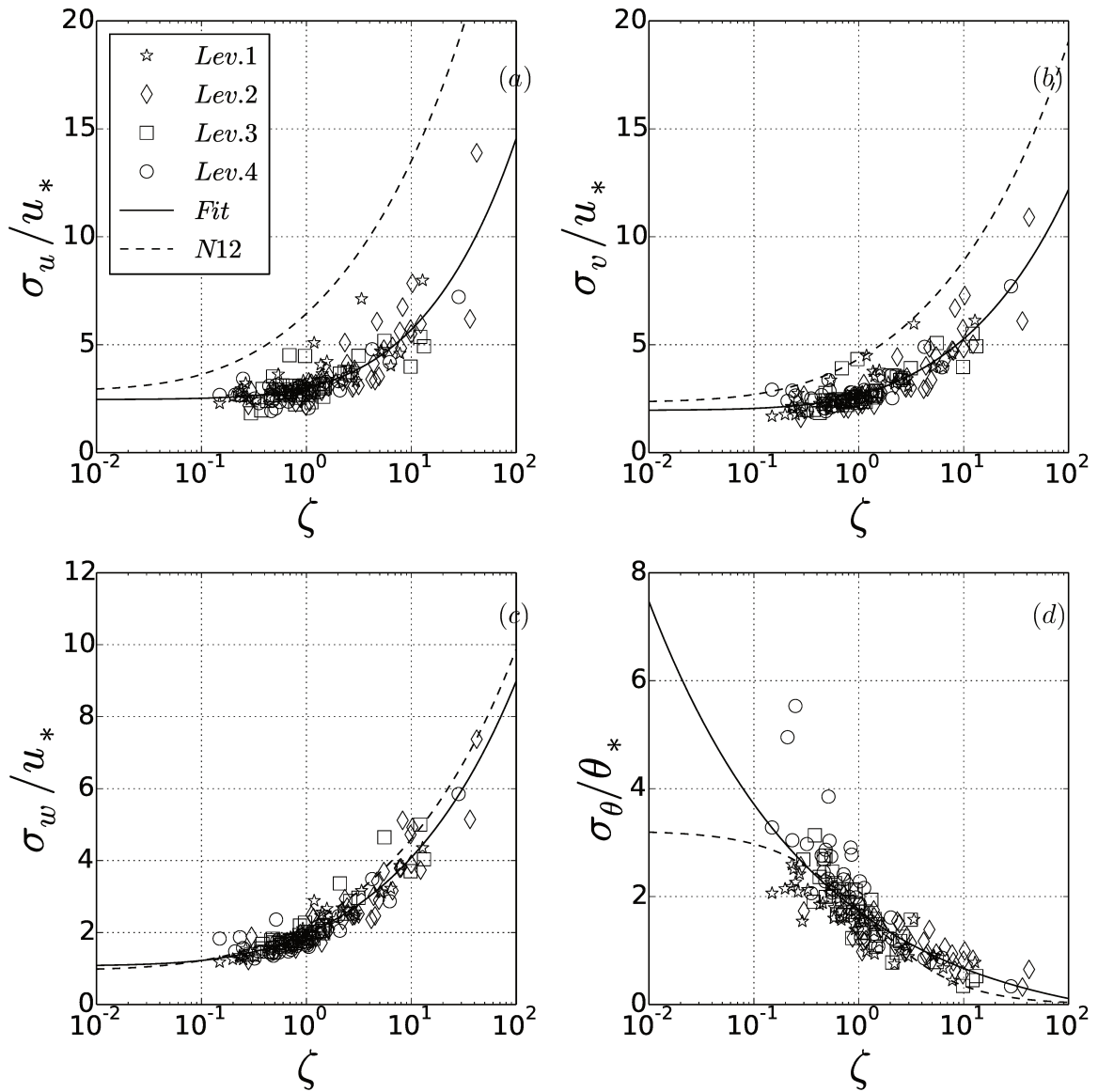


FIGURE 5.23: Écart-type adimensionné localement en fonction du paramètre sans dimension $\zeta = z/\Lambda(z)$ pour les trois composantes de vitesse (a, b et c) et pour la température (d).

Courbes en trait plein : approximation des données par la fonction 5.8 pour les trois composantes de vitesse (voir coefficients en tableau 5.1) et par la fonction 5.10 pour la température. Courbes en tireté : fonctions extraites de N12

w . Ces valeurs sont en accord avec les valeurs classiques obtenues sur terrain plat (Garratt 1992). En revanche, nous observons une différence significative entre les coefficients b_α de notre étude et ceux de N12. La diminution de ce coefficient b_α dans notre étude se traduit par le retard de la divergence de σ_α / u_{*l} vers les ζ croissants. Ce retard peut être interprété comme l'élargissement (dans le domaine représenté par ζ) de la zone ne dépendant pas de z (z -less stratification). Rappelons que la divergence σ_α / u_{*l} pour $\zeta \rightarrow \infty$ est en principe justifiée par la présence de mouvements considérés non-turbulents de méso-échelle (concept de turbulence non-active) Högström 1990. Les procédures de sélections de donnée et surtout d'estimation des moments statistiques d'ordre 2 par la méthode MRD (voir chapitre 3) tendent à minimiser ces contributions dans les variances. La méthode appliquée ici est donc certainement à l'origine

TABLE 5.1: Détails des coefficients de la fonction 5.8 utilisés dans cette étude et dans l'étude de N12. Les coefficients sont donnés pour chaque composante de vitesse.

	a_u	b_u	c_u	a_v	b_v	c_v	a_w	b_w	c_w
KaCoSonic	2.46	0.60	0.43	1.96	1.30	0.38	1.07	4.72	0.36
N12	2.85	10.55	1/3	2.33	5.46	1/3	0.95	11.23	1/3

des valeurs plus faibles de b_α par rapport à N12, où les moyennes statistiques sont effectuées sur un temps conventionnel de $15min$ (sans utilisation de MRD). Ceci contribue à montrer que les différences observées entre la théorie classique des similitudes et les observations en écoulement très stable et / ou catabatique est, entre autres, l'effet de la perturbation des statistiques enregistrées (à mettre en perspective avec l'hypothèse de non-validité des théories).

Dans notre cas d'étude, l'adimensionnement des écart-types de la température ($\sigma_{\theta_l}/\theta_{*l}$) est réalisé en utilisant la seconde forme proposée (5.10) dans la mesure où un meilleur accord est obtenu avec les données. Pour $\zeta \rightarrow 0$ (c'est à dire pour les cas neutres), il n'est pas surprenant de voir diverger $\sigma_\theta/\theta_{*l}$ puisque le flux de chaleur sensible est lui même sensé s'annuler. En invoquant une fois de plus l'utilisation de la méthode MRD pour définir les flux segment par segment, il semble possible d'expliquer la forme effectivement divergente des écarts types adimensionnés pour $\zeta \rightarrow 0$. En effet, la limitation de l'effet des structures turbulentes "parasites" laisse θ_{*l} (dénominateur) tendre vers zéro pour les cas neutres. Rappelons que la méthode d'estimation des flux MRD est basée sur les corrélations croisées de $\overline{w'\theta'}$ (voir chapitre 3); cette méthode peut donc faire tendre θ_* vers zéro pour les cas neutres sans que σ_θ ne s'annule nécessairement. Davantage de données sont nécessaires afin de confirmer cet aspect, mais il semble envisageable qu'un comportement asymptotique vers une valeur finie de $\sigma_\theta/\theta_{*l}$ puisse être une conséquence de l'intégration de structures turbulentes intermittentes pour $\zeta \rightarrow 0$. En effet, dans ce cas, θ_{*l} ne tend pas forcément à s'annuler pour $\zeta \rightarrow 0$.

Pour conclure sur l'adimensionnement, les valeurs locales d'adimensionnement (ζ , u_{*l} et θ_{*l}) semblent être des grandeurs pertinentes pour analyser l'écoulement catabatique présent.

5.4.1.4 Gradients sans-dimension (adim. local)

L'adimensionnement local mène donc à une nouvelle définition des fonctions gradients sans-dimension, similaire à celle des fonctions 5.4 :

$$\phi_{lm} = \frac{\kappa z}{u_{l*}} \frac{d\bar{u}}{dz} = 1 + \alpha_m \zeta \quad \text{et} \quad \phi_{lh} = \frac{\kappa z}{\theta_{l*}} \frac{d\bar{\theta}}{dz} = 1 + \alpha_h \zeta \quad (5.11)$$

La valeur de α est de nouveau fixée à $\alpha_m = \alpha_h = 5$ (standard pour les couches limites stables) pour comparer les données aux courbes classiques des fonctions sans dimension. Ces courbes représentent les comportements génériques en couche limite stable, c'est pourquoi il est intéressant de vérifier l'applicabilité de ces courbes aux données issues d'écoulements catabatiques. Ces fonctions sont représentées en figure 5.24. Les points en gris correspondent aux segments de mesure non interprétables physiquement. Ces points sont : (i) les segments aux niveau 1 pour ϕ_{lm} lorsque le maximum de vent est à une altitude égale ou inférieure au niveau 1 puisque, dans ce cas, le gradient de vitesse ne peut donc pas y être correctement estimé et (ii) les segments au niveau 4 pour ϕ_{lh} car la procédure d'estimation du gradient de température potentielle semble fragile à ce niveau. Dans les deux cas, le problème reste l'estimation des gradients locaux. Les ϕ_{lm} issus des données changent de signe lorsque ζ croit. L'augmentation de ζ (paramètre souvent interprété en tant que paramètre de stabilité uniquement) cache, dans le cas d'un écoulement catabatique, la traversée du maximum de vent

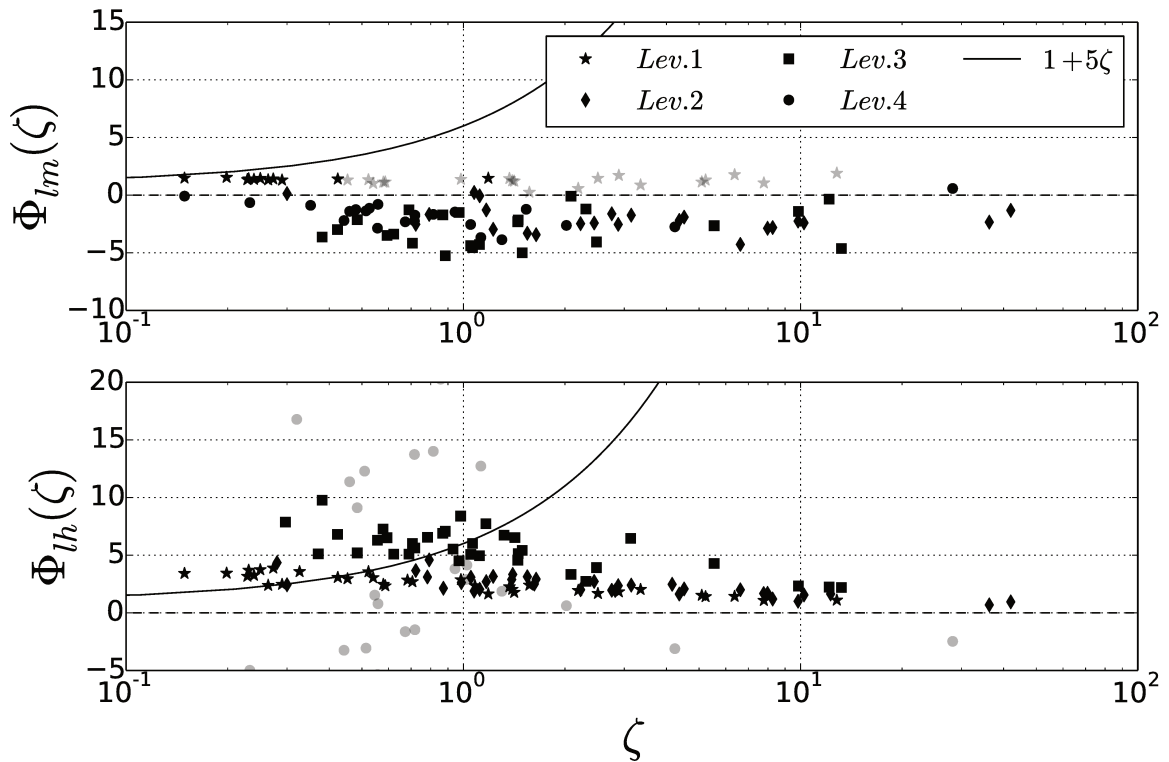


FIGURE 5.24: Gradients de vitesse (a) et de température (b) sans dimension. Symboles noir : points de mesure pris en compte pour l'analyse ; symboles gris : points de mesure écarté de l'analyse par manque de définition du gradient local (voir texte). Ligne noire : courbe théorique de la TSMO locale.

et donc l'inversion du gradient de vitesse. Les fonctions classiques ϕ_m ont donc finalement peu de sens pour modéliser les gradients de vitesse d'un écoulement catabatique. Les ϕ_{lh} ne suivent pas non plus les courbes classiques. Les données montrent des gradients de température sans dimension qui semblent tendre vers 0 pour $\zeta \rightarrow \infty$. Ces résultats montrent que malgré l'adimensionnement local, qui semble pertinent pour les écart-types des trois composantes de vitesses ainsi que pour la température, ces fonctions gradients sans dimensions ne sont pas représentatives de l'écoulement catabatique étudié. Il est donc nécessaire de développer une approche différente pour représenter les flux en surface pour les écoulements catabatiques tels qu'étudiés dans ce travail de thèse.

5.4.1.5 Estimation de la hauteur de rugosité

Dans l'établissement des profils de vitesse et de température à partir de la TSMO, une constante d'intégration est définie comme la hauteur de rugosité (voir chapitre 2). Pour les études numériques des chapitres suivants, il sera nécessaire de prescrire une hauteur de rugosité afin d'effectuer des modélisations réalistes de l'écoulement étudié. une estimation est donc proposée ici.

Lors de la campagne de mesure, aucune période pour laquelle la stratification était neutre n'a pu être enregistrée. Il n'est donc pas possible d'estimer la longueur de rugosité z_0 en se basant sur la méthode des profils (Berkowicz and Prahm 1982). Cette méthode présente l'avantage de s'affranchir des fonctions de stabilité dont la forme exacte reste une discussion ouverte dans la communauté (Högström 1988, Andreas 2002). En l'absence de cas neutre, il

est possible d'obtenir une estimation des hauteurs de rugosité z_{0m} et z_{0h} à partir d'un point de mesure à l'altitude z à conditions que :

- ce point soit situé au sein de la couche semi-logarithmique ($z/L \ll 1$)
- en ce point, la vitesse $u(z)$ soit disponible
- en ce point, la vitesse de frottement u_* soit disponible
- les fonctions de stabilité ϕ_m et ϕ_h soient applicables et connues afin de connaître précisément les coefficients α_m et α_h .

Dans notre cas, nous sélectionnons les points situés à $z/L < 0.5$ afin de faire l'hypothèse d'être situé dans une couche semi-logarithmique. Cette hypothèse est faite ici uniquement dans le but d'obtenir une estimation grossière de la hauteur de rugosité. $\bar{u}(z)$ et u_* sont disponibles et nous faisons l'hypothèse que $\alpha_m \approx \alpha_h \approx 5$. En intégrant 5.4, nous obtenons :

$$\bar{u}(z) = a + bz + \text{cln}(z) \quad \text{avec : } a = -\frac{u_*}{\kappa} \ln(z_{0m}); \quad b = \frac{u_*}{\kappa} \frac{\alpha_m}{L}; \quad c = \frac{u_*}{\kappa} \quad (5.12)$$

En inversant cette équation, l'estimation des hauteurs de rugosité moyennes donne : $z_{0m} \approx 1 \times 10^{-3}m$ et $z_{0h} \approx 3 \times 10^{-3}m$ (équation similaire pour la température). Notons que ces estimations présentent habituellement des grandes dispersions (écart type), surtout pour z_{0h} dont la valeur dépend, entre autres, de la valeur de température de la surface, qui présente elle-même une large marge d'erreur. De plus, nous ne possédons ici qu'une faible population statistique, pour laquelle la loi logarithmique peut être valable (10 segments à $z/L < 0.5$), ce qui rend assez incertaine l'estimation des hauteurs de rugosité. Le fait d'obtenir $z_{0m}/z_{0h} < 1$ témoigne de l'imprécision de cette estimation. Nous attribuons ce rapport non conforme (pour une couche limite atmosphérique stable) à la grande dispersion des valeurs de z_{0h} . Rappelons que la hauteur de rugosité est une variable d'intégration (pour estimer les profils de vitesse depuis les fonctions gradients) et que la hauteur de déplacement (valeur moyenne de $z = 0m$ de référence) peut également jouer un rôle dans la définition des profils (voir chapitre 2). [Smeets et al. 1999](#) étudie l'impact de la variation de la hauteur de déplacement sur les profils de turbulence. Malheureusement, nous manquons ici de population statistique pour estimer cette variable, ce qui rend d'autant plus fragile l'estimation des hauteurs de rugosité.

Dans la littérature, les valeurs de hauteur de rugosité de l'ordre du mm sont souvent trouvées sur les surfaces de glaciers. Pour notre cas d'étude présentant une surface plus rugueuse (pierres, petits buissons), et à défaut d'un meilleur échantillonnage spatial (davantage de point de mesure) sous le maximum de vent et/ou d'une population statistique plus conséquente, nous fixons comme ordre de grandeur pour les valeurs de rugosité à :

$$z_{0m} \approx z_{0h} \approx 1 \times 10^{-2}m \quad (5.13)$$

Ces hauteurs de rugosité sont fixées arbitrairement et sont utilisées dans les modélisations numériques 1D, voir chapitre 6. Notons cependant que l'estimation de z_0 par la base de données ECOCLIMAP (voir paragraphe 3.5.3.4) utilisée pour les modélisations numériques 3D LES réalistes au chapitre 4 donne un ordre de grandeur de $z_0 \approx 1cm$ sur la zone concernée. De plus, comme le précisent [Kaimal and Finnigan 1994](#) ou [Yaglom 1979](#), z_0 représente environ 1/30 de la hauteur des éléments de rugosité. Une hauteur d'environ 30cm est effectivement cohérente avec la hauteur des éléments de rugosité observés sur place (rochers, buissons).

5.4.2 Diffusivité turbulente

Le concept de diffusion turbulente est largement utilisé dans la communauté de modélisation de couche limite atmosphérique ainsi que dans toute autre application de couche limite

turbulente. Ce concept est utilisé afin de fermer les équations au premier ordre : les flux turbulents (moments statistiques du second ordre) sont définis par une fermeture au lieu de répondre à une équation dépendant, entre autres, des moments d'ordre trois. Rappelons que ce concept définit localement le flux turbulent d'une quantité comme directement proportionnel au gradient local de cette même quantité ; le coefficient de proportionnalité étant justement défini comme la diffusivité turbulente. Par exemple, le flux turbulent vertical de quantité de mouvement est défini selon ce concept comme :

$$\overline{u'w'} = -K_m(z) \frac{d\bar{u}}{dz} \quad (5.14)$$

Le développement de la théorie des similitudes de Monin-Obukhov est entièrement fondé sur ce concept en modélisant la diffusivité comme :

$$K_m(z) = \underbrace{\kappa z}_{l_m} u_* \quad (5.15)$$

où l_m est la longueur de mélange évoluant linéairement en fonction de z pour une couche limite turbulente (longueur de mélange de Prandtl). La loi logarithmique doit son existence à ces deux définitions sur sol plat où l'équation de Navier-Stokes pour la quantité de mouvement peut être écrite sous la forme la plus simplifiée, c'est à dire décrivant uniquement la diffusion turbulente dans un cas stationnaire (et pour $z > z_0$) :

$$0 = -\frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} \quad (5.16)$$

Cette modélisation décrit une couche limite (couche de surface) sur sol plat, homogène et sans terme source, donc par définition incompatible avec un écoulement catabatique.

Afin de compléter les modèles de couche-limite, un des moyens utilisé pour paramétrer la diffusivité turbulente est de la définir comme présenté au chapitre 2 et développé au chapitre 6 (Delage 1974), soit :

$$K_m(z) = \kappa l_m \sqrt{e} \quad (5.17)$$

où l'énergie cinétique turbulente répond à une équation pronostique. Ce type de paramétrisation résout les moments statistiques d'ordre supérieur à 1 seulement pour l'énergie cinétique turbulente. Ces modèles sont donc identifiés par "modèle d'ordre 1.5" Delage 1974.

En cas de stabilité atmosphérique, déterminée dans ce contexte par une valeur négative de la longueur de Monin-Obukhov L , la longueur de mélange est corrigée par les fonctions de stabilité dont la forme est déterminée empiriquement (voir chapitre 6). comme :

$$l \propto \frac{\kappa z}{\phi_m^2 \left(\frac{z}{L} \right)} \quad (5.18)$$

Autour du maximum de vent, la longueur de Monin-Obukhov tend à s'annuler, donc z/L diverge vers l'infini, et par conséquent les fonctions linéaires de stabilité également. La longueur de mélange s'en trouve annulée à la hauteur du maximum de vent, empêchant tout échange turbulent au travers du jet et un découplage de l'écoulement a lieu entre les parties au-dessus et en-dessous du maximum de vent. Ceci confirme, par une approche supplémentaire aux statistiques analysées aux paragraphes précédent, que la théorie des similitudes n'est pas compatible pour modéliser un écoulement catabatique et suggère donc le développement de nouvelles paramétrisations de longueur de mélange. La traversée du maximum de vent reste donc problématique puisque présentant une singularité dans la paramétrisation de la diffusivité. Cette singularité est souvent simplement résolue numériquement en limitant la

valeur de z/L (par exemple $z/L = \min(z/L, 10)$ pour un cas stable). Cette méthode est efficace pour rendre robuste les modèles (éviter les divisions par zéro) mais ne décrit pas la physique sous-jacente.

D'autres approches, analytiques (*e.g.* Grisogono and Oerlemans 2001b), résolvent l'écoulement catabatique en imposant des profils de diffusivité turbulente définis empiriquement (voir O'Brien 1970).

A partir de données expérimentales telles qu'obtenues sur la campagne de mesure KaCoSonic, et en suivant le concept de diffusivité turbulente, il est possible de remonter, *apostériori*, à des diffusivités turbulentes "effectives" en inversant 5.14. Nous appelons ces quantités $K_{m,eff}$ (resp. $K_{h,eff}$) pour la quantité de mouvement (resp. pour le flux de chaleur sensible) et nous en définissons également un nombre de Prandtl turbulent effectif :

$$K_{m,eff} = -\frac{\overline{u'w'}}{\partial u/\partial z} \quad ; \quad K_{h,eff} = -\frac{\overline{w'\theta'}}{\partial \theta/\partial z} \quad ; \quad Pr_{t,eff} = \frac{K_{m,eff}}{K_{h,eff}} \quad (5.19)$$

où les corrélations croisées sont issues de mesures directes (anémomètres soniques) et les gradients sont estimés par la méthode décrite en chapitre 3 (interpolation polynomiale au-dessus du maximum de vent et logarithmique en-dessous).

Les diffusivités turbulentes effectives et le nombre de Prandtl turbulent effectif sont présentés en figure 5.25 en fonction de la hauteur adimensionnée par z_j , la hauteur estimée du maximum de vent.

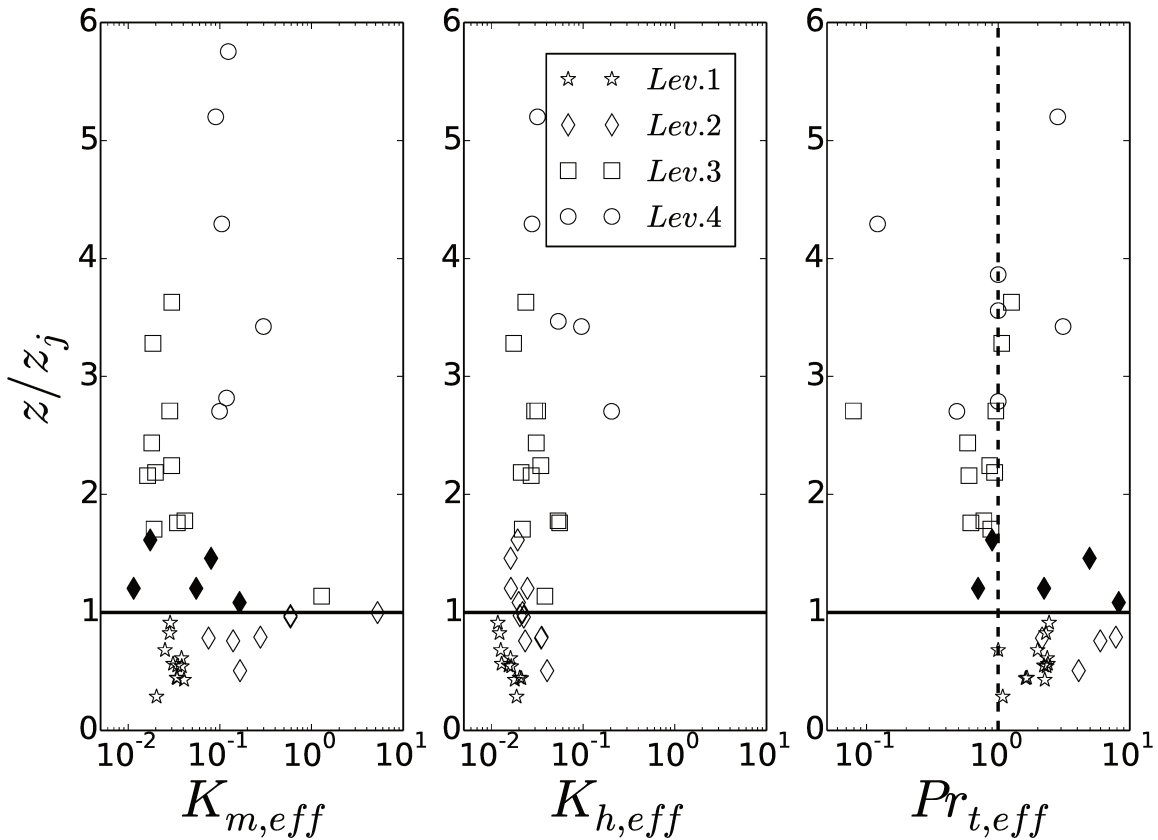


FIGURE 5.25: Profils adimensionnés par la hauteur du maximum de vent (z/z_j) des diffusivités turbulentes effectives et du nombre de Prandtl turbulent effectif. Les points noirs sont les points pour lesquels les valeurs sont négatives.

Cette figure présente uniquement les échantillons statistiques présentant un maximum de vent estimé au-dessus du premier point de mesure. Bien que la population statistique mériterait d'être étoffée, nous notons des comportements intéressants. En-dessous du maximum de vent ($z/z_j < 1$), la diffusivité $K_{m,eff}$ augmente nettement en s'éloignant de la surface et tend à diverger (vers $+\infty$) à l'approche de $z/z_j = 1$. Juste au-dessus du maximum de vent, $K_{m,eff}$ présente une divergence (provenant de $-\infty$) s'atténuant rapidement en s'éloignant de $z/z_j = 1$ vers le haut de l'écoulement. Notons la présence de valeurs négatives (en noir) pour une diffusivité turbulente, ce qui est un non-sens et justifie l'appellation différenciée : $K_{m,eff}$. Ce point de divergence en $z/z_j = 1$ évoque une fonction en $1 - 1/x$, explicable naturellement par l'annulation du dénominateur (du/dz) à cette hauteur. En revanche, la zone divergente négative, juste au-dessus du maximum de vent, indique la présence d'une zone de l'écoulement où le flux turbulent de quantité de mouvement et le gradient vertical de vitesse sont opposés au sens du concept de diffusivité turbulente. En effet, le changement de signe du flux (donc l'annulation du flux de quantité de mouvement) apparaît systématiquement au dessus du maximum de vent, autour de $z/z_j \approx 1.5$, et non précisément à la hauteur du maximum de vent. Cette observation peut être la conséquence de perturbations meso-échelles extérieures, apportant alors une contribution parasite dans le flux (voir étude des cospectres, paragraphe 5.3.6). L'étude cospectrale montre également que la présence de deux zones de cisaillement de signe opposé engendre des interactions dans les flux, perturbant ainsi potentiellement leur valeur. Les cospectres décomposés (5.13 et 5.15) montrent qu'une trace des flux négatifs (venant de la partie basse de l'écoulement) est systématiquement présente (et prédominante) aux hautes fréquences et au-dessus du maximum de vent, donc dans une zone de flux moyen positif. L'inverse n'étant pas observé (prédominance du flux positif à hautes fréquence dans les zones de flux moyen négatif), ce comportement tend à décaler le profils de flux vers les valeurs négatives, ce qui peut expliquer une annulation de flux au-dessus du maximum de vent. Enfin, l'annulation du flux de quantité de mouvement à $z/z_j \approx 1.5$ soulève également la question de la précision de l'estimation de la hauteur du maximum de vent (puisque elle-même basée sur l'annulation de du/dz). Bien qu'une incertitude soit présente sur cette estimation, l'annulation du flux de quantité de mouvement précisément à $z/z_j = 1$ signifierait qu'une imprécision d'un minimum de $0.5m$ est systématiquement présente, ce qui est difficilement justifiable.

Le profil de diffusivité turbulente effective de chaleur montre un comportement plus homogène sur toute la hauteur de l'écoulement. Le profil de $Pr_{t,eff}$ montre une valeur proche de 1 (pour $z/z_j \gg 1$) classique en couche limite atmosphérique. Pour $z/z_j \ll 1$, le $Pr_{t,eff}$ présente une variation entre 1 et 10 avant de diverger vers $+\infty$ (hors cadre de la figure) au niveau du maximum de vent, remettant en question la valeur classiquement utilisée de $Pr = 1$ en couche limite atmosphérique.

On peut finalement résumer cette réflexion sur le concept de diffusivité turbulente appliqué à l'écoulement catabatique étudié en deux points :

- Soit $K_m(z = z_j) = 0$, ce qui est le cas en considérant la théorie des similitudes de Monin-Obukhov. L'écoulement présente donc une singularité se traduisant par un découplage total entre la partie basse et haute de l'écoulement. Cette solution n'est donc par définition pas capable de modéliser l'écoulement catabatique.
- Soit $K_m(z = z_j) \neq 0$, ce qui implique la définition d'une nouvelle paramétrisation de la longueur de mélange ou au minimum une nouvelle définition des fonctions de stabilité. Au sein de l'écoulement, ceci imposerait un flux de quantité de mouvement exactement nul à la hauteur du maximum de vent, ce qui semble en contradiction avec les valeurs de diffusivité turbulente de quantité de mouvement effective observées.

Davantage de mesures sont nécessaires, sur des durées plus longues et éventuellement

avec une meilleure résolution spatiale, afin de confirmer l'hypothèse d'une annulation de flux de quantité de mouvement au-dessus de l'annulation de vitesse du jet. Si cette hypothèse est vérifiée, le concept de coefficient d'échange, quelque soit la définition de la longueur de mélange et de l'équation pronostique de TKE choisie, n'est alors pas capable de résoudre l'écoulement catabatique autour du maximum de vent.

Afin d'éviter l'utilisation de ce concept pour un écoulement catabatique, [Denby 1999](#) développe un modèle de turbulence $1D$ du second ordre afin de résoudre plus explicitement l'ensemble des moments statistiques d'ordre deux. Il contourne ainsi le problème et obtient de très bons résultats de comparaisons avec différentes observations, dans la limite d'une modélisation $1D$. Parmi les points clés de la précision de ses modélisations, [Denby 1999](#) précise que les termes de transport au sein des équations ont un rôle important. La présence d'un transport vertical de quantité de mouvement au travers du maximum de vent pourrait expliquer la valeur non nulle de $\overline{u'w'}$ à $z/z_j = 1$.

Cependant, afin de rester dans l'objectif d'aller vers une amélioration efficace en terme de modélisation numérique (efficacité en terme de calcul), nous restons dans ce travail de thèse avec une modélisation d'ordre 1.5, en utilisant l'équation pronostique d'énergie cinétique turbulente présentée et modifiée au chapitre 6. Cette modélisation utilise donc le concept de diffusivité turbulente.

Afin d'estimer des profils réalistes de diffusivité turbulente en contournant la divergence à $z/z_j = 1$, nous proposons une interpolation (polynôme d'ordre 3) des valeurs enregistrées (ponctuelles) de $K_{m,eff}$ et $K_{h,eff}$. Si cette méthode ne résout pas le problème fondamental de divergence de diffusivité en $z = z_j$, elle permet de représenter une variation importante de la diffusivité de quantité de mouvement proche de la paroi ainsi qu'une variabilité du nombre de Prandtl turbulent. Ces interpolations seront utilisées comme référence pour les modélisations $1D$ du chapitre 6. Dans l'objectif d'alimenter un modèle avec la prescription d'un profil de diffusivité, il n'est pas possible d'utiliser un profil adimensionné en z/z_j puisque la valeur de z_j est justement un résultat de la modélisation. Il convient donc d'établir un profil de diffusivité donné pour un segment de données unique. À titre d'exemple, nous représentons ces profils de diffusivité turbulente (K_m et K_h) en figure 5.26 pour un segment type, montrant un maximum de vent bien défini (voir profil de vent, figure 3.22). Le segment choisi correspond à la situation de catabatique perturbé analysée précédemment. Cette situation bénéficie de maximum de vent situé le plus haut ($z_j \approx 3m$), ce qui permet d'échantillonner spatialement la partie basse de l'écoulement. Nous représentons également sur la même figure la forme de profil théorique de diffusivité turbulente (adaptée pour l'étude) proposée par [O'Brien 1970](#) et utilisée par [Grisogono and Oerlemans 2001b](#) pour un écoulement catabatique sans perturbation extérieure. Ces profils sont définis comme :

$$K_m(z) = C_1 z \exp(-0.5(z/h)^2) \quad (5.20)$$

avec C_1 une constante à déterminer empiriquement et h l'altitude du maximum de $K_m(z)$ (ici : $C_1 = 0.09$ et $h = 1.83m$). Ces constantes sont déterminées par la méthode des moindres carrés basée sur les trois premier points de mesure (le dernier point sortant clairement de l'hypothèse de forçage extérieur nul). Nous observons un très bon accord entre les deux profils de diffusivité pour la partie basse de l'écoulement. Notons que dans la partie basse (pour $z \rightarrow 0m$), les deux fonctions polynomiales et telle que définie en 5.20 tendent vers une fonction linéaire, en accord avec l'éventuelle présence d'une fine couche de surface à flux constant. Dans la partie haute, la diffusivité effective tend à augmenter fortement. Ce comportement est la cause d'un flux de quantité de mouvement conséquent au sommet de l'écoulement (perturbation extérieure) couplé à un gradient vertical de vitesse faible. Cette forte augmentation de diffusivité est donc à considérer prudemment puisque, si elle paraît physiquement justifiable du fait de l'éloignement

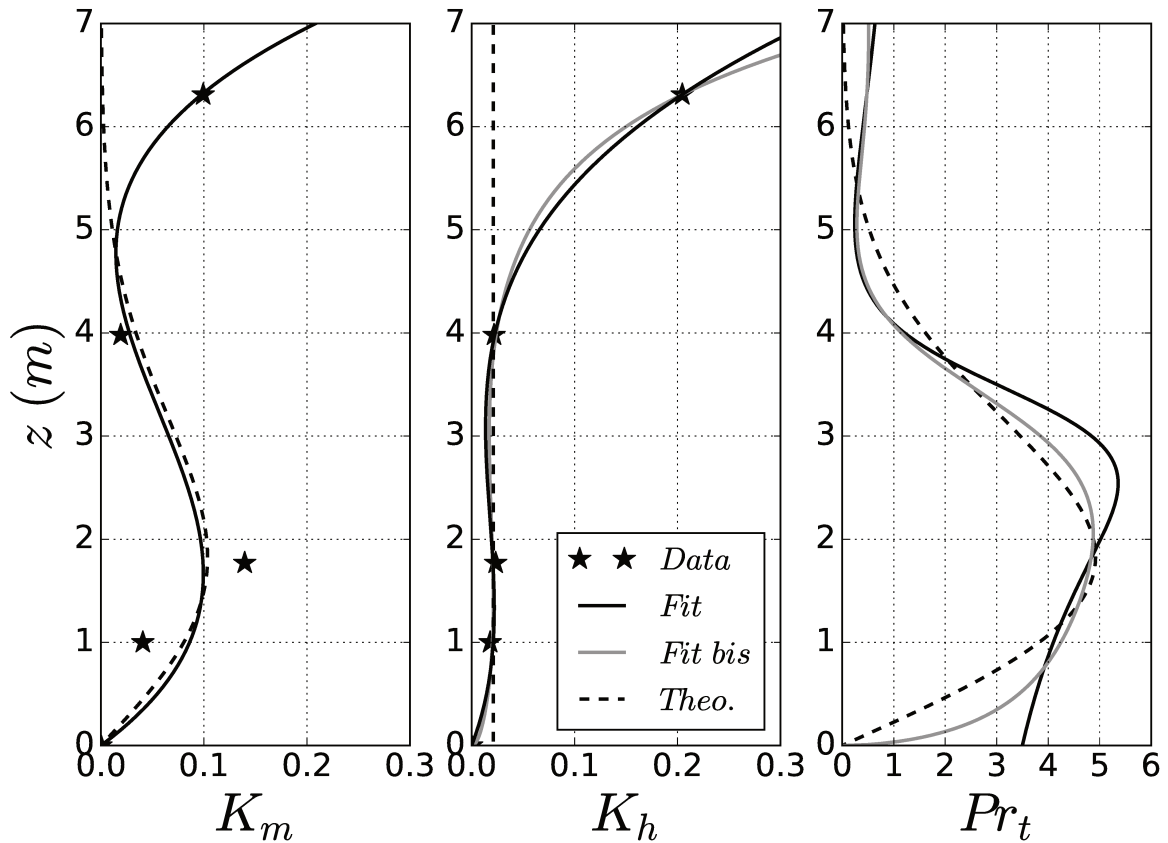


FIGURE 5.26: Profils des diffusivités et de nombre de Prandtl turbulents effectifs (étoiles) et interpolations proposées (ligne continue noire : polynôme d'ordre 3, ligne continue grise : solution empirique proposée (voir texte) et ligne pointillée : profils théoriques O'Brien 1970 pour K_m et constant pour K_h).

de la paroi dans un écoulement de couche limite (en comparaison d'un $K_m(z) \propto \kappa z$ par exemple), elle apparaît dans une zone de divergence potentielle du fait d'un gradient vertical de vitesse tendant à s'annuler. Ce gradient n'est pas définissable précisément puisqu'il s'agit de l'extrémité haute du mat de vent.

La même augmentation est observée, pour les mêmes raisons, dans la partie haute du profil de diffusivité turbulente de chaleur. En revanche, dans la partie basse du profil, la diffusivité turbulente de chaleur montre une valeur quasiment constante, ce qui correspond à l'hypothèse faite généralement dans les différentes études : [Grisogono and Oerlemans 2001b](#), [Grisogono et al. 2015](#). La limite inférieure du profil de diffusivité turbulente de chaleur est considérée constante dans les études citées, mais tend vers zéro dans les paramétrisations classiques (de type $K(z) \propto z TKE^{0.5}$). Pour la définition des diffusivités effectives, le choix est ici fait de faire tendre les diffusivité vers zéro pour $z \rightarrow 0$. Cette condition limite est d'une grande importance dans les modélisations numériques (voir chapitres 6). Nous définissons deux profils via :

- un polynôme d'ordre 3 (ligne noire, figure 5.26), de la même manière que pour l'interpolation de $K_m(z)$. Cette interpolation respecte les différents point de diffusivités effectives mais montre une augmentation faible entre $z = 0m$ et $z_1 = 1m$. Même si le polynôme montre une tendance linéaire pour $z \rightarrow 0$ (comme le prévoit la théorie de couche de surface), nous verrons par la suite (modélisation 1D : chapitre 6) que cette croissance

est effectivement trop faible.

- une solution empirique (ligne grise, figure 5.26) est proposée ici pour palier à l'augmentation faible de la diffusivité au voisinage de $z = 0m$. Nous proposons :

$$K_h(z) = C_{1bis} z^{0.5} \exp(-0.5(z/h)^2) + C_2 \exp(z - C_3) \quad (5.21)$$

avec $C_{1bis} = 2.25 \times 10^{-2}$, $h = 1.79 m$, $C_2 = 2.32 \times 10^{-2}$, et $C_3 = 4.14$. Ainsi, l'augmentation de diffusivité est plus forte dès que l'on quitte la surface, tout en respectant la condition limite $K_h(z) \rightarrow 0$ pour $z = 0m$. Cette dernière condition est importante dans l'objectif d'étudier les diffusivités turbulente au sein des modèles.

Nous utiliserons ces deux définitions empirique pour une partie des modélisations 1D du chapitre 6.

On peut donc proposer une forme indicative de profil effectif de Prandtl turbulent, montrant une augmentation marquée dans la zone du maximum de vent (figure 5.26).

5.4.3 Flux en surface

Un des enjeux principaux de la détermination des relations flux-gradient est la possibilité d'estimer les flux turbulents en surface à partir de valeur de vitesse et température proche de la surface (ou au premier point de modélisation pour un modèle numérique). La détermination des flux turbulents est indispensable afin de fermer les modèles de surface et ainsi de pouvoir, par exemple, fournir une condition aux limites basse à un modèle atmosphérique (en passant généralement par le calcul d'une température de surface). La détermination de ces flux est également primordiale afin de connaître le taux de refroidissement de l'atmosphère ainsi que l'intensité de l'alimentation des *Cold Pool* par les écoulements catabatiques (voir chapitre 2). Il est donc indispensable de comprendre le comportement de ces flux au sein des observations d'écoulements catabatiques afin de pouvoir les modéliser. En terme d'observation, il est délicat de mesurer directement la valeur de flux en surface et il semble qu'aucune méthode ne montre de résultat fiable. La méthode classiquement utilisée est de faire l'hypothèse que les points de mesure situés les plus proches de la surface sont dans la couche logarithmique. Il vient alors deux solutions :

- soit une mesure directe du flux est disponible en ce point grâce à des instruments avec une fréquence d'échantillonnage élevée : $f_{ech} \geq 10Hz$ (anémomètre sonique, fil chaud, thermocouple)
- soit seuls les gradients moyens sont disponibles et il est possible de remonter aux flux grâce aux fonctions de stabilité (*e.g.* eq. 5.11)

Nous avons vu aux paragraphes précédents que les relations de similitude issues de la théorie de Monin-Obukhov ne sont plus compatibles (dès que z/ζ augmente) avec l'écoulement catabatique étudié. Au sein d'un écoulement catabatique, les flux ne sont pas forcément constants, y compris en proche paroi et l'application des relations flux-gradients est fortement controversée : Munro 1989, Broeke 1997, Oerlemans 1998 ou encore Smeets et al. 2000. Certains, comme Smeets et al. 2000, parviennent toutefois à utiliser les relations de similitude (entre la surface et des mesures de champs moyens à $z_n = 0.6m$) pour définir une vitesse de frottement au sol u_*^0 et un flux de chaleur sensible au sol afin d'adimensionner les profils de flux.

Un des objectifs peut être d'obtenir des profils de flux turbulents correctement échantillonnés sur la verticale. Ainsi, l'étude fine de l'écoulement peut être effectuée et des relations entre les champs moyens et les flux turbulents peuvent être ajustées. Obtenir de tels profils est délicat puisqu'ils nécessitent de nombreux appareils de mesure relativement encombrant

à positionner proche de la surface (c'est à dire à $z < 1m$). Un tel protocole expérimental reste toutefois techniquement envisageable. La conception du protocole expérimental ici mis en place va dans ce sens, avec quatre anémomètres soniques disposés sur la verticale proche de la paroi.

Afin de proposer une définition des flux turbulents en surface au sein d'un écoulement catabatique, [Grisogono and Oerlemans 2001a](#) extrapole jusqu'à la paroi une solution théorique des flux de quantité de mouvement et de chaleur. La solution théorique de flux est initialement issue d'un modèle analytique, dérivé d'un modèle de Prandtl ([Prandtl 1942](#)), où la diffusivité turbulente K_m n'est plus considérée constante mais dépendante de z ([Grisogono and Oerlemans 2001b](#)), ce qui est une hypothèse largement confirmée aujourd'hui (voir figure 5.26 et chapitre 6). Bien que montrant d'excellents accords avec les données, l'inconvénient de cette résolution analytique reste la prescription nécessaire *a priori* d'un profil de diffusivité turbulente $K(z)$. Du point de vue de la turbulence, cette prescription *a priori* n'est pas possible si aucune théorie de similitude existe pour l'écoulement en question. Ce sont alors les modèles numériques de turbulence qui ferment le problème en calculant explicitement une partie de la turbulence afin d'estimer les diffusivités.

Nous bénéficions dans cette étude d'une estimation des profils de diffusivité turbulente $K_m(z)$ (voir paragraphe précédent). Nous pouvons donc tester l'estimation des flux en surface proposée par [Grisogono and Oerlemans 2001a](#). Ils déduisent d'un modèle analytique de Prandtl à diffusivité variable, une formulation pour le frottement en surface ainsi que pour le flux de chaleur sensible en surface :

$$u_*^0 = \left(|C| (Pr/2)^{1/2} \mu N_\alpha z_j \right)^{1/2} e^{-\pi/8} \quad (5.22)$$

$$\theta_*^0 = \left(\frac{2^{1/2} K(z_j) |C|}{Pr \mu z_j} \right)^{1/2} e^{-\pi/8} \quad (5.23)$$

avec C la valeur du déficit de température en surface ($C = \theta'(z=0) - \theta_0$), θ_0 la température de référence au sol (projection de la température ambiante jusqu'au sol sans refroidissement), $\mu = (g/(\theta_0 Pr \gamma))^{1/2}$ et N_α la projection de la fréquence de Brunt-Väisälä sur la pente ($N \sin(\alpha)$). Ces définitions de flux correspondent à des extrapolations linéaires depuis la hauteur du maximum de vent z_j jusqu'à z_0 . En effet, les profils théoriques de flux turbulents issus du modèle développé (WKB) montrent une singularité en $z = 0$: du/dz tend vers l'infinie en $z = 0$ pour un profil de diffusivité théorique donnant $K(z=0) = 0$ afin de donner un flux non nul en surface. Ceci indique que le profil théorique n'est plus valable très proche de la surface, et donc non valable pour le flux en surface. En revanche, plus haut dans l'écoulement, et jusqu'à une hauteur autour du maximum de vent, les profils théoriques ont été confirmés par plusieurs études expérimentales. La méthode intégrale analytique développée par [Grisogono and Oerlemans 2001a](#) rend la solution des flux en surface fortement dépendante de z_j et faiblement dépendante de z_0 . Par des critères analytiques, ils proposent une variation linéaire de $\overline{u'w'}$ depuis z_j vers le sol et une valeur constante de $\overline{w'\theta'}$ entre le sol et $z = z_j$, menant aux expressions 5.22 et 5.23.

La figure 5.27 présente les profils de flux turbulents de quantité de mouvement et de chaleur sensible adimensionnés par leur valeur respective au sol. Deux moyens d'estimation de ces valeurs au sol sont utilisés :

- adimensionnement par la valeur de flux au sol déduite de la théorie des similitudes de Monin-Obukhov (*TSMO*) qui définit une couche de flux constants proche de la surface. Dans le cas présent, l'adimensionnement correspondant est donc un adimensionnement par les valeurs de u_* et de $\theta_* u_*$ calculées au premier point de mesure ($z = 1m$)

- adimensionnement par la valeur de flux telle que défini dans Grisogono and Oerlemans 2001a (GO01), et décrit par 5.22 et 5.23.

Les hauteurs sont adimensionnées par la hauteur du maximum de vent z_j . Les deux types d'adimensionnement de flux donnent des résultats différents.

Le flux de quantité de mouvement adimensionné par la valeur décrite dans GO01 présente un profil quasiment linéaire depuis le sol jusque entre $z/z_j = 1$ et $z/z_j = 2$. Il est intéressant de noter que l'interpolation linéaire de ce profil entre $z/z_j = 0$ et $z/z_j = 1$ (ligne en tiretés noire) pointe la valeur correcte de flux adimensionné au sol ($\overline{u'w'}/u_*^0 \approx -1$ en $z/z_j = 0$). En revanche, on retrouve une valeur de flux nul non pas à $z/z_j = 1$ mais entre $1 < z/z_j < 2$. Bien qu'il semble nécessaire de compléter les observations, cet adimensionnement semble donc représentatif du flux de quantité de mouvement en surface. En revanche, l'adimensionnement par la TSMO tend, comme attendu, à indiquer une valeur de flux constants entre le sol et $z/z_j = 1$, ce qui est faux dans la partie basse de l'écoulement catabatique, comme le suggère le modèle de Prandtl ainsi que les observations (par exemple, Oerlemans and Grisogono 2002 : TSMO possible pour $z < z_j/10$). Ceci à pour second effet de minimiser la vitesse de frottement en surface, ce qui biaise toute tentative de bilan énergétique de surface basée sur la TSMO.

L'adimensionnement du flux de chaleur sensible est plus délicat. La valeur de θ_*^0 ne semble pas pertinente dans notre cas. En effet le profil de flux adimensionné ne montre aucune tendance claire. La tentative d'interpolation linéaire entre le sol et $z/z_j = 1$ semble peu

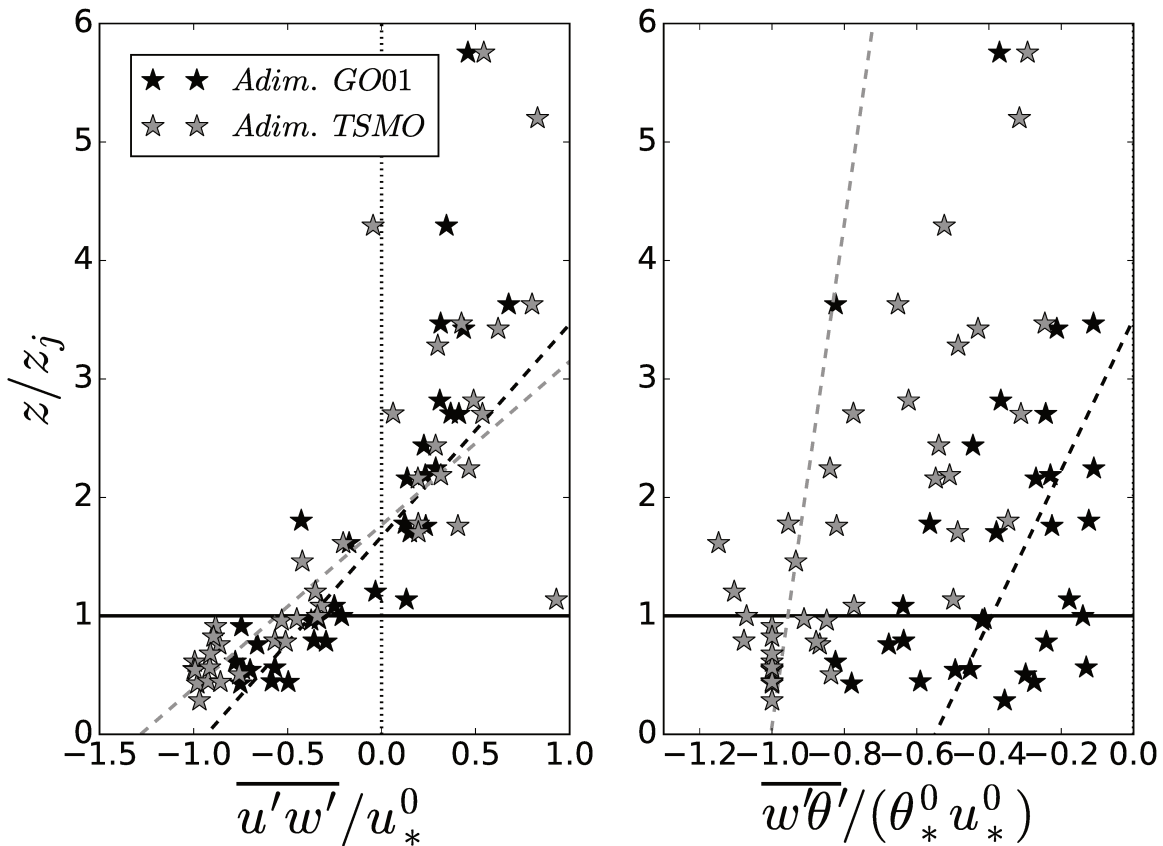


FIGURE 5.27: Profils de flux turbulent de quantité de mouvement *a* et de chaleur *b* adimensionnés par leur valeur en surface estimé par : la TSMO (gris) et GO01 (noir). Les lignes en tiretés sont les interpolations linéaires des flux adimensionnés entre le sol et $z/z_j = 1$.

pertinente. L'adimensionnement par les valeurs de flux au sol données par la *TSMO* regroupe par définition les premiers points proche de la surface mais ne rassemble pas vraiment les valeurs de flux situé à $z/z_j > 1$.

Une explication pour la bonne estimation du flux par *GO01* pour la quantité de mouvement mais non pour le flux de chaleur sensible peut être la suivante. Si l'on s'intéresse à la dépendance des valeurs estimées de flux turbulents en surface par *GO01*, on note une indépendance de u_*^0 par rapport aux valeurs de diffusivité turbulente alors que θ_*^0 dépend effectivement de ces valeurs :

$$u_*^0 \propto K_m^{1/4}; K_h^{1/4} \quad (5.24)$$

$$\theta_*^0 \propto K_m^{1/4} \times K_h^{1/4} \quad (5.25)$$

Dans notre cas, l'indépendance par rapport aux valeurs de diffusivités dont bénéficie u_*^0 permet d'être plus précis dans l'estimation de u_*^0 . En effet, comme évoqué au paragraphe précédent, l'estimation d'une diffusivité effective lisse la réalité d'une diffusivité divergente dans la région du maximum de vent et n'est donc pas forcément fidèle à la physique dans cette zone de l'écoulement. On retrouve ce biais potentiel dans l'estimation de θ_*^0 , qui dépend donc de ces estimations.

5.4.4 Réflexion sur l'adimensionnement de la turbulence

Nous venons d'observer que le flux de quantité de mouvement ne s'annule pas forcément à la hauteur du maximum de vent dans le cas de l'écoulement catabatique observé. Cet aspect à principalement deux conséquences :

- comme évoqué au paragraphe précédent, il remet en question l'applicabilité absolue du concept de diffusivité turbulente. Il évoque notamment la possibilité de présence de transport de flux de quantité de mouvement, contradictoire avec la simple application du concept de diffusivité turbulente.
- il permet, peut être à tort, d'utiliser l'adimensionnement local. En effet, l'adimensionnement local propose d'adimensionner la turbulence par la valeur locale de $u_* : u_{l*}$. Or, en accord avec le concept de diffusivité turbulente, cette grandeur devrait s'annuler au niveau du maximum de vent. Si tel était le cas, l'adimensionnement local mènerait donc à une divergence de la fonction gradient Φ_{lm} par exemple. Cette divergence n'est pas observée puisque le flux de quantité de mouvement ne s'annule pas spécialement à la hauteur du maximum de vent. Une étude expérimentale analyse cette caractéristique de la turbulence au sein d'un écoulement catabatique : [Smeets et al. 2000](#). Ils montrent que la grandeur pertinente pour adimensionner la turbulence au travers du jet catabatique est σ_w et non u_{l*} (voir leur figure 10) puisque la variance de w ne s'annule pas au niveau du maximum de vent. Dans l'écoulement étudié, cette caractéristique ne peut être mise en évidence justement du fait de la différence de hauteur entre annulation du gradient verticale de vitesse et annulation du flux de quantité de mouvement.

Suite à cette réflexion, pour la suite des analyses nous utilisons donc l'adimensionnement de la turbulence par σ_w au lieu de u_{l*} (qui génère d'ailleurs un bilan de *TKE* plus propre, voir paragraphe suivant). Une hypothèse pourrait être de généraliser cet aspect en précisant que l'adimensionnement locale semble être uniquement utilisable au sein d'un écoulement catabatique lorsque celui-ci présente un flux de quantité de mouvement non nul au niveau du maximum de vent. Il reste à définir si la présence de flux de quantité de mouvement au niveau du maximum de vent est lié à un type d'écoulement catabatique particulier ou si cela est simplement la conséquence d'hétérogénéité spatiale. Ces hétérogénéités spatiales pourraient entraîner des termes d'advections dans l'équation de vitesse, ce qui diminuerait la pertinence de modélisation *1D*.

5.4.5 Bilan de TKE

Afin d'interpréter au mieux l'écoulement étudié et dans le but de comprendre les éléments indispensables à la modélisation correcte de l'écoulement catabatique, il est indispensable de connaître les processus agissant sur la turbulence. Un bilan d'énergie cinétique turbulente représente une carte d'identité de la turbulence, puisqu'il quantifie les différentes contributions énergétiques (agissant en puit ou en source), constituant les mouvements locaux. Au sein des modèles de turbulence, même les plus simplifiés (fermeture des flux par coefficient d'échange), la *TKE* a un rôle capital puisqu'elle détermine la diffusivité turbulente locale (justement la valeur des coefficients d'échange). Nous analysons une forme stationnaire et adimensionnée du bilan de *TKE* adapté aux écoulements catabatiques (Smeets et al. 2000) :

$$\underbrace{\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \frac{\kappa z u_{l*}^2}{\sigma_w^3}}_{SP} - \underbrace{\frac{z}{\Lambda} \left(\frac{u_{l*}}{\sigma_w} \right)^3}_{BP} - \underbrace{\left(\frac{1}{2} \frac{\kappa z}{\sigma_w^3} \frac{\partial \overline{w'e'}}{\partial z} + \frac{\kappa z}{\rho \sigma_w^3} \frac{\partial \overline{p'w'}}{\partial z} \right)}_{IMB} - \underbrace{\frac{\epsilon \kappa z}{\sigma_w^3}}_{VD} = 0 \quad (5.26)$$

où, *SP* représente la production par cisaillement (*Shear Production*), *BP* la production (ou destruction) par flottabilité (*Buoyancy Production*), *TR* le transport turbulent (*turbulent TRansport*), *PT* le transport par gradient de pression (*Pressure Transport*) et *VD* la dissipation visqueuse (*Viscous Dissipation*). L'origine du bilan de *TKE* utilisé est présentée dans l'état de l'art de ce manuscrit. Ici l'adimensionnement local est utilisé pour la hauteur (z/Λ) et les flux sont adimensionnés par σ_w , comme suggéré au paragraphe précédent. Les termes de transport de *TKE* n'étant pas mesurables directement au sein de nos données, nous les regroupons dans un terme résiduel $IMB = TR + PT$.

L'adimensionnement utilisé est issu de l'adimensionnement initialement proposé par Wyngaard and Coté 1971 où les différents termes sont adimensionnés par $\kappa z/u_*^3$. Cet adimensionnement est issu de la *TSMO*, où notamment, u_* est en théorie constant au sein de la couche limite de surface. Dans le cas d'un écoulement stablement stratifié, il convient de remplacer u_* par u_{l*} (adimensionnement local). Le bilan de *TKE* représente ainsi correctement la couche limite : Smeets et al. 2000, Smeets et al. 1998. Dans le cas d'écoulement catabatique, c'est par σ_w qu'il convient de remplacer u_* , et c'est ce qui conduit au bilan 5.26.

Nous ne bénéficions pas de mesures directe du terme de dissipation. Le temps de réponse des anémomètres soniques (entre $10Hz$ et $20Hz$) ainsi que la taille du volume de contrôle au sein duquel est effectuée la mesure (voir chapitre 3) ne permettent pas de descendre à des échelles de turbulence suffisamment petites. Nous faisons donc une estimation du terme de dissipation par une méthode indirecte : l'estimation spectrale, utilisée par exemple par Smeets et al. 1998 et Höglström 1990. En considérant la loi de Kolmogorov au sein de la zone inertielle et en utilisant l'hypothèse de turbulence gelée de Taylor, nous pouvons exprimer le spectre de u comme :

$$f S_u(f) = \alpha_u \epsilon^{2/3} \left(\frac{2\pi}{u} \right)^{-2/3} f^{-2/3} \quad (5.27)$$

où f est la fréquence, $S_u(f)$ le spectre en fréquence, α_u est la constante de Komogorov (choisie à 0.52 d'après Höglström 1990) et ϵ le taux de dissipation d'énergie cinétique turbulente. En inversant 5.27, et en calculant le spectre de u dans la zone inertielle, nous obtenons une estimation du taux de dissipation ϵ . La précision de cette méthode dépend, entre autres, de la définition de la zone inertielle. Nous avons pu constater en début de ce chapitre que la zone inertielle n'est pas toujours bien définie (pas forcément visible sur plusieurs décade sans être influencée par le repliement spectral), notamment pour les capteurs situés les plus

proches de la surface. Cependant, cette estimation permet d'établir le bilan d'énergie cinétique turbulente, utile à l'interprétation de l'écoulement.

La figure 5.28 présente le bilan de TKE ainsi adimensionné en fonction de la hauteur sans dimension z/z_j . Les valeurs moyennes ainsi que la dispersion autour de celles-ci (écarts-types) sont représentés. Dans la partie basse de l'écoulement ($z/z_j < 0.55$), ce dernier montre un équilibre entre production par cisaillement et dissipation (classique en couche limite de surface). Ceci est en accord avec les modélisations du second ordre de Denby 1999 ainsi que des observations de jets plans expérimentaux : Irwin 1973. En se rapprochant du maximum de vent, la production par cisaillement disparaît pour laisser place au terme résiduel. Rappelons que le travail de sélection de données et de filtrage par décomposition en multi-résolution de flux (MRD , voir chapitre 3) a mené à minimiser l'impact des instationnarités dans les flux. Le terme résiduel est donc à priori bien la trace de transport de TKE par diffusion

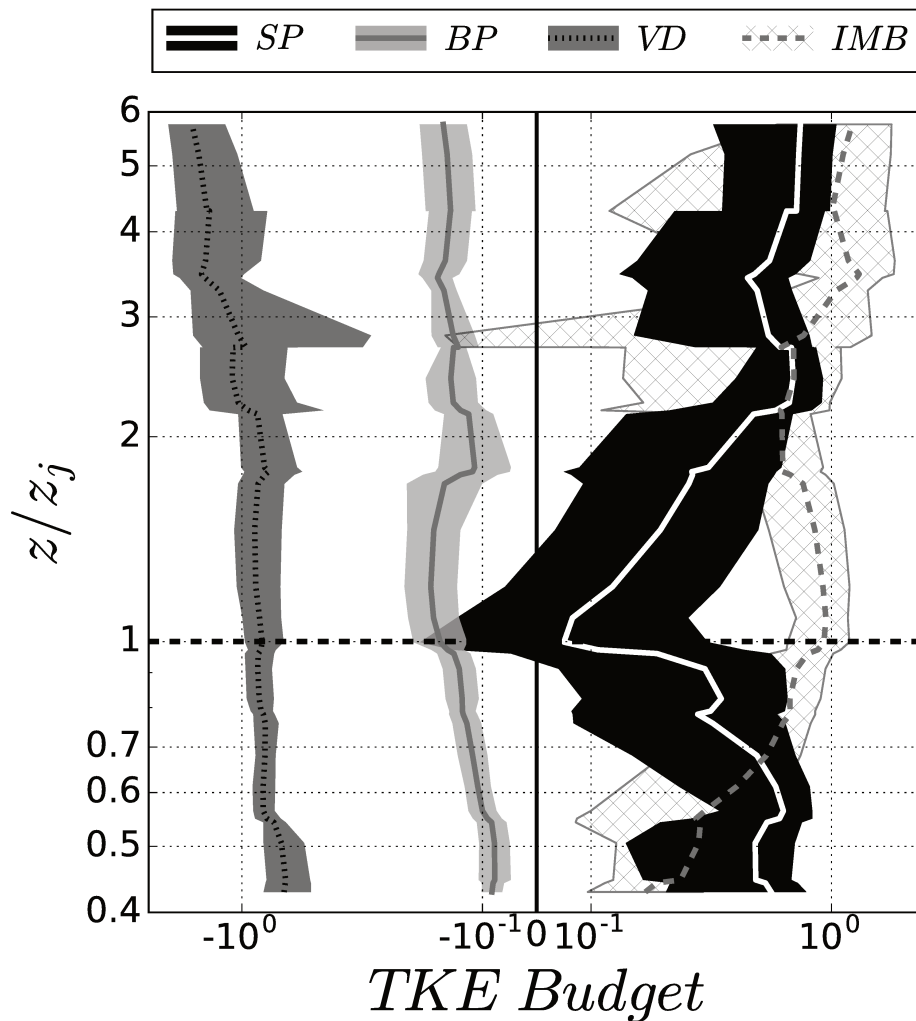


FIGURE 5.28: Bilan d'énergie cinétique turbulente calculé sur l'ensemble des segments montrant un maximum de vent au dessus du premier niveau de mesure ($z_j > z_1$). Profils moyens : lignes ; variabilité inter-sergements (écarts-types) : zones colorées. Les termes sont : SP (production par cisaillement), BP (production par flottabilité), VD (dissipation visqueuse) et IMB (terme résiduel, comprenant les termes de transport turbulent et de pression).

turbulente et/ou par gradient de pression et présente un maximum local à $z/z_j = 1$. La présence non négligeable de transport de TKE au niveau du maximum de vent est également observée sur des mesures d'écoulements catabatiques sur glacier (Smeets et al. 2000) et au sein de simulations numériques (Denby 1999 et chapitre 6 de ce manuscrit de thèse). Au delà de $z/z_j > 1$, la production par cisaillement augmente à nouveau et constitue une proportion non négligeable du bilan de TKE pour $z/z_j > 2$. Au delà de $z/z_j = 2$, le terme résiduel reste prépondérant, suggérant un apport de TKE depuis le haut de l'écoulement.

Contrairement à un cas idéalisé de type simulation numérique (Denby 1999, chapitre 6), les termes de transport restent important pour $z/z_j \gg 1$. Cet apport de TKE est alors compensé par la dissipation. Le terme de flottabilité, reste de manière surprenante très faible, y compris proche de la surface. Notons cependant que nous ne bénéficions pas de mesures pour $z/z_j < 0.4$, où la production (négative) par flottabilité devrait être non négligeable.

Le bilan de TKE en considérant l'adimensionnement local (termes multipliés par $\kappa z/u_{l*}^3$) est présenté en annexe B et met en évidence quelques aberrations dans la zone du maximum de vent, notamment un maximum de contribution négative du terme de flottabilité au niveau du maximum de vent lié à un minimum local de u_{l*} conduisant à une divergence de z/Λ .

Le profil de TKE (normalisé par σ_w^2) en fonction de z/z_j est présenté en figure 5.29 (gauche). Le profil moyen est tracé en trait continu noir et met en évidence le minimum local de TKE autour de $z/z_j = 1$. Le maximum enregistré est situé sous le maximum de vent. Pour $z/z_j \gg 1$, la TKE augmente de nouveau, dans une moindre mesure. En s'inspirant de l'analyse de Smeets et al. 2000, le flux de TKE adimensionné est défini comme :

$$TKE_FLUX = \frac{1}{2} \frac{\overline{we^l}}{\sigma_w^3} \quad (5.28)$$

et est représenté en fonction de z/z_j en figure 5.29 (droite). Bien que ce profil de flux de TKE montre une dispersion conséquente, nous observons qualitativement une convergence de TKE matérialisée par les flèches noires. Cette observation suggère que le transport turbulent est

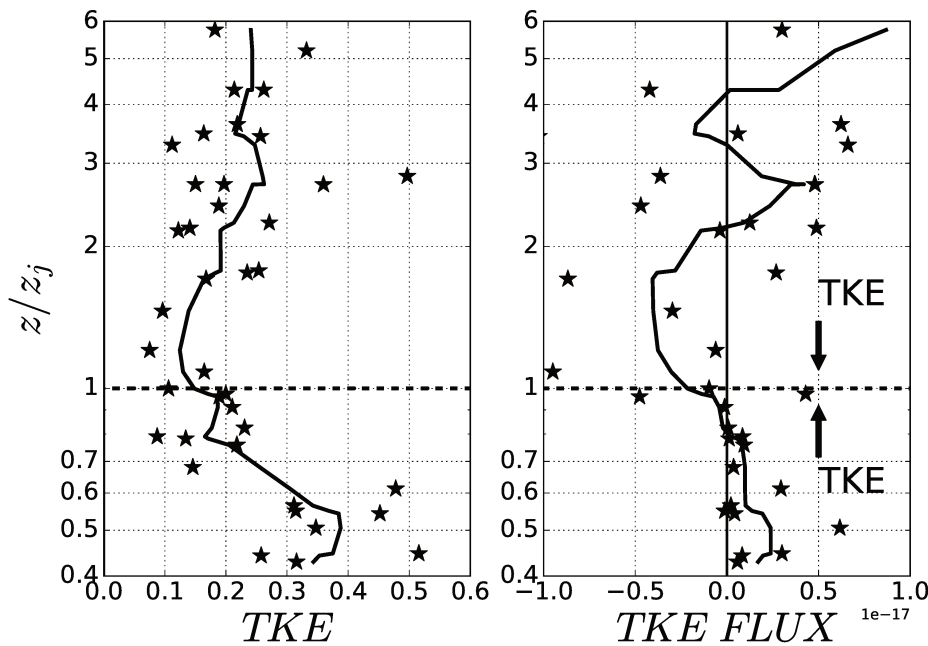


FIGURE 5.29: Gauche : profil de TKE normalisée par σ_w^2 . Ligne noire : valeur moyenne. Droite : profil du flux de TKE (inspiré de Smeets et al. 2000).

effectivement non nul, au moins au niveau du maximum de vent. Smeets et al. 2000 observent le même phénomène. Ce comportement du flux de TKE peut être directement relié aux observations faites sur les cospectres C_{uw} (figures 5.13 et 5.15) présentées en début de chapitre. Le croisement de ces deux analyses confirme qu'un flux convergent de TKE est présent vers le maximum de vent et que ces flux sont organisés en fonction des échelles caractéristiques de la turbulence : le flux de TKE provenant de la zone inférieure de l'écoulement catabatique est associé à des échelles de turbulence plutôt petites (certainement $< z_j$) alors que le flux de TKE provenant de la zone supérieure est associé à des échelles de turbulence plus grandes (certainement $> z_j$).

5.5 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons analysé les données recueillies durant la campagne de mesure KaCoSonic décrite au chapitre 3. La pente ouest du Grand Colon s'est avérée être un bon choix de site expérimental en terme d'observation d'écoulement catabatique. L'écoulement trouvant place chaque nuit, une fois le rayonnement solaire disparu, est constitué d'un jet de paroi, trouvant son maximum de vent très proche de la surface (entre $1m$ et $3m$). Les situations de maximum de vent les plus proches de la paroi ($z_j = 1m$) correspondent aux situations idéales (avec le minimum de perturbation externe) dites purement catabatiques. A l'inverse, les situations de maximum de vent plus éloigné de la paroi sont rencontrées lorsqu'un léger flux météorologique (le l'ordre de $2m.s^{-1}$ à $1700m$ d'altitude) est présent. Ce léger forçage externe à l'écoulement local augmente la TKE environnante, favorise ainsi la diffusion turbulente, et épaissit le jet de paroi (voir paragraphe 5.2).

L'étude spectrale montre que l'écoulement est très sensible aux perturbations externes, qui sont souvent de niveau d'énergie comparable au niveau d'énergie engendré localement. Cependant, des similitudes avec les spectres adimensionnés, principalement aux fréquences intermédiaires et hautes, sont observées lorsque le niveau d'énergie de l'injection locale est définissable. En revanche, l'étude cospectrale montre un comportement particulier aux écoulements catabatiques, et ne suit donc pas les courbes universelles. La traversée du maximum de vent par des corrélations croisées ("événements") $u'w'$ de signe opposé suivant leur provenance ($z < z_j$ ou $z > z_j$) rend non-homogène le comportement des cospectres sur la largeur de fréquence observée.

La théorie des similitudes de Monin-Obukhov n'est pas compatible avec l'écoulement étudié. L'hypothèse principale d'existence d'une couche à flux constants et égaux à leur valeur en surface n'est pas observée, bien que le premier point de mesure soit situé à $1m$ de la surface. Aussi, les relations flux-gradients de la théorie des similitudes ne sont pas appropriées : les relations classiques ne modélisent pas la divergence de flux de quantité de mouvement et ne montrent rapidement plus d'accord avec les flux de chaleur enregistrés en s'éloignant de la surface. Ces analyses indiquent qu'il serait intéressant d'effectuer des observations plus proche de la paroi, afin de confirmer l'absence d'une couche d'applicabilité de la théorie des similitudes, aussi mince soit-elle.

La campagne de mesure étudiée souffre sensiblement d'une population statistique peu étoffée. Il serait également intéressant d'obtenir davantage de données pour étayer les résultats de cette étude.

Le site de mesure a été choisi afin de présenter un cas de pente se rapprochant d'un cas idéalisé (pente régulière, homogénéité spatiale). Les conditions météo ont également été sélectionnées afin de se positionner dans des conditions de cas idéalisé, sans forçage externe (condition anticyclonique stable). Malgré ces efforts, peu de périodes de mesure ont été totalement dépourvues de perturbation externe : (i) les statistiques semblent montrer que

des hétérogénéités spatiales sont présentes et ont une trace importante dans les bilans et (ii) les forçages météorologiques, même à peine perceptibles, perturbent l'écoulement local de manière significative.

L'estimation analytique des flux en surface proposée par [Grisogono and Oerlemans 2001a](#) semble applicable dans notre cas. Cette estimation nécessite de fournir des profils de diffusivités turbulentes *a priori*, ce qui est exactement le rôle d'un modèle de turbulence qui répond (au minimum) à une équation *pronostique* d'énergie cinétique turbulente. Nous avons cependant estimé, à partir des mesures, des profils de diffusivité turbulente effective, montrant des comportements singuliers (minimum local de diffusivité au dessus du maximum de vent).

La solution proposée dans ce travail de thèse est donc naturellement de modéliser l'écoulement (1D) afin d'obtenir des estimations correctes des flux en surface, via notamment le calcul explicite des profils de diffusivité turbulente. De telles simulations en surface auront pour objectif de créer une condition aux limites basse plus adaptée à l'écoulement catabatique et permettra de minimiser les biais dans les simulations numériques. Ces biais (principalement la sous-estimation de u_*) sont rencontrés dans les zones concernées par la présence d'écoulement catabatique, et plus particulièrement dans les zones de catabatique montrant un maximum de vent très proche de la surface, soit la majorité des zones de montagnes. La modélisation simplifiée (1D) de l'écoulement catabatique est l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 6

Modélisation numérique 1D d'écoulement catabatique

6.1 Introduction

L'enjeu principal de la compréhension et de la modélisation des écoulements catabatiques est de pouvoir développer des paramétrisations permettant de modéliser l'impact de ces écoulements sur la couche limite atmosphérique et ainsi de représenter au mieux la physique observée. Si la loi logarithmique (et lois dérivées intégrant des paramètres de stabilité) représente un concept très puissant en terme de modélisation - puisque représentant simplement et correctement la turbulence au sein de la couche de surface sur sol plat et homogène - elle n'est plus valide dès lors qu'une pente est présente et que l'atmosphère est stablement stratifiée (voir chapitre 5). L'enjeu de toutes les recherches portant sur les écoulements catabatiques peut certainement être résumé par la recherche d'une paramétrisation équivalente à la loi logarithmique, mais valable pour les écoulements catabatiques. Malheureusement, ces écoulements sont trop complexes pour être aussi simplement modélisés (couplage des équations de vitesse et température, variation de flux, inversion de gradient). Il est donc nécessaire de poursuivre les travaux de recherche afin de comprendre et de quantifier les paramètres clés des potentielles paramétrisations. Ces paramétrisations permettront de représenter ces écoulements dans des modèles de plus en plus résolus spatialement où, sans même parler de zones de montagnes, les zones de pente nulle deviennent quasi-inexistantes.

Les écoulements catabatiques présentent des variations de différents paramètres (champs moyens, gradients, flux, diffusivité, Ri , $Pr...$) principalement selon l'épaisseur de l'écoulement, dans la direction normale à la paroi. Si ces écoulements peuvent également montrer une variabilité sensible sur l'horizontale due aux hétérogénéités spatiales de topographie ou simplement de texture (qui sont évidemment omniprésentes dans la nature), c'est bien selon la verticale que les principaux processus physiques dirigent l'écoulement catabatique. Localement, l'écoulement catabatique est souvent représenté sous sa forme analytique la plus simple, c'est à dire l'équilibre entre la force de flottabilité et la force de friction turbulente (modèle de type Prandtl, [Prandtl 1942](#)). En ce sens, un modèle 1D doit être capable de représenter une approximation correcte du processus, et c'est ce que nous développons dans ce chapitre. L'intérêt et la pertinence d'une approche "1D" sont largement acceptés dans la communauté. En effet, cette hypothèse est souvent utilisée dans les analyses d'observations afin d'établir les bilans locaux (hypothèse d'homogénéité spatiale, par exemple [Smeets et al. 2000](#)), dans le développement des modèles analytiques (*e.g.* [Grisogono et al. 2015](#)) ainsi que dans les mo-

délisations numériques, y compris intégrant des modèles de turbulence très complet (Denby 1999, schéma de turbulence d'ordre 2).

L'interprétation et la modélisation des mouvements atmosphériques en atmosphère stable et en zone de relief sont rendues complexes pour deux principales raisons :

- Les données de turbulence issues d'observations sur des terrains variés (sol plat, pente simple, terrain accidenté ou complexe, glacier, calotte glacière...) montrent des comportements complexes à analyser du fait - mis à part l'aspect stablement stratifié - de mouvements d'échelles intermédiaires entre turbulence et écoulements synoptiques : les écoulements meso-échelles (voir chapitre 2). Les données issues de la campagne de mesure KaCoSonic en 2012 et analysées au chapitre précédent (chapitre 5) ne font pas exception et illustrent bien cette problématique. Ces échelles intermédiaires de l'écoulement influencent fortement la turbulence observée localement. Ces structures turbulentes peuvent être générées dans le sillage de crête alentour ou simplement par l'interaction de multiples écoulements inhérente à la nature. Il va de soi qu'il est impossible d'intégrer, dans une paramétrisation aussi complexe soit-elle, les interactions entre écoulement local et perturbations externes puisque ces dernières sont totalement dépendantes du relief, et donc de sa modélisation explicite. Ce point est amélioré en terme d'analyse d'observations par le développement d'outils statistiques tels qu'utilisés ou développés dans ce travail de thèse afin d'identifier les contributions locales et non locales de l'écoulement (voir chapitre 3). Du côté des modélisations, ce point est encore loin d'être atteint puisque ces perturbations externes dépendent de la résolution fine des reliefs alentour, bien souvent d'échelle égale ou inférieure à la maille atmosphérique. Certains modèles atmosphériques, comme MesoNH (*e.g.* Bougeault et al. 2008), modélisent une rugosité sous-maille représentant l'impact sur l'atmosphère des reliefs d'échelle inférieure à la maille. Le lien avec les écoulements catabatiques ne semble pas direct mais un traitement similaire peut être une piste de paramétrisation des interactions entre les écoulements locaux et externes. Une autre solution peut être de résoudre explicitement ces échelles, tant du point de vue de la topographie que de l'écoulement. Ceci est proposé dans ce travail de thèse et présenté au chapitre 4 en effectuant des simulations réalistes LES 3D à haute résolution.
- D'autre part, les écoulements catabatiques alors présents modifient (ou génèrent) la turbulence locale. Ces écoulements étant générés localement via des paramètres de contrôle (pente et refroidissement en surface), il n'est pas concevable de représenter la turbulence au sein de ces écoulements via des paramétrisations ne prenant pas en compte ces paramètres de contrôle.

L'objectif de ce chapitre est justement d'apporter une contribution sur ce second point. L'idée principale est d'agir sur la condition aux limites en surface d'un modèle atmosphérique pour pallier l'utilisation inadaptée de la loi logarithmique qui néglige la source de l'écoulement catabatique, précisément à son maximum en surface.

En modélisation atmosphérique, considérons le cas d'un écoulement catabatique ne pouvant être modélisé explicitement du fait d'une contribution du terme source localisée en-dessous du premier point de modélisation (entraînant dans le cas le plus extrême un maximum de vent sous ce premier point). Une condition limite classique en surface, issue d'une loi logarithmique, ne peut intrinsèquement pas prendre en compte cette contribution du terme source. Dans ce cas, afin de représenter ces écoulements, une solution pourrait être de fournir une loi de paroi capable de modéliser l'écoulement catabatique généré localement en remplacement d'une loi de type logarithmique. Ces lois de paroi pourraient être constituées d'un modèle analytique simple : un modèle de type Prandtl (Prandtl 1942). Cependant, celui-ci constitue une simplification excessive de la physique, notamment en terme de turbulence. Le modèle de

Prandtl initial intègre une diffusivité constante sur la verticale et n'est donc pas représentatif du processus d'écoulement catabatique réel. Cette paramétrisation de la diffusivité entraîne un profil de diffusivité ne tendant pas vers une valeur nulle en surface, ce qui génère une diffusion excessive artificielle et donc des gradients de vitesse et de température trop faibles en surface (*e.g.* [Grisogono and Oerlemans 2001b](#) et les profils de diffusivité effective proposés au paragraphe 5.4.2, équation 5.21). La solution analytique d'un modèle de Prandtl modifié (à diffusivité variable) est proposée par [Grisogono and Oerlemans 2001b](#) et correspond davantage aux observations ([Parmhed et al. 2004](#)). Cependant, cette solution théorique n'est pas généralisable pour constituer une loi de paroi, puisqu'elle nécessite de prescrire un profil de diffusivité. Bien que plusieurs études montrent des paramétrisations de diffusivité qui semblent engendrer des solutions d'écoulement en accord avec les observations ([Parmhed et al. 2004](#), [Kavcic and Grisogono 2007](#)), ces paramétrisations nécessitent des données issues justement des observations (hauteur du maximum de vent et hauteur d'inversion). Ces paramétrisations ne sont donc, pour le moment, pas généralisables pour être utilisées en modélisation (qui plus est de type opérationnelle). Il semble finalement inévitable de passer par la modélisation, au moins partielle, de l'écoulement afin d'obtenir des profils de diffusivité. C'est d'ailleurs le rôle principal d'un modèle de turbulence.

La solution proposée et développée dans ce travail est de modéliser explicitement par un modèle $1D$ l'écoulement catabatique situé (au moins partiellement) en-dessous du premier point de modélisation atmosphérique. Ce modèle $1D$ fait donc le lien entre le modèle atmosphérique ($3D$) et le modèle de surface. Le modèle $1D$ de surface, pouvant modéliser explicitement l'écoulement catabatique, peut ainsi fournir une condition aux limites appropriée au modèle atmosphérique en terme de flux turbulent. Le cas le plus extrême étant non pas une forte variation de flux générée par la présence d'un jet de paroi mais une inversion du signe du flux de QdM par exemple. Cette inversion est impossible à représenter dans une paramétrisation standard de condition en limite de surface puisque la source même de l'écoulement local y est alors inexistante.

Ce chapitre se décompose en deux parties. Dans ces deux parties, le modèle est utilisé *offline*, c'est à dire non couplé à un modèle atmosphérique. Le forçage atmosphérique est alors simulé par des variables forcées et stationnaires. Nous présentons dans un premier temps les modifications apportées au modèle de surface $1D$ initial (originellement uniquement diffusif) pour générer des écoulements catabatiques. Ces modifications sont principalement constituées de : (i) l'ajout des termes source dans les équations de vitesse et de température (respectivement flottabilité et advection), générant également un couplage entre ces deux équations ; (ii) l'adaptation de l'équation pronostique de TKE (ajout du transport turbulent de TKE) et (iii) l'adaptation de la paramétrisation de la longueur de mélange. Nous validons ensuite ces modifications sur des cas analytiques ou en comparaison de résultats issus de la littérature. Dans une seconde partie, nous effectuons des modélisations réalistes $1D$ des observations de la campagne de mesure KaCoSonic. Ces modélisations sont d'abord faites en prescrivant des profils de diffusivité effective issus des données de terrain puis en utilisant le modèle modifié de turbulence d'ordre 1.5 (fermeture des flux par l'hypothèse de diffusivité turbulente et résolution d'une équation pronostique de TKE).

6.2 Adaptation du modèle au cas catabatique et validation

6.2.1 Présentation du modèle multicouche de surface initial

6.2.1.1 Concept

[Masson and Seity 2009](#) développent un modèle $1D$ de surface multicouche permettant de

détailler l'écoulement et les échanges entre un modèle de surface (ici ISBA, modélisant la physique du sol) et le premier niveau d'un modèle atmosphérique (ici MesoNH, modélisant l'atmosphère en trois dimensions). Ce premier niveau de modélisation atmosphérique est souvent situé à une hauteur de l'ordre de la dizaine de mètres au-dessus de la surface. Un modèle de surface joue un rôle majeur dans la modélisation de la couche limite atmosphérique puisque c'est lui qui fournit la condition à la limite basse du système atmosphérique. Du point de vue du modèle atmosphérique, cette condition aux limites est une condition de flux imposé par la surface. La manière la plus courante d'estimer ces flux est simplement de faire l'hypothèse que le premier point de modélisation atmosphérique se situe au sein de la couche de surface où les flux sont considérés constants. En fonction de la stabilité atmosphérique, ces flux sont pondérés en modifiant les coefficients de trainée (ou de transfert pour le flux de chaleur) via des fonctions d'amortissement (voir 3.47 et 3.48, chapitre 3). Ainsi, la paramétrisation de l'écoulement entre la surface et le premier point du modèle atmosphérique est généralement réalisée par une loi de paroi de type logarithmique. Le modèle multicouche de surface développé par Masson and Seity 2009 remplace cette loi de paroi en calculant explicitement (dans la limite d'une modélisation 1D) l'écoulement dans la même zone. Le modèle multicouche de surface a donc les mêmes conditions aux limites qu'une loi de paroi logarithmique : il est forcé à sa limite haute par la vitesse et la température du modèle atmosphérique et est forcé à sa limite basse par les flux fournis par le modèle de surface. A son tour, le modèle multicouche de surface fournit les flux turbulents au modèle atmosphérique et fournit au modèle de surface la vitesse et la température alors calculées en son premier point de modélisation situé plus proche de la surface. La figure 6.1 schématise le positionnement du modèle multicouche de surface (*SBL scheme*) à la place de la loi de paroi classique ("single-layer") entre la surface et le premier point de modélisation atmosphérique. Les échanges en terme de flux sont représentés par des flèches. Notons que le modèle multicouche de surface permet également de prendre en compte les échanges au sein d'une canopée (par exemple échange de chaleur ou d'humidité avec la végétation ou dissipation de TKE par une densité de feuillage) mais nous ne nous intéressons pas à ces aspects dans notre étude.

La CLA stable regroupe différentes couches caractéristiques dans les premiers mètres au-dessus de la surface. Une grandeur sans dimension souvent utilisée dans la communauté est z/L , représentant à la fois la stabilité et l'éloignement de la paroi relativement à la couche de surface (avec la longueur de Monin-Obukhov $L = \theta_0 \overline{u'w'}^{3/2} / [\kappa g \overline{w'\theta'}]$, voir chapitre 2). Par exemple, Mahrt 1998a décompose la CLA en 4 sous-couches : (i) immédiatement au-dessus de la surface, la sous-couche rugueuse est une couche où l'écoulement est principalement constitué par le sillage de chaque élément de rugosité. L'écoulement moyen est nul sur une partie de son épaisseur et les mesures y sont quasiment impossibles. Cette couche tend à décaler l'écoulement vers le haut et impacte les flux en surface ; (ii) la couche de surface, au sein de laquelle les flux sont considérés constants et dans laquelle la théorie des similitudes représente correctement l'écoulement. Les flux sont correctement estimés dans la limite d'une stratification faiblement stable ($z/L \lesssim 1$, Mahrt 1998a) ; (iii) au-delà de la couche de surface, les flux diffèrent de leur valeur en surface et les relations de similitude semblent applicables seulement à condition de remplacer les flux en surface par les flux locaux (adimensionnement local, Nieuwstadt 1984) ; Enfin, (iv) la couche dite de "z-less stratification" où la turbulence n'est plus influencée directement par la paroi et ne dépend donc pas de z (la turbulence est influencée par la stratification locale et éventuellement le cisaillement). La figure 6.2 schématise l'évolution de ces différentes couches en fonction de la stabilité atmosphérique (représentée ici par la variable z/L). Plus les valeurs de z/L augmentent, plus ces couches s'amincissent jusqu'à potentiellement se superposer ou disparaître (Grisogono et al. 2007). Mahrt 1998a décrit de manière synthétique le fait que la théorie des similitudes classiquement utilisée n'est

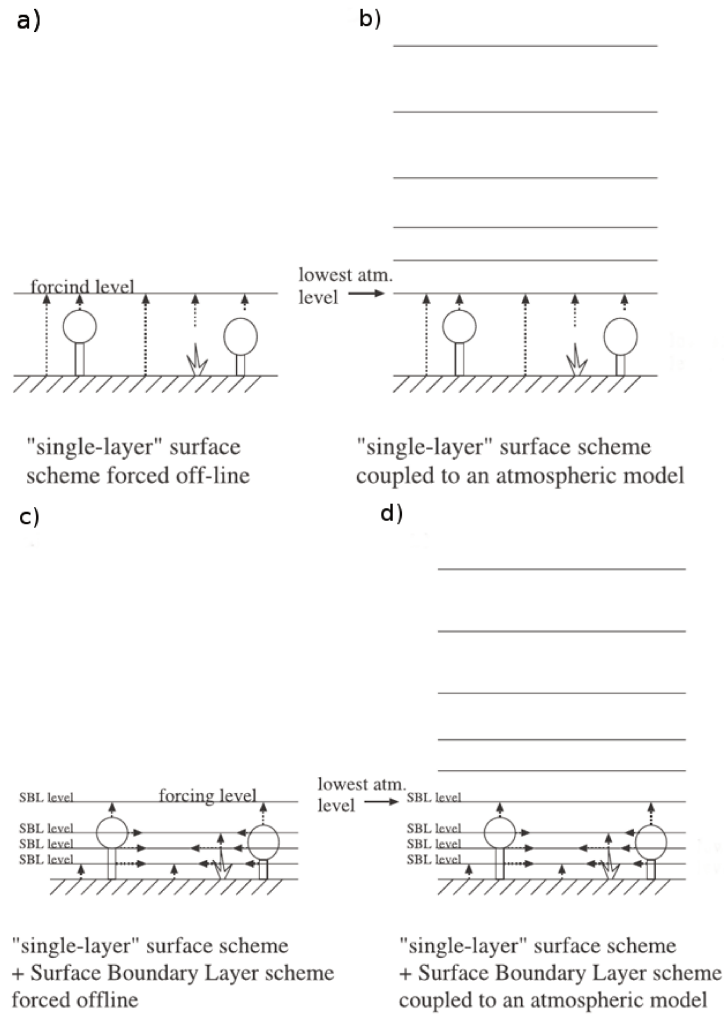


FIGURE 6.1: Adaptée de [Masson and Seity 2009](#) : Présentation schématique de différents couplages entre le schéma de surface et le schéma atmosphérique : (a) le schéma de surface est forcé "off-line", (b) le schéma de surface est couplé directement au modèle atmosphérique, (c) le schéma de surface est couplé au modèle SBL, lui-même forcé "off-line" et (d) le schéma de surface est couplé au modèle SBL, lui-même couplé au modèle atmosphérique.

plus valable en se dirigeant vers les fortes stabilités, c'est à dire $z/L \gtrsim 1$ (voir également l'état de l'art de ce manuscrit au chapitre 2 ainsi que les analyses de données in-situ au chapitre 5). Le schéma 6.2 est à lire avec une attention particulière portée sur l'axe des abscisses : il s'agit d'un axe représentant classiquement la stabilité z/L , mais également la distance à la surface puisque proportionnel à z . Ainsi, sur ce schéma, la surface est présente à l'origine de chaque axe, comme mis en évidence par les zones hachurées. La première interprétation est à faire en observant que les différentes couches de l'écoulement (sous-couche rugueuse, couche de surface, couche où l'adimensionnement local est valable et couche où la turbulence est indépendante de z) s'amincissent vers les grandes valeurs de stabilité, jusqu'à potentiellement disparaître (ligne en pointillé). Les écoulements catabatiques apparaissent pour les valeurs importantes de z/L , précisément à partir des valeurs de stabilité telles que la présence d'une couche de surface devient discutable ([Grisogono et al. 2007](#)). La seconde lecture de ce schéma est à faire en considérant la proportionalité de z/L à la distance de la surface. Dans la zone de faible

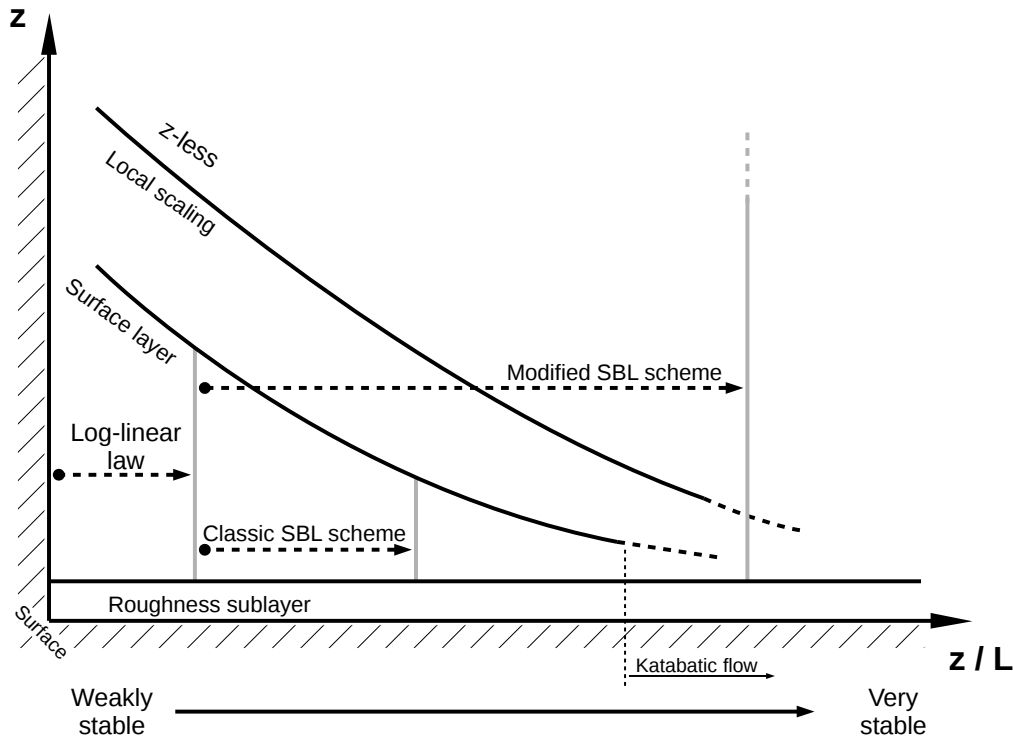


FIGURE 6.2: Diagramme d'évolution indicative d'épaisseur des différentes couches caractéristiques de la CLA en fonction du paramètre de stabilité z/L et zone de validité de : (i) la loi type logarithmique ; (ii) le modèle de surface multicouche initial ; et (iii) le modèle multi couche de surface modifié dans ce travail de thèse. Inspiré de [Mahrt 1998a](#).

stabilité, la loi log-linéaire (représentée par la flèche en pointillé intitulée "Log-linear law" sur la figure 6.2) représente correctement l'écoulement depuis la surface jusqu'à la limite haute de la couche de surface ([Mahrt 1998a](#)). C'est pour des valeurs de stabilité plus importantes que le modèle multicouche de surface initial apporte une meilleure description de la couche de surface ([Masson and Seity 2009](#), représenté par la flèche en pointillé intitulée "Classic SBL scheme"). La limite basse de l'application de ce modèle est connectée à la limite haute de la zone d'applicabilité de la loi logarithmique puisque la condition en limite basse du modèle multicouche de surface passe inévitablement par une loi de paroi classique. L'intérêt de ce modèle est ainsi de positionner l'utilisation d'une loi de paroi logarithmique dans une zone de l'écoulement où cette loi est effectivement applicable. En revanche, le modèle multicouche initial de surface reste conditionné au sein de la couche de surface puisque qu'il considère les flux constants en fournissant en son sommet les flux calculés au sol (le détail des équations est développé plus loin). Enfin, l'objectif du modèle multicouche de surface modifié dans ce travail de thèse est d'augmenter le domaine de validité en décrivant (ou traversant) les zones habituellement problématiques, c'est à dire la zone d'adimensionnement local ainsi que la zone de "z-less stratification". La flèche en pointillé intitulée "Modified SBL scheme" matérialise sur la figure 6.2 l'extension du domaine de validité. Comme détaillé plus loin, l'extension de la zone d'applicabilité du modèle multicouche de surface pour les écoulements catabatiques intègre également et principalement le couplage des équations de vitesse et de température, ce qui n'est pas visible sur le schéma 6.2 (une troisième dimension pourrait représenter cette as-

pect). Enfin, les lignes verticales grises représentent les limites hautes (vers les fortes valeurs de z/L) d'applicabilité des différents modèles. Elles représentent donc la zone de potentiel couplage avec le premier point de modélisation d'un modèle atmosphérique.

D'un point de vue plus technique, l'erreur qui peut être engendrée par la paramétrisation classique des conditions aux limites de surface peut être expliquée comme suit : si le premier niveau de modélisation atmosphérique (ou d'observation) se situe au-dessus de la couche logarithmique, considérer alors que les flux en ce point sont égaux aux flux en surface conduit à des erreurs. En terme de modélisation, le problème est donc double : (i) du point de vue de la surface, les flux seront calculés à partir de vitesses et températures supposées être positionnées dans la couche logarithmique et donc interpolées selon les lois associées jusqu'au sol (problème descendant). Ceci génère un biais puisque les profils de vitesses et températures sont par définition différents si observés (ou modélisés) au-dessus de la couche correctement représentée par la loi logarithmique ; (ii) ces flux (déjà erronés au niveau de la surface) sont directement fournis au modèle atmosphérique et constituent la condition en limite basse du modèle (problème montant). Dans une couche logarithmique, ces flux sont considérés constants. Dans le cas présent, les flux en surface sont directement fournis en un point de modélisation sortant de cette couche, ce qui génère inévitablement un biais.

6.2.1.2 Synthèse du modèle initial

Pour pallier l'utilisation inadéquate des lois logarithmiques dans les cas stables à très stables, [Masson and Seity 2009](#) développent le modèle multicouche de surface 1D (*SBL*) constituant une interface entre le modèle de surface et le modèle atmosphérique. Ce n'est qu'en son premier point de modélisation (proche paroi) que le modèle 1D utilise une loi de paroi classique. Le modèle *SBL* 1D calcule explicitement les variables pronostiques (u , θ) jusqu'à son premier niveau de calcul, donc potentiellement suffisamment proche de la paroi pour se situer dans la couche logarithmique. Le modèle 1D est donc forcé dans sa partie haute par les variables pronostiques explicitement calculées par le modèle atmosphérique 3D (u , θ), et dans sa partie basse par les flux fournis par le schéma de surface. Ce sont ces flux qui sont issus des paramétrisations standard de la loi logarithmique, alors alimentées par les vitesses et températures calculées au premier niveau du modèle *SBL* 1D.

Le modèle multicouche de surface de [Masson and Seity 2009](#) résout quatre équations pronostiques pour la vitesse u , la température potentielle θ , l'humidité q et l'énergie cinétique turbulente TKE :

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = \underbrace{\frac{\partial \bar{u}}{\partial t}(z = z_a)}_{Forc(u)} - \underbrace{\frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z}}_{Turb(u)} \quad (6.1)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = \underbrace{\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t}(z = z_a)}_{Forc(\theta)} - \underbrace{\frac{\partial \overline{w'\theta'}}{\partial z}}_{Turb(\theta)} \quad (6.2)$$

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} = \underbrace{\frac{\partial \bar{q}}{\partial t}(z = z_a)}_{Forc(q)} - \underbrace{\frac{\partial \overline{w'q'}}{\partial z}}_{Turb(q)} \quad (6.3)$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} = \underbrace{-\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}}_{DynProd} + \underbrace{\frac{g}{\theta} \overline{w'\theta'}}_{ThermProd} - \underbrace{C_\epsilon \frac{e^{3/2}}{l_\epsilon}}_{Diss} \quad (6.4)$$

z_a est l'altitude du premier point de calcul du modèle atmosphérique 3D et correspond également à l'altitude du forçage du modèle 1D. L'équation pour l'humidité 6.3 n'est plus citée

par la suite car ne représentant *a priori* pas de rôle majeur au sein des écoulements catabatiques. Nous avons également occulté les termes liés aux échanges au-travers d'une canopée par rapport à l'écriture des équations présentée dans [Masson and Seity 2009](#) puisqu'il ne s'agit pas de l'objet de l'étude. Les flux turbulents sont fermés au premier ordre via le concept de diffusivité turbulente. Cette diffusivité intègre une longueur de mélange ainsi que la *TKE* résolue par l'équation de transport 6.4, d'où l'appellation de modèle d'ordre 1.5. Les flux sont définis via le concept de diffusivité turbulente :

$$\overline{u'w'} = - \underbrace{C_u l_m e^{1/2}}_{K_m} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad (6.5)$$

$$\overline{w'\theta'} = - \underbrace{C_\theta l_m e^{1/2}}_{K_h} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \quad (6.6)$$

avec les constantes : $C_u = 0.126$, $C_\theta = 0.143$ et $C_\epsilon = 0.845$ inspirées de [Cheng and Howard 2002](#) et de [Cuxart et al. 2000](#). Nous notons respectivement K_m et K_h les diffusivités turbulentes de quantité de mouvement et de chaleur. Dans ce cas, un nombre de Prandtl turbulent est donc fixé à $Pr = 0.88$. Les longueurs de mélange et de dissipation sont inspirées de [Redelsperger et al. 2001](#) :

$$l_m = \frac{\kappa z}{\alpha^{1/2} C_u \phi_m^2 \left(\frac{z}{L}\right) \phi_e^{1/2} \left(\frac{z}{L}\right)} \quad (6.7)$$

$$l_\epsilon = \begin{cases} \frac{l_m \alpha^2 C_\epsilon C_u}{\left(1 - 1.9 \frac{z}{L}\right)} & \text{pour } \frac{z}{L} < 0 \\ \frac{l_m \alpha^2 C_\epsilon C_u}{\left[1 - 0.3 \left(\frac{z}{L}\right)^{1/2}\right]} & \text{pour } \frac{z}{L} > 0 \end{cases} \quad (6.8)$$

avec $\alpha = 2.42$. ϕ_m et ϕ_e sont respectivement les fonctions de stabilité pour la quantité de mouvement et pour l'énergie cinétique tubulente issues de la théorie de Monin-Obukhov (voir chapitre 2). Pour notre étude en conditions stables, z/L est systématiquement positif. Dans la définition 6.8, une singularité (dénominateur nul) est présente pour $z/L \approx 11$ et un limiteur numérique conditionne la valeur de z/L à 10 dans le code initial. Pour les cas de modélisation de CLA standard, ce limiteur ne joue certainement pas de rôle. En revanche, comme montré au chapitre 5, des valeurs de $z/L = 10$ peuvent être rencontrées au sein d'un écoulement catabatique. Nous reviendrons sur ce point dans la suite de ce chapitre. Notons que la paramétrisation de la longueur de mélange est effectuée via la théorie des similitudes.

6.2.1.3 Domaine d'applicabilité du modèle initial

À présent, trois cas de figures vont être présentés pour mettre en évidence les différents niveaux d'applicabilité du modèle multicouche de surface initial, suivant le niveau de stabilité rencontré. Dans un premier temps, un cas neutre est réalisé et correspond à la validation effectuée dans [Masson and Seity 2009](#). Ensuite, deux autres cas de figures sont analysés en augmentant le paramètre de stabilité z/L et selon s'il se situe au-dessous ou au-dessus d'une valeur critique.

Cas neutre : $z/L \rightarrow 0$. Dans cette situation, le modèle 1D doit représenter un profil de vitesse logarithmique :

$$\bar{u} = \frac{u^*}{\kappa} \ln(z/z_0) \quad (6.9)$$

Les profils présentés en figure 6.3 montrent que, pour un cas neutre (à θ constant), le modèle SBL représente exactement la loi logarithmique pour la vitesse (telle que définie en 6.9).

Les flux turbulents de QdM et de chaleur sont également en accord avec cette théorie, c'est à dire constants (en réalité, le flux de chaleur sensible tend vers zéro, non visible ici puisque les flux sont adimensionnés). Au sein d'une couche limite gouvernée par la friction, on peut relier la TKE à la vitesse de friction u_* par :

$$e = \alpha u_*^2 \quad (6.10)$$

avec ici $\alpha = 5.17$, cohérent avec les observations de Wyngaard and Cote 1974 et Garratt 1992 qui trouvent respectivement $\alpha = 3.75$ et $\alpha = 5.47$. Ce cas standard de couche limite neutre est ici calculé sur 6 niveaux à 0.5m, 2.0m, 4.0m, 6.5m, 10.0m et 20.0m. La hauteur de rugosité est $z_0 = 0.1m$ entraînant une vitesse de friction de $u_* = 0.81m.s^{-1}$. Dans ce cas précis où $z/L \rightarrow 0$, l'utilisation du modèle SBL n'est pas utile du point de vue de la représentation de la couche limite si on ne tient pas compte de l'éventuelle modification des flux par une canopée ou par une ville (on se situe dans l'applicabilité de la théorie des similitudes définissant entre autre un profil logarithmique de vitesse).

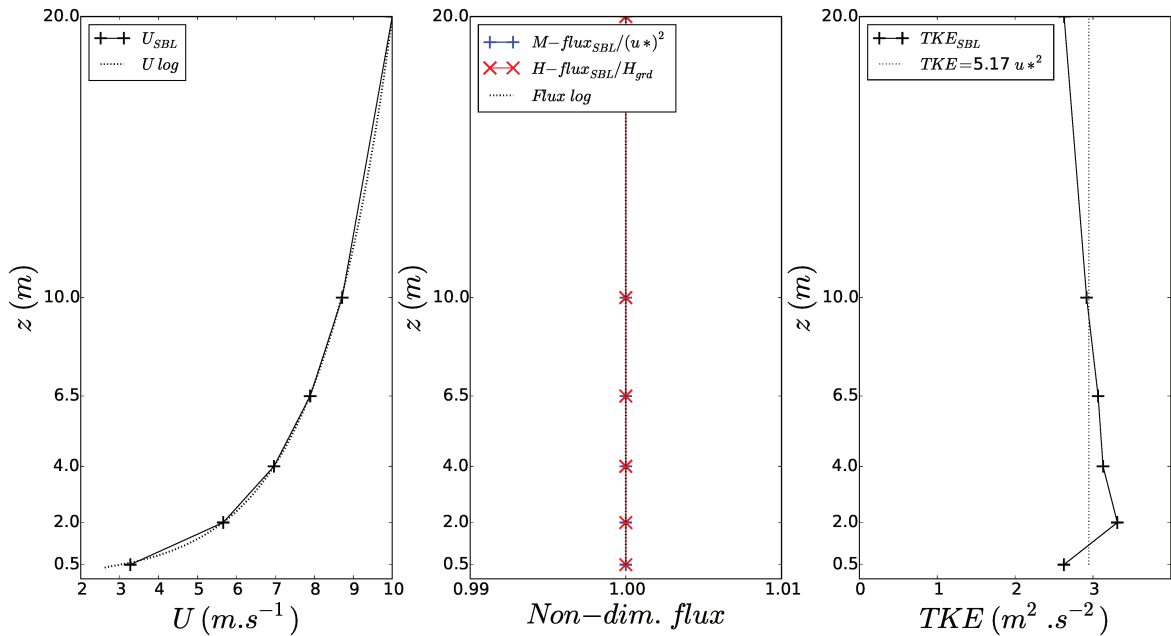


FIGURE 6.3: Inspiré de Masson and Seity 2009. Cas neutre, profils théoriques et calculés par le modèle SBL de : vitesse (gauche) ; flux de QdM et de chaleur (centre) ; TKE (droite).

Cas moyennement stable : $0 < z/L < O(1)$ et très stable $z/L \gg 1$. En augmentant la stabilité, le profil de vitesse s'écarte du profil logarithmique. En effet, l'augmentation de la stabilité tend à atténuer la turbulence et rapproche ainsi le profil de vitesse d'un profil linéaire. La figure 6.4 représente cette évolution en fonction du paramètre de stabilité z/L . On remarque un premier comportement de l'écoulement pour la condition de stabilité $n^{\circ}2$ ($z/L \approx 1$), où le profil de vitesse s'écarte de la loi logarithmique sans que les flux de QdM et de chaleur ne varient. Ce cas de figure correspond à une condition modérément stable, où le profil de vitesse est correctement représenté par une loi logarithmique pondérée par les coefficients de stabilité. Ces lois dérivent des observations pour des niveaux de stabilité importants (Mahrt 1998a). Ce cas de figure constitue donc la contribution du modèle de surface multicouche puisque les

vitesse et température utilisées pour calculer les flux en surface sont explicitement calculées jusqu'à un z/L plus faible (donc plus proche de la surface). Le flux au sol est alors par la suite directement fourni en condition aux limites du modèle atmosphérique $3D$ au-dessus et l'hypothèse de flux constant est correcte dans ce cas.

En augmentant davantage la stabilité, les flux au sommet du profil s'écartent de leur valeur en surface. Comme le montre le cas $n^{\circ}3$ de la figure 6.4, le profil de vitesse se linéarise davantage mais les flux montrent une variation sur la verticale. On note une variation sensible de la valeur du flux de QdM à $z = 20m$ et une variation de l'ordre de 5% sur le flux de chaleur entre la valeur au sol et la valeur explicitement calculée au point $z = 20m$.

C'est à partir de ce cas limite de stabilité qu'il est intéressant de ne plus utiliser la valeur de flux au sol pour fournir directement les flux au premier point du modèle atmosphérique, mais de fournir la valeur de flux explicitement calculée par le modèle de surface SBL en sa limite haute. Ceci permettrait de prendre en compte les variations de flux constatées sur la verticale. Ce point n'est pas traité par le modèle de surface initial puisque c'est effectivement la valeur de flux en surface qui est fournie au modèle atmosphérique. Une stabilité engendrant une variation de flux conséquente sur la verticale constitue donc la limite d'applicabilité du modèle de surface initial. Bien que des cas de stabilité extrême ne sont pas omniprésents, un simple refroidissement radiatif au sol au sein d'une atmosphère stable représente une difficulté en terme de modélisation : la turbulence est impactée par la stratification environnante ($\gamma = O(10^{-3}K.m^{-1})$) mais également par la stratification locale liée au refroidissement même de la surface qui peut être 3 ordres de grandeur au-dessus de γ ($\gamma_s = O(1K.m^{-1})$). La turbulence dans ces conditions est alors mal modélisée par les lois de paroi de type logarithmique.

Le modèle multicouche de surface est donc capable de représenter une variation des flux turbulents de quantité de mouvement et de chaleur au sein d'une couche limite très stable où les considérations physiques de flux constants ne sont plus valables. Une première proposition d'amélioration du modèle en terme de couplage serait donc de considérer les flux explicitement calculés par le modèle $1D$ afin de fournir une condition aux limites basses plus réaliste

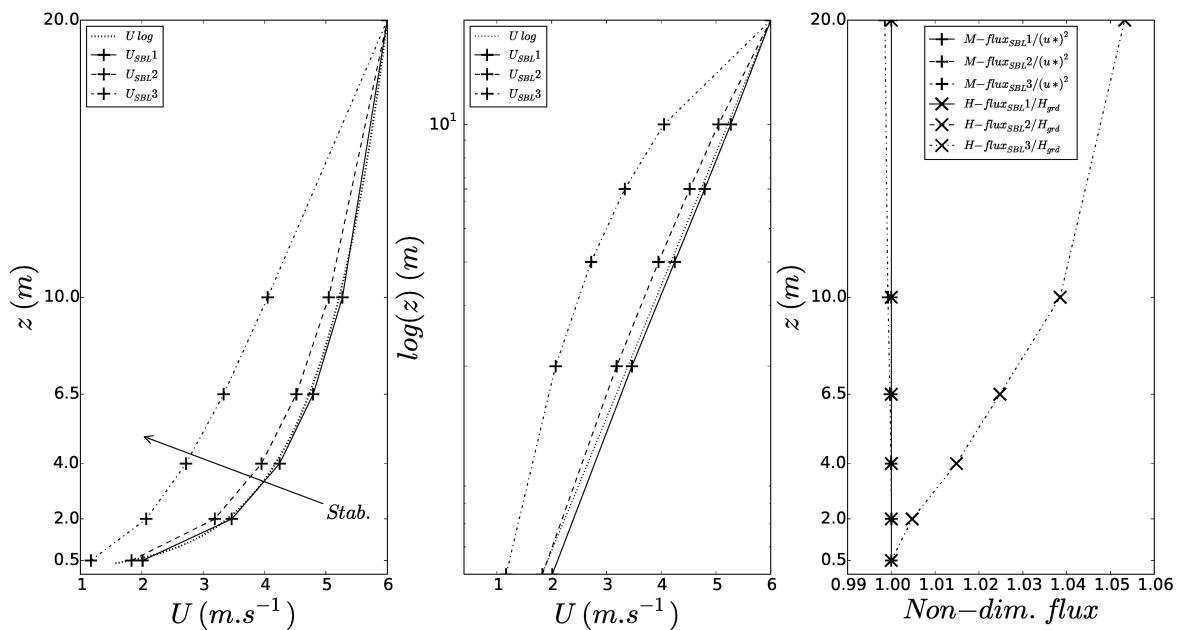


FIGURE 6.4: Évolution des profils de vitesse et de flux normalisés en fonction de la stabilité (augmentation de z/L).

au modèle atmosphérique. Cette modification ne changerait cependant que sensiblement le couplage entre le modèle de surface et le modèle atmosphérique puisque les modifications de flux restent de l'ordre de quelques % pour des valeurs de stabilités élevées ($z/L \gg 1$).

6.2.2 Couplage des équations

6.2.2.1 Présentation

L'objectif d'un modèle de surface est de fournir des flux réalistes au premier point de modélisation atmosphérique. En tant que condition aux limites de surface du problème, ces flux sont d'une importance capitale pour la modélisation correcte de la CLA. Le cas d'un écoulement catabatique regroupe deux problématiques : la présence d'une CLA stable à très stable avec refroidissement radiatif au sol et la présence d'une pente. Dans le cas où le premier point de modélisation atmosphérique se situe au sein de l'écoulement catabatique, non seulement les flux turbulents évoluent fortement mais le flux de quantité de mouvement change de signe (inversion du gradient de vitesse de part et d'autre du maximum de vent). Il n'est donc pas réaliste de fournir une condition aux limites au modèle atmosphérique en invoquant une égalité des flux entre la surface et le premier niveau de modélisation atmosphérique. En présence de pente en atmosphère stable, il est donc indispensable de considérer le couplage entre les équations de vitesse et de température, via les termes sources de l'écoulement catabatique.

6.2.2.2 Termes sources

Les hypothèses qui ont permis d'établir les équations définissant le modèle de surface SBL (6.1 à 6.4 : écoulement homogène sur l'horizontale, sol plat, hypothèse de Boussinesq, voir [Masson and Seity 2009](#)), ont conduit à simplifier les équations jusqu'à ne laisser que la diffusion turbulente agir. Aucun terme source de l'écoulement catabatique n'est ainsi présent et ceci ne représente donc pas l'important couplage entre les équations de vitesse et de température. Dans le modèle SBL initial, les forces de flottabilité agissent à deux endroits seulement : (i) dans le terme de "Thermal Production" de la TKE (agissant en puits de TKE dans notre cas d'atmosphère stable) et (ii) dans les paramétrisations des longueurs de mélange et de dissipation au travers de la longueur de Monin-Obukhov agissant comme variable des fonctions de stabilités ϕ_m et ϕ_h . Le modèle SBL initial est développé dans le repère de la pente mais néglige les éventuels termes sources pouvant agir sur la flottabilité dans l'équation de vitesse ou sur l'advection de température. Les termes sources de l'écoulement catabatique (la flottabilité dans l'équation de u et l'advection parallèle à la surface dans l'équation de θ) ne sont pas représentés au sein du modèle SBL initial puisque ces termes sont considérés comme pris en compte et résolus par le modèle atmosphérique (au-dessus). Dans le cas d'un écoulement catabatique, avec un jet de paroi présentant un maximum de vent proche de la surface (à une altitude de l'ordre du mètre, voir chapitre 5), il est donc indispensable d'intégrer ces termes sources au sein du modèle de surface afin de représenter la physique de l'écoulement. Cette intégration est effectuée dans ce travail de thèse et décrite dans la suite de ce chapitre.

Le modèle de type Prandtl (voir chapitre 2) est utilisé comme base de développement pour définir les termes sources de l'écoulement catabatique au sein du modèle de surface. Reprenons les équations 6.1 et 6.2. En considérant un cas stationnaire au sein du modèle de surface SBL et au niveau du forçage en $z = z_a$, le modèle de surface SBL initial se résume dans ce cas simplement à un modèle de diffusion turbulente intégrant des fermetures sur les

moments d'ordre 2.

$$SBL \left\{ \begin{array}{l} 0 = - \underbrace{\frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z}}_{Turb(U)} \\ 0 = - \underbrace{\frac{\partial \overline{w'\theta'}}{\partial z}}_{Turb(\theta)} \end{array} \right. \quad (6.11)$$

En reprenant les équations 2.64 et 2.65 qui constituent le modèle de Prandtl, le parallèle entre le modèle SBL et le modèle de Prandtl est direct (avec les termes en gras à ajouter au modèle SBL) :

Prandtl type 1D	SBL modified 1D
$S_{u,Prandtl}(\theta', \theta_0, \alpha) + Turb_{Prandtl}(u) = 0$	$\mathbf{S}_{u,SBL}(\theta, \theta_0, \alpha) + Turb_{SBL}(u) = 0$
$S_{\theta',Prandtl}(u, \gamma, \alpha) + Turb_{Prandtl}(\theta') = 0$	$\mathbf{S}_{\theta,SBL}(\mathbf{u}, \gamma, \alpha) + Turb_{SBL}(\theta) = 0$

avec $S_u / \theta / \theta', Prandtl / SBL$ définissant les termes sources de l'écoulement catabatique dans les équations de vitesse et de température dans chacun des modèles de type Prandtl (analytique 1D) ou SBL modifié (numérique 1D). La variable u représente, dans les deux cas, le module de vent parallèle à la paroi. En revanche, le modèle de Prandtl résout le déficit de température potentielle θ' tandis-que le modèle SBL résout la température potentielle θ . En rappelant la décomposition de la température potentielle : $\theta = \theta' + \underbrace{\theta_0 + \gamma z}_{\theta_{ref}}$,

de vitesse dans le modèle SBL modifié peut donc s'écrire : $S_{u,SBL}(\theta'(\theta), \theta_0, \alpha)$. Les termes sources adaptés au modèle SBL modifié deviennent donc :

$$S_{u,SBL}(\theta'(\theta), \theta_0, \alpha) = \frac{\theta'(\theta)}{\theta_0} g \sin(\alpha) = \frac{\theta - \theta_{ref}}{\theta_0} g \sin(\alpha) \quad (6.12)$$

$$S_{\theta,SBL}(u, \gamma, \alpha) = -\gamma u \sin(\alpha) \quad (6.13)$$

Les termes $Turb_{Prandtl} / SBL(u / \theta / \theta')$ représentent les termes de diffusion turbulente dans les équations de vitesse et de température dans chacun des modèles de Prandtl ou SBL. Les deux modèles ont en commun l'utilisation du concept de coefficient d'échange pour définir les flux turbulents, et c'est précisément sur ce point que la résolution numérique par un modèle de turbulence apporte une description plus précise de l'écoulement. La comparaison entre les termes $Turb$ des deux modèles est donc directe :

Prandtl type Turb. terms		SBL modified Turb. terms
$Turb_{Prandtl}(u) = \frac{d}{dz} \left[\underbrace{K_m(z)}_{Diff_{m,Pr}} \frac{du}{dz} \right]$		$Turb_{SBL}(u) = \frac{d}{dz} \left[\underbrace{-C_u l e^{1/2}}_{Diff_{m,SBL}} \frac{du}{dz} \right]$
$Turb_{Prandtl}(\theta') = \frac{d}{dz} \left[\underbrace{K_h(z)}_{Diff_{h,Pr}} \frac{d\theta'}{dz} \right]$		$Turb_{SBL}(\theta) = \frac{d}{dz} \left[\underbrace{-C_\theta l e^{1/2}}_{Diff_{h,SBL}} \frac{d\theta}{dz} \right]$

où les diffusivités turbulentes $K_m(z)$ et $K_h(z)$ dans le modèle analytique de Prandtl sont constantes (Prandtl 1942) ou variables selon z (Grisogono and Oerlemans 2001b).

6.2.2.3 Validation sur un cas analytique : modèle de Prandtl

Une première validation des modifications apportées au modèle SBL est de représenter la solution du modèle de Prandtl à diffusivités constantes K_m et K_h . Pour cela il convient de contourner le schéma de turbulence en remplaçant paramétrisations de diffusivités turbulentes ($Diff_{m,SBL}$ et $Diff_{h,SBL}$) par des constantes K_m et K_h . Pour reproduire numériquement un écoulement plus complexe intégrant un jet de paroi, le nombre de points de calculs est aug-

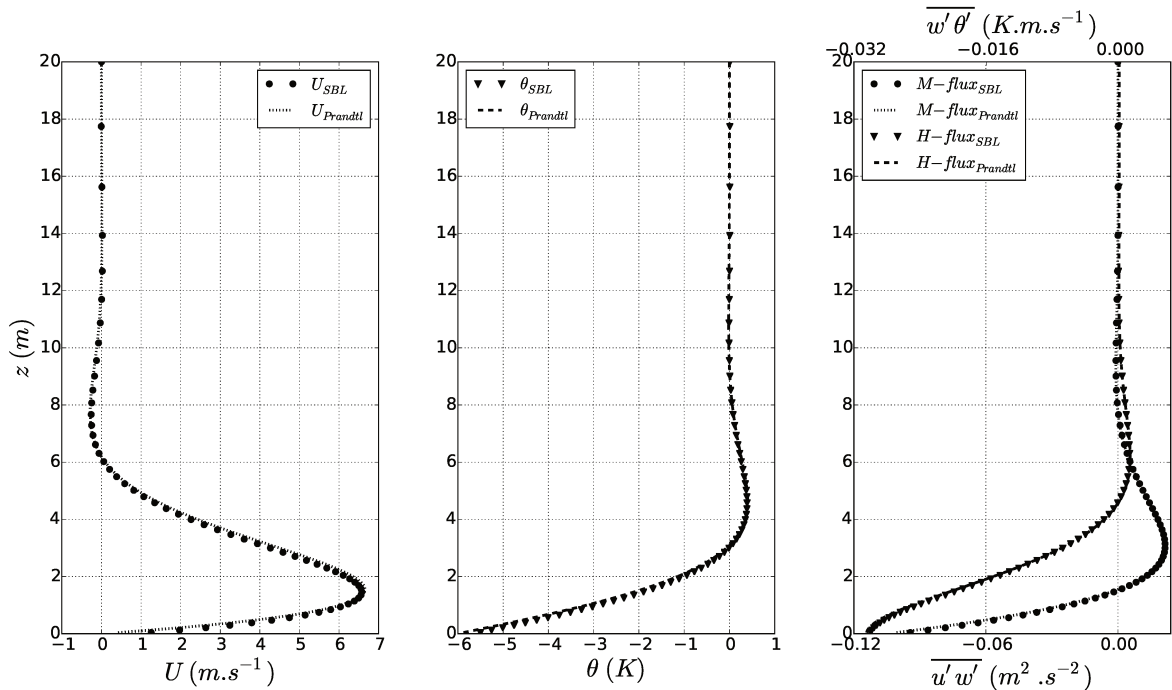


FIGURE 6.5: Cas catabatique, profils théoriques et calculés par le modèle SBL de : vitesse (gauche); perturbation de température potentielle (centre); flux de QdM et de chaleur (droite). Cas pente : $\alpha = 30^\circ$; refroidissement : $C = -6K$; stratification : $\gamma = 0.003K.m^{-1}$; diffusivités turbulentes : $K_m = K_h = 0.01$; température de ref. : $\theta_0 = 276.15K$.
 $z_0(SBL) = 0.01m$.

menté à 60. La figure 6.5 représente les profils de vitesse, de déficit de température potentielle ainsi que des flux turbulents calculés par le modèle SBL modifié. Comme attendu, les résultats se superposent précisément à la solution du modèle de Prandtl à diffusivité constante. Pour cette comparaison, mis à part la CL basse, tous les paramètres de contrôle sont identiques : pente ($\alpha = 30^\circ$); refroidissement ($C = -6K$); stratification ($\gamma = 0.003K.m^{-1}$); diffusivités turbulentes ($K_m = K_h = 0.01m^2.s^{-1}$); température de référence ($\theta_0 = 276.15K$). En effet, les conditions aux limites basses et hautes du modèle de Prandtl sont de type Dirichlet (les valeurs de U et θ' aux frontières sont imposées nulles dans ce cas, sauf pour : $\theta'(z = 0) = C$). En revanche, dans le modèle numérique SBL, seule la condition limite haute est de ce type : valeurs imposées par le modèle atmosphérique en son premier niveau. La condition aux limites en surface est, elle, de type Neumann : les dérivées (les flux) sont imposées par le modèle de surface. Les flux en surface sont donc de nature différente entre les deux modèles et une valeur de rugosité $z_0 = z_{0h} = 0.01m$ est fixée dans le cas présent. D'un côté, le modèle de Prandtl suppose une condition de non glissement en paroi alors que le modèle SBL fournit indirectement (via les flux) une vitesse de glissement. Il est intéressant de comparer les flux en surface qui s'écrivent pour les deux cas de figure :

$$\overline{u'w'}_{SBL}(z = 0) = C_D [C_{DN}(\kappa, z_0, z), F_m(Ri_g, z_0, z)] |u_a|^2 \quad (6.14)$$

$$\overline{u'w'}_{Prandtl}(z = 0) = \frac{C(\sin\alpha)^{1/2}}{4} \left[\frac{K_m K_h g^3}{\gamma \theta_0^3} \right]^{1/4} \quad (6.15)$$

Le développement du modèle de Prandtl est proposé au chapitre 2. Dans la paramétrisation du flux de QdM en surface pour SBL (6.14), on note une interdépendance entre la vitesse au premier point de calcul (u_a) et le flux via le nombre de Richardson (Ri_g , voir équation 2.15). On note également que la hauteur de rugosité joue un rôle important dans la valeur du flux estimé en surface, ce qui est absent de la formulation du flux dans le modèle de Prandtl 6.15.

6.2.3 Adaptation du schéma de turbulence

Le couplage des équations de vitesse et de température, constituant également les termes sources de l'écoulement catabatique, représente correctement la solution du modèle analytique de Prandtl (Prandtl 1942). Cette solution est obtenue en imposant des profils de diffusivités turbulentes (de QdM et de chaleur) constants et égaux selon z ($Pr = 1$). Ce modèle a l'avantage de représenter qualitativement la forme d'un écoulement catabatique par une solution analytique simple. Cependant, la réalité de la turbulence au sein d'un écoulement catabatique est plus complexe.

Dans cette partie nous testons dans un premier temps des profils de diffusivité variables théoriques de type linéaires puis exponentiellement amortis (O'Brien 1970). Ces cas serviront de référence pour le développement des paramétrisations à venir (Cas1). Le comportement d'un modèle classique de turbulence d'ordre 1.5 pour la CLA sera ensuite analysé (Cas2). La première étape d'amélioration du modèle de turbulence est d'adapter l'équation pronostique de TKE (Cas3). Une paramétrisation de longueur de mélange prenant en compte les processus locaux (cisaillement et stratification) sera ensuite implémentée (Grisogono 2010, Cas4). Le tableau 6.1 regroupe ces différentes paramétrisations de diffusivité qui sont utilisées dans l'étude qui suit. Le Cas0 représente le modèle analytique de Prandtl à diffusivité constante.

6.2.3.1 Profils théoriques de diffusivités turbulentes

Le modèle de Prandtl original (à diffusivités constantes) est d'une simplicité très utile à sa résolution mathématique. Cependant, ce modèle n'est pas capable de représenter à la fois

TABLE 6.1: Synthèse des paramétrisations de diffusivité

Cas	Turb. scheme	K	Pr
0	Laminar	Cst. $0.02m^2.s^{-1}$	Cst. $O(1)$
1	Forced	O'Brien $K_{max} = 0.059m^2.s^{-1}$ $h_K = 4.86m$	Cst. $O(1)$
2	$O(1.5)$ initial SBL	$\propto z\sqrt{e}$	Cst. $O(1)$
3	$O(1.5)$ initial SBL + TKE transp. term	$\propto z\sqrt{e}$	Cst. $O(1)$
4	$O(1.5)$ initial SBL + TKE transp. term + adapted mix. length	$f(Ri, Pr, S)e$	Var. $\propto Ri_g$

une hauteur de maximum de vent réaliste et des gradients de vitesse et de température corrects (Grisogono and Oerlemans 2001b). Par exemple, le gradient de vitesse en paroi est trop faible du fait d'une diffusivité ne tendant pas vers 0 en paroi. Grisogono and Oerlemans 2001b proposent une solution analytique à un modèle de Prandtl où la diffusivité varie selon z (méthode de perturbation singulière WKB, permettant d'approximer une solution d'une équation différentielle contenant des coefficients variables spatialement, voir par exemple Bender and Orszag 1978). Ils utilisent une forme de profil théorique pour la diffusivité turbulente inspirée de O'Brien 1970 et de forme linéaire-Gaussienne (ou linéaire puis exponentiellement amortie) :

$$K(z) = \frac{K_{max}\sqrt{e}}{h_K} z e^{-0.5(z/h_K)^2} \quad (6.16)$$

avec h_K la hauteur du maximum de diffusivité (K_{max}) et e représente, dans ce paragraphe uniquement, le nombre d'Euler. Grisogono and Oerlemans 2002 développent la solution analytique de l'écoulement catabatique avec la définition de diffusivité eq. 6.16 et indiquent que le maximum de diffusivité est décrit comme :

$$K_{max} \approx 32N \sin(\alpha) z_j h_K \frac{1}{\pi^2 \sqrt{ePr}}, \quad (6.17)$$

avec :

$$h_K = C_0 \max(2z_j, z_i) \quad (6.18)$$

avec C_0 une constante de l'ordre de 1 et z_i la hauteur de l'inversion de surface. Cette hauteur h_K reste donc aléatoire à déterminer du fait de la difficulté d'obtenir une estimation *a priori* de z_i . Le ratio entre la diffusivité constante K_c du modèle de Prandtl original et K_{max} est discuté par Grisogono and Oerlemans 2001b et le meilleur choix est montré comme étant : $K_{max} \approx 3K_c$. Parmhed et al. 2004 mènent une étude comparative entre les données expérimentales et les solutions WKB du modèle de Prandtl en estimant systématiquement les profils de diffusivité et trouvent un très bon accord. Cependant, ces profils de diffusivités sont estimés via les équations 6.16 à 6.18, ce qui nécessite les mesures de hauteur de jet ou d'inversion. Le besoin de prescrire ces données *a priori* ne semble pas directement compatible avec une paramétrisation numérique en vue de modélisation.

Pour la suite du développement du modèle 1D, nous utiliserons comme référence la solution numérique du modèle de Prandtl à diffusivité variable avec le profil de $K(z)$ défini en eq. 6.16 et avec les paramètres : $K_{max} = 0.059m^2.s^{-1}$ et $h_K = 4.86m$. Ces paramètres, ainsi que

les autres paramètres de contrôle présentent les ordres de grandeur permettant par la suite les comparaisons aux données expérimentales de la campagne de mesure KaCoSonic en 2012 (voir chapitre 5) : $C = 8K$, $\alpha = 21^\circ$, $\gamma = 8 \times 10^{-3} K.m^{-1}$, $\theta_0 = 280K$, $z_0 = z_{0h} = 0.01m$. Les profils de référence issu de cette paramétrisation de diffusivité sont représentés en figure 6.6.

Qualitativement, ce type de paramétrisation de diffusivité montre des résultats comparables aux observations comme le montre [Grisogono and Oerlemans 2001b](#) : il permet d'obtenir des gradients proche paroi plus forts, une hauteur de maximum de vent en accord avec les mesures (c'est à dire plus basse que le modèle de Prandtl à K constant) et prédit un gradient extérieur plus faible. Cependant, le comportement de la solution d'un tel modèle est extrêmement sensible à la définition des paramètres K_{max} et h_K . La définition précise de ces paramètres ne semble pas possible sans l'apport de données issues d'observations ou sans la résolution de la diffusivité par un modèle de turbulence.

6.2.3.2 Modèle standard de turbulence en CLA

Les profils analytiques de diffusivité turbulente semblent pouvoir donner des solutions en accord avec des données issues de mesures de terrain ([Parmhed et al. 2004](#)). Cependant, du point de vue de la modélisation, il semble indispensable de passer par la résolution (au moins partielle) de la diffusivité turbulente. Le schéma de turbulence intégré au modèle SBL initial (présenté plus haut) est dans un premier temps utilisé pour représenter la turbulence au sein de l'écoulement catabatique. Les diffusivités turbulentes de QdM et de chaleur ne sont donc plus fournies directement avec une valeur constante ou encore via des profils théoriques mais interprétées par le schéma de turbulence, tel que :

$$K_{m/h} = C_{u/\theta} l_m e^{1/2} \quad (6.19)$$

où la TKE (e) répond à l'équation pronostique (voir 6.4) et la longueur de mélange l_m à la paramétrisation (eq. 6.7).

La figure 6.6 présente les profils de vitesse et température ainsi que les profils de diffusivité pour les cas : K constant ($Cas0$), $K(z)$ théorique ($Cas1$) et tel qu'interprété par le modèle de turbulence d'ordre 1.5 de CLA standard ($Cas2$). Au voisinage de la surface, l'écoulement est particulièrement sensible à la valeur de diffusivité. C'est notamment la diffusivité qui impacte directement les gradients en surface : une diffusivité forte en surface (exemple du modèle analytique de Prandtl à K constant, $Cas0$) engendre des gradients de vitesse et de température faibles alors qu'une diffusivité tendant vers 0 en surface engendre des gradients plus forts. Dans la partie inférieure du jet, la diffusivité estimée via le modèle de turbulence ($Cas2$) est du même ordre de grandeur que la valeur de $K(z)$ imposée ($Cas1$). Ceci entraîne des gradients similaires de vitesse et de température au voisinage de la paroi. En revanche, la diffusivité issue du modèle de turbulence initial ($Cas2$) présente un minimum local tendant vers zéro à la hauteur du maximum de vent ($z_j \sim 1m, Cas2$). Ce minimum de diffusivité engendre un profil de vitesse discontinu au niveau du maximum de vent, ce qui n'est pas réaliste. Ce minimum local de diffusivité impacte également le profil de température, entraînant aussi une discontinuité entre deux couches de l'écoulement alors représentées par un système plus "rigide" (diffusivité non-nulle vs. diffusivité tendant vers zéro). Deux causes sont responsables de ce minimum local de diffusivité : (i) la TKE répondant à l'équation pronostique 6.4 s'annule à la hauteur du maximum de vent puisque dans cette équation, seule la production par cisaillement génère de la TKE. Le cisaillement étant nul au niveau du maximum de vent, la TKE s'annule à $z = z_j$ et la diffusivité s'effondre alors localement. Ce point est traité dans le paragraphe suivant en adaptant l'équation pronostique de TKE à la résolution d'écoulements catabatiques. (ii) la paramétrisation de la longueur de mélange du type $l_m \propto \kappa z / \phi_m$ tend

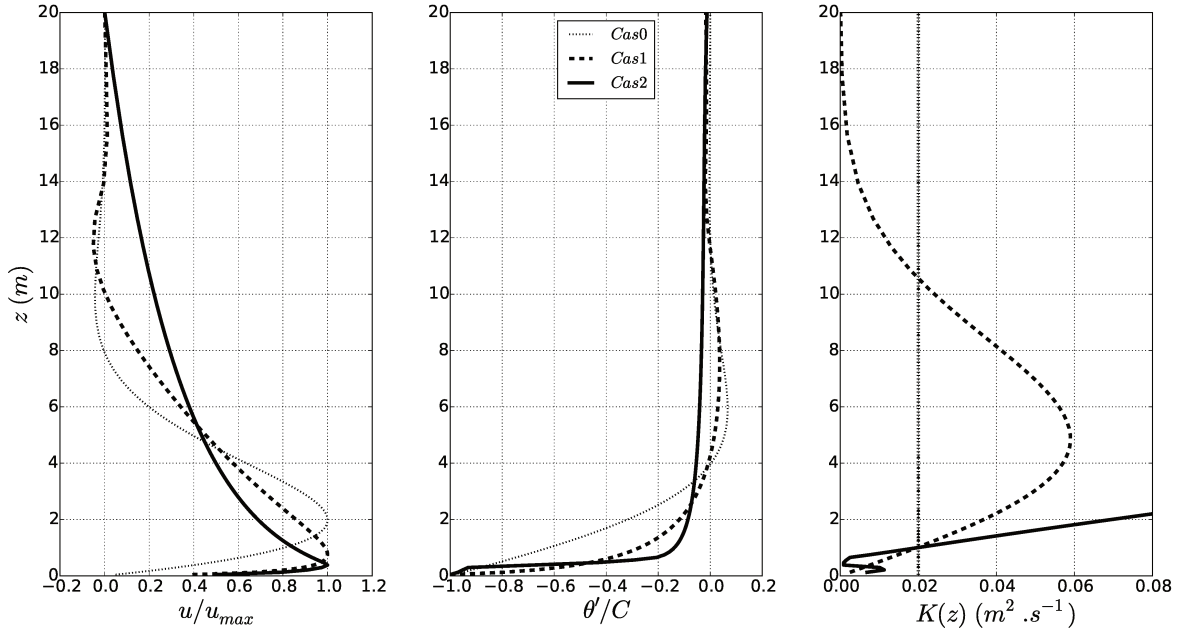


FIGURE 6.6: Vitesse et température potentielle normalisées par u_{max} et C (gauche et centre) et diffusivité correspondante (droite) pour : modèle de Prandtl à K constant (*Cas0*), modèle de Prandtl à $K(z)$ variable (*Cas1*) et modèle SBL initial (*Cas2*).

inévitamment à s'annuler à l'altitude du maximum de vent puisque les fonctions de stabilité issues de la théorie des similitudes divergent en $z = z_j$ (puisque $z/L \rightarrow \infty$). Ce point est traité par la suite en adaptant la paramétrisation de la longueur de mélange. Cette annulation locale de diffusivité se traduit par un découplage total de l'écoulement entre la partie inférieure et supérieure du jet de paroi, ne permettant à aucune information sur la turbulence de traverser l'écoulement. Ceci engendre donc des inconsistances en terme de modélisation, comme par exemple un refroidissement excessif de la surface. Dans la partie externe ($z > z_j$), la diffusivité calculée par le modèle de turbulence augmente de plusieurs ordres de grandeurs par rapport aux diffusivités paramétrées. Cette forte augmentation accentue ainsi le mélange turbulent au-dessus du jet, entraînant la couche supérieure, visible par un gradient vertical de vent plus faible que dans les différents cas du modèle de Prandtl (*Cas0* et *Cas1*). Cet aspect est la conséquence d'une paramétrisation de longueur de mélange dépendant principalement de la distance à la paroi z (développée pour une couche limite logarithmique classique). La longueur de mélange ainsi paramétrée engendre une diffusivité excessive dans la partie haute de l'écoulement catabatique. Ce type de paramétrisation de longueur de mélange ne peut donc pas représenter un écoulement catabatique pour lequel le cisaillement et la stratification dirigent l'écoulement (par exemple [Grisogono and Belusic 2008](#)). Ce point justifie davantage la nécessité d'une paramétrisation alternative de la longueur de mélange qui est proposée par la suite.

6.2.3.3 Équation pronostique de TKE

Comme évoqué plus haut, l'équation pronostique de TKE semble incomplète puisqu'elle génère un découplage total de l'écoulement entre la partie supérieure et la partie inférieure de l'écoulement catabatique. La figure 6.7 (droite) présente le bilan de TKE , représentant les contributions de chacun des termes de l'équation 6.4 : production dynamique, production thermique et dissipation. On note que dans cette version initiale du schéma de turbulence

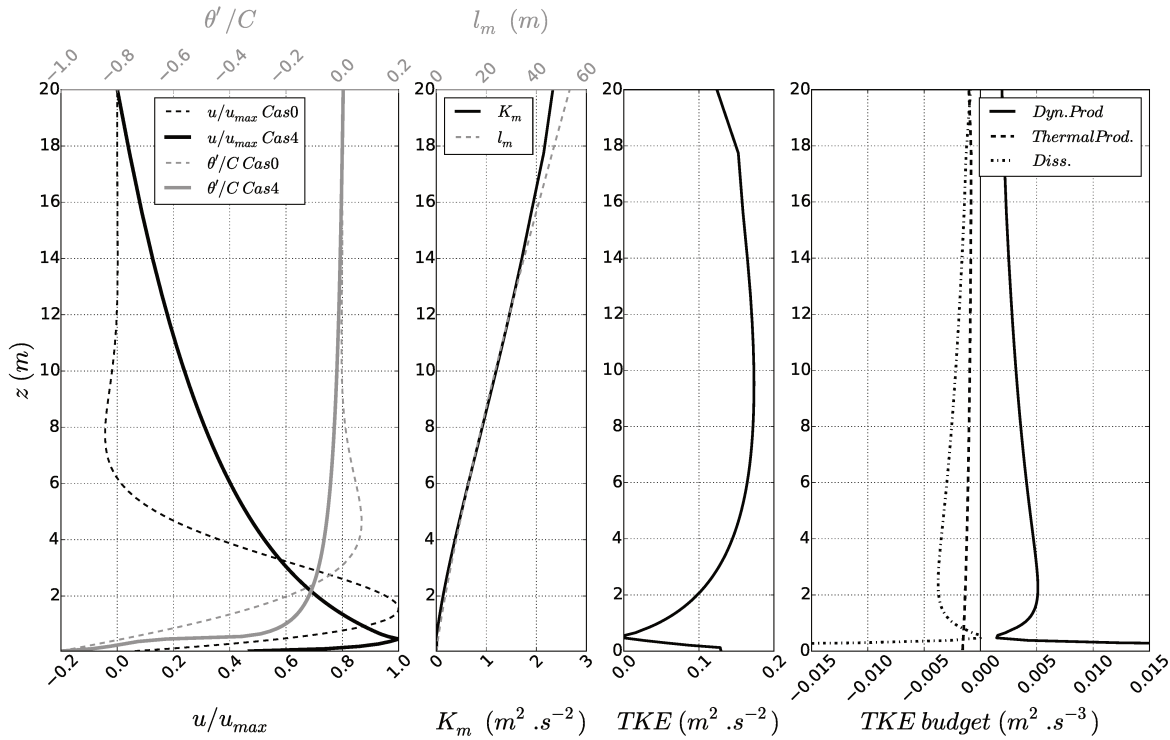


FIGURE 6.7: Gauche : Profils de température (haut) et de vitesse (bas), modèle de Prandtl et SBL modifié. Centre-gauche : longueur de mélange (haut) et diffusivité turbulente de QdM (bas). Centre-droite : Profil de TKE. Droite : bilan de TKE.

du modèle SBL, la diffusion (ou transport) turbulente de TKE a été négligée puisque non significative dans les cas standard de couche de surface. Ce bilan de TKE montre un équilibre entre la production dynamique et la dissipation, en accord avec une couche logarithmique standard. La production thermique (ici négative) montre un maximum en paroi mais présente une faible contribution relative dans le bilan de TKE sur toute la hauteur de l'écoulement. Le profil de TKE , 6.7 (centre-droite) montre deux maxima locaux, dans les deux couches les plus cisillées de l'écoulement c'est à dire de part et d'autre du maximum de vent. C'est en $z = z_j$ que la TKE s'annule totalement puisque le cisaillement est l'unique source de TKE dans 6.4. Sur la figure 6.7, la production dynamique ne s'annule pas totalement du fait d'une résolution spatiale légèrement insuffisante. Arritt and Pielke 1986 (modélisation 1D d'ordre 1.5) et Denby 1999 (modélisation 1D, fermetures de la turbulence du second ordre) montrent qu'il est indispensable de considérer la diffusion (transport) turbulente de TKE pour modéliser correctement la turbulence au sein d'un écoulement catabatique. Smeets et al. 2000 montrent par des analyses de bilan de TKE issues de mesures de terrain que le terme de transport est non négligeable autour du maximum de vent. Ce point est également mis en évidence dans ce travail de thèse par l'analyse des données de la campagne de mesure KaCoSonic en 2012 (voir chapitre 5).

Il est donc indispensable d'introduire dans l'équation de TKE le terme de diffusion turbulente de TKE afin de permettre le transport d'informations turbulentes au travers du maximum de vent. Pour ajouter ce terme à l'équation 6.4, une relation flux-gradient est utilisée, faisant appel au concept de diffusivité turbulente appliqué à la TKE (moment statistique

d'ordre 3). L'équation actualisée de TKE est donc :

$$\frac{\partial e}{\partial t} = \underbrace{-\overline{u'w'}}_{DynProd} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \underbrace{\frac{g}{\theta} \overline{w'\theta'_v}}_{ThermProd} - \underbrace{C_\epsilon \frac{e^{3/2}}{l_\epsilon}}_{Diss} - \underbrace{\frac{\partial \overline{w'e'}}{\partial z}}_{Turb(e)} \quad (6.20)$$

avec la fermeture pour le flux :

$$\overline{w'e'} = -C_e l_m e^{1/2} \frac{\partial e}{\partial z} \quad (6.21)$$

La constante C_e est fixée à 0.4 (Cuxart et al. 2000). Dans le cas présenté ici et utilisé par la suite, ce flux tend vers zéro au sol. La figure 6.8 présente les résultats de modélisation avec l'équation de TKE actualisée. La principale conséquence de l'ajout du terme de diffusion turbulente dans l'équation pronostique de TKE est que la TKE ne s'annule plus en $z = z_j$. Le minimum est maintenant de $0.09 m^2 \cdot s^{-2}$ au lieu de $0 m^2 \cdot s^{-2}$ dans le cas du modèle de turbulence initial. C'est dans cette zone (autour du maximum de vent) que le terme de diffusion turbulente de TKE joue son principal rôle puisqu'à son maximum. Il fait ainsi disparaître la singularité dans le profil de vitesse ainsi que la discontinuité sur le profil de température. Il tend également à (re)coupler l'écoulement entre sa partie inférieure et sa partie supérieure. Dans les zones cisailées, le terme de diffusion turbulente montre une faible contribution, impactant donc peu les profils de vitesse et de température. Cette modification n'impacte pas la longueur de mélange qui ne dépend pour le moment pas de la TKE . La longueur de mélange telle que paramétrée eq. 6.7 devrait tendre vers zéro en $z = z_j$ et maintenir le découplage artificiel de l'écoulement. Cet aspect n'est pas visible sur la figure 6.8 du fait de

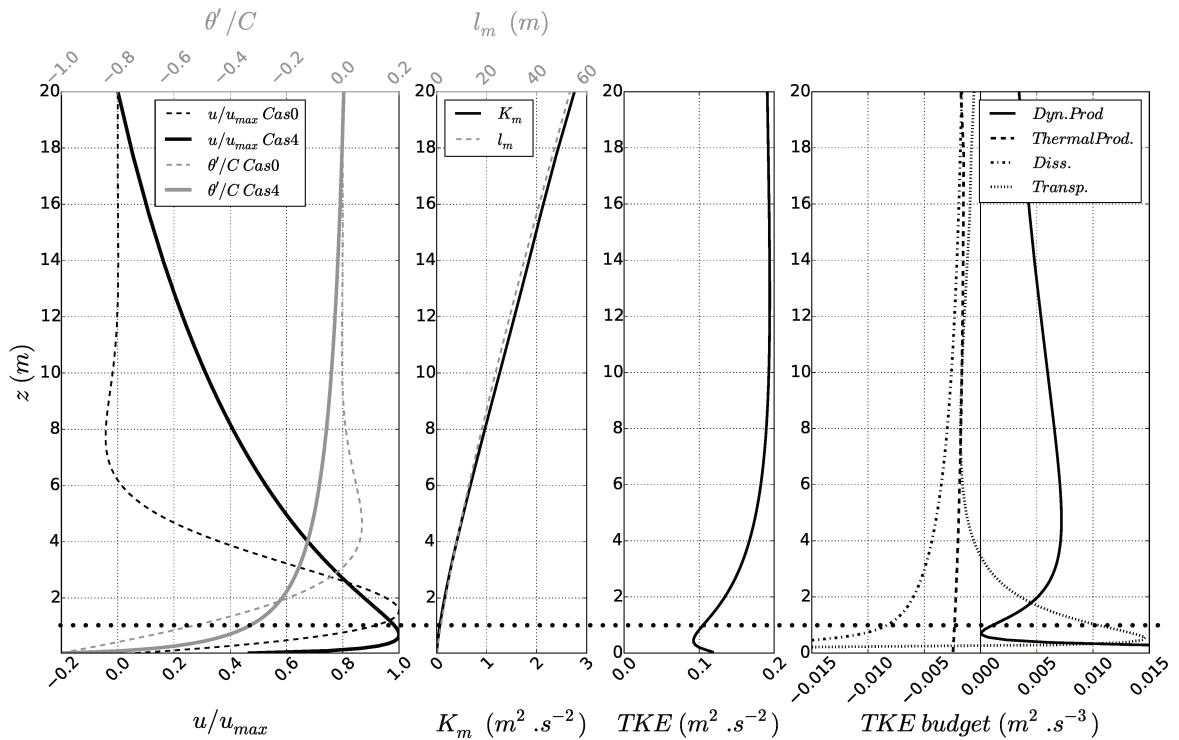


FIGURE 6.8: Gauche : Profils de température (haut) et de vitesse (bas), modèle de Prandtl et SBL modifié. Centre-gauche : longueur de mélange (haut) et diffusivité turbulente de QdM (bas). Centre-droite : profil de TKE. Droite : bilan de TKE. La hauteur du maximum de vent est représentée par une ligne en pointillés horizontale.

la présence d'un limiteur numérique sur la valeur de z/L , empêchant le code de diverger. La longueur de mélange est donc à paramétrer pour représenter l'écoulement local et c'est ce qui est proposé par la suite.

6.2.3.4 Longueur de mélange

Dans le paragraphe précédent, nous avons adapté l'équation d'énergie cinétique turbulente, ce qui permet à présent les échanges turbulents de part et d'autre du jet de paroi. Cependant, le modèle comporte encore deux défauts liés à la longueur de mélange : annulation (ou non-annulation artificielle) de la longueur de mélange au niveau du maximum de vent et surestimation de la diffusion dans la partie haute de l'écoulement. La longueur de mélange est initialement paramétrée comme classiquement effectué pour une couche limite, c'est à dire proportionnelle à κz et pondérée par les fonctions de stabilités (voir paragraphe 6.2.1 et équations 6.7 et 6.8). Concernant les paramétrisations de longueur de mélange, relativement peu de développements sont effectués dans la littérature au regard des différents schémas de turbulence proposés (Grisogono 2010). Pourtant, Mellor and Yamada 1982 précisent que *la faiblesse principale de tous les modèles est probablement liée à l'échelle de longueur générale de turbulence [...] , et en particulier, le fait que l'on fixe l'échelle de tous les processus comme proportionnelle à une échelle unique (générale)*. Il semble peut probable qu'une paramétrisation de longueur de mélange dépendant uniquement de la distance à la paroi soit capable de représenter la physique traversant un jet de paroi turbulent complexe. D'ailleurs une longueur de mélange de type κz correspond au mélange turbulent au sein d'une couche logarithmique, ce qui n'est pas le cas ici. Pour les couches limites stable, Brost and Wyngaard 1978 et Nieuwstadt 1984 formalisent une longueur de mélange comme une interpolation entre une valeur limite en paroi $l_m \approx z$ et une valeur gouvernée par la flottabilité dans la couche externe ($l_m \approx l_b$) :

$$\frac{1}{l_m} = \frac{1}{\kappa z} + \frac{1}{l_b} \quad (6.22)$$

où l_b est appelée longueur de flottabilité. En invoquant l'échelle d'Ozmidov ($(\epsilon/N^3)^{1/2}$), au-delà de laquelle les tourbillons sont déformés par la stratification, et en utilisant l'approximation de la dissipation ($\epsilon \propto e^{3/2}/l$), l_b peut être définie comme :

$$l_b = \frac{\sqrt{e}}{N}. \quad (6.23)$$

Grisogono and Belusic 2008 mettent en évidence que cette paramétrisation "z-less" de longueur de mélange est trop diffusive pour représenter un écoulement catabatique où le cisaillement joue un rôle important. Notons que la paramétrisation utilisée dans le modèle 3D MesoNH (voir les résultats de simulations en chapitre 4) est justement de ce type, voir chapitre 3 et Deardorff 1980. Afin de décrire les écoulements catabatiques, présentant à la fois une forte stabilité et un cisaillement local important, Grisogono and Belusic 2008 proposent de remplacer l_b par une formulation pouvant prendre en compte ces deux caractéristiques. Ils introduisent donc le cisaillement vertical dans la paramétrisation de la longueur de mélange, créant ainsi l'équivalent d'une compétition entre la longueur de Corrsin ($(\epsilon/S^3)^{1/2}$, au-delà de laquelle les tourbillons sont déformés par le cisaillement $S = \partial\bar{u}/\partial z$) et la longueur d'Ozmidov. L'échelle de longueur de flottabilité est donc exprimée de manière heuristique comme :

$$l_b = \min \left(a \frac{\sqrt{e}}{N}, b \frac{\sqrt{e}}{|S|} \right) \quad (6.24)$$

Finalement, Grisogono 2010 développe une formulation généralisée de longueur de mélange en se basant sur les comportements connus de la turbulence et notamment sur un bilan simplifié

de TKE où la production par cisaillement (paramétrée par $K_m|S|^2$) est équilibrée par la destruction par flottabilité et la dissipation visqueuse (respectivement paramétrées par $K_m N^2$ et $be^{3/2}/l_m$). Ceci représente d'ailleurs le bilan de TKE du modèle SBL initial, équation 6.4. Notons que le développement de cette paramétrisation de la longueur de mélange n'intègre pas le terme de transport de TKE . En exprimant les diffusivités de la forme $K_m = cste l_m \sqrt{e}$ et $K_h = cste l_m \sqrt{e}/Pr$, [Grisogono 2010](#) exprime différentes possibilités de longueur de mélange de la forme :

$$l_m = l_{m,0} f(Ri, Pr) = l_{m,N} Ri^{1/2} f(Ri, Pr) \quad (6.25)$$

avec $l_{m,0} = \sqrt{e}/|S|$ et $l_{m,N} = \sqrt{e}/N$. Il ferme le système en intégrant la relation entre le nombre de Prandtl et le nombre de Richardson :

$$Pr \approx 0.8 + 5Ri \quad (6.26)$$

mis en évidence par [Zilitinkevich et al. 2008](#). La longueur de mélange généralisée proposée par [Grisogono 2010](#) est finalement :

$$l_m(l_{m,0}, Ri, Pr) = l_{m,0} \left(\frac{b}{a}\right)^{1/2} \left(1 + \frac{Ri_g}{2Pr}\right) \quad (6.27)$$

ou :

$$l_m(l_{m,N}, Ri, Pr) = l_{m,N} \left(\frac{b}{a}\right)^{1/2} Ri_g^{1/2} \left(1 + \frac{Ri_g}{2Pr}\right) \quad (6.28)$$

avec a et b des coefficients à fixer pour le modèle dans lequel cette paramétrisation est implémentée. L'ordre de grandeur de ces constantes est fixé à : $0 < a < 1$ et $0 < b < 0.1$. Dans le cas présent de modélisation d'écoulement catabatique où le cisaillement $|S|$ s'annule inévitablement au niveau du maximum de vent, nous implémentons la seconde formulation (6.28) pour des raisons techniques. En effet, la première formulation 6.27 nécessite de limiter la valeur de $l_{m,0}$ ainsi que la valeur de Ri_g , sans quoi le modèle diverge au niveau du maximum de vent. La seconde formulation (6.28) nécessite uniquement de limiter la valeur de Ri_g au niveau du maximum de vent. Même si la valeur de $|S|$ doit également être limitée afin d'éviter une division par zéro dans l'expression de Ri_g , la limitation dans 6.28 n'agit qu'en un seul endroit (sur Ri_g) et est donc davantage contrôlable. De plus, en se basant sur les données expérimentales, nous pouvons fixer la valeur limite de Ri_g afin que le nombre de Pr ne dépasse pas la valeur maximale observée d'environ $Pr = 5$ (voir chapitre 5).

[Grisogono 2010](#) valide cette paramétrisation en comparant l'évolution temporelle d'une configuration d'écoulement catabatique modélisée (avec un modèle intégrant cette longueur de mélange) à une configuration représentant la solution d'un modèle de Prandtl adapté (à diffusivité variable). La validation est effectuée en comparant les champs (1D temporels) de vitesse, température et de longueur de mélange. En revanche, aucun profil stationnaire n'est présenté.

La définition 6.28 est implémentée dans le modèle SBL modifié. Seules les solutions stationnaires sont analysées dans ce travail. De la même manière que [Grisogono 2010](#), la validation de cette nouvelle paramétrisation de longueur de mélange est effectuée en comparaison d'un modèle de Prandtl à $K(z)$ variable et fixé par eq. 6.16, soit notre cas de référence théorique : *Cas1* (voir plus haut). La validation est effectuée avec une limite haute du modèle 1D à $20m$ afin de se positionner dans le bon ordre de grandeur de l'objectif final de ce développement : remplacer une loi de paroi entre la surface et le premier point de modélisation atmosphérique. Un ensemble de simulations est mené à convergence pour définir les coefficients a et b de la paramétrisation de longueur de mélange 6.28. D'après la définition initiale (modèle de turbulence standard de CLA) de la dissipation dans l'équation pronostique de TKE (6.4) ainsi que

la définition de la longueur de dissipation (6.8), l'équivalent du coefficient b dans l'équation 6.28 est alors borné comme : $0.069 < b < 1.35$. Ces valeurs limites sont données en exprimant l_ϵ en fonction de l_m et pour des valeurs de z/L entre $z/L = 10$ (limiteur numérique dans le modèle SBL initial) et $z/L = 0$ (cas neutre). La limite haute pour le coefficient b est un ordre de grandeur supérieur aux limites indicatives proposées dans Grisogono 2010. 30 simulations sont effectuées pour définir les coefficients a et b au sein des nouvelles limites : $0 < a < 1$ et $0 < b < 1$. Le meilleur accord avec le cas de référence est trouvé pour $a = 0.5$ et $b = 0.5$. Quelques résultats sur les variations de ces coefficients sont présentés en annexe D. La figure 6.9 présente les résultats de simulation pour ce jeu de paramètres (traits continus). Les profils du modèle de Prandtl à K constant (*Cas0*), les profils du modèle de Prandtl à diffusivité variable (*Cas1*) et les résultats du modèle comprenant la paramétrisation initiale de longueur de mélange (du type κz , *Cas3*) sont également représentés pour comparaison. Les simulations sont effectuées à $20m$ mais seul les 10 premiers mètres sont présentés pour plus de lisibilité. Les profils de vitesse et de température sont normalisés en amplitude par leur maximum respectif, c'est à dire la vitesse maximum au sein du jet (u_{max}) et la valeur du refroidissement au sol ($C = \theta_0 - \theta'(z = 0)$). Cette normalisation est effectuée par soucis de lisibilité. Les simulations présentées en figure 6.9 étant chacune de nature différente, nous comparons pour le moment uniquement la forme qualitative de l'écoulement. Aussi, au vu de la sensibilité du cas de référence aux coefficients définissant la forme et l'amplitude du profil

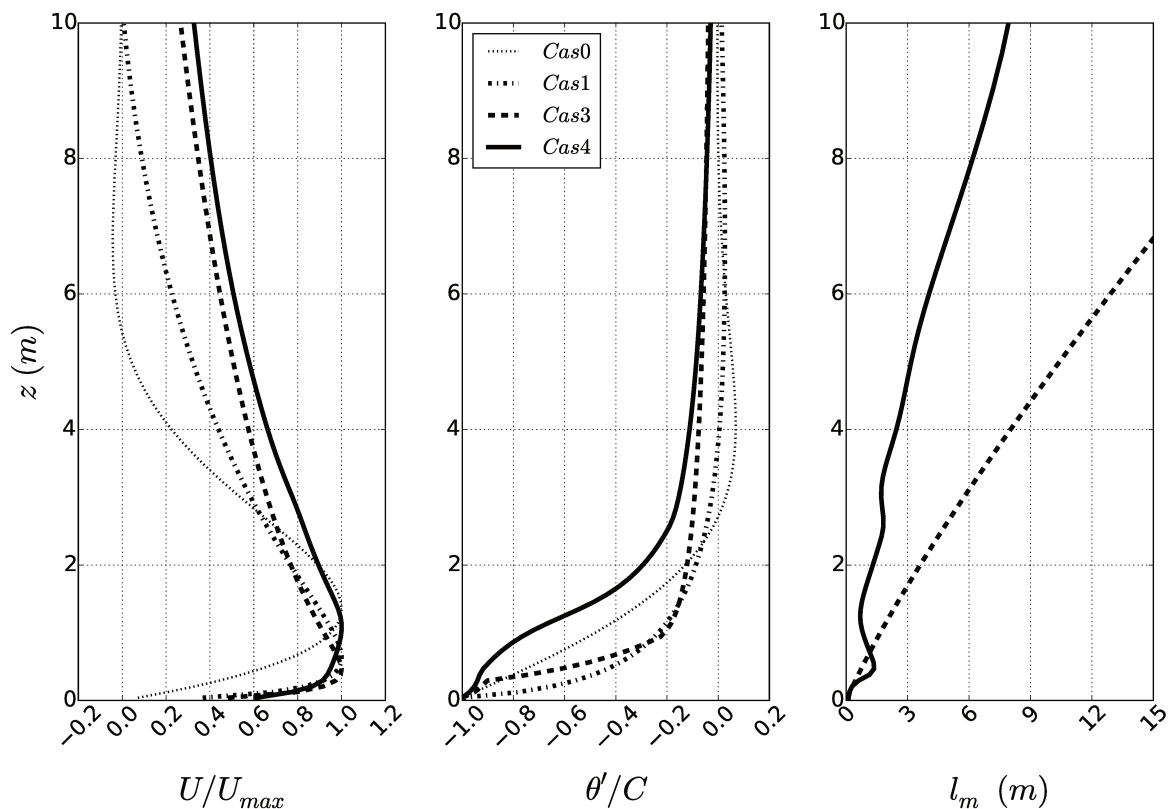


FIGURE 6.9: Vitesse et température potentielle normalisées par u_{max} et C (gauche et centre) pour le modèle de Prandtl à K constant (*Cas0*), modèle de Prandtl à $K(z)$ variable (*Cas1*), modèle de turbulence avec paramétrisation de longueur de mélange $\propto \kappa z$ (*Cas3*) et modèle avec paramétrisation de longueur de mélange de Grisogono 2010 (*Cas4*). Droite : longueur de mélange pour les *Cas3* et *Cas4*.

de diffusivité (K_{max} et h_K), il n'est pas justifié de comparer dès à présent l'amplitude exacte entre les différentes modélisations. Les amplitudes maximales entre les différentes simulations ne varient pas de plus de 20% pour la vitesse. Cette comparaison en amplitude est faite par la suite en comparaison des données issues d'observations.

Le profil de vitesse obtenu avec la nouvelle paramétrisation de longueur de mélange (*Cas4*) montre une hauteur de maximum de vent située entre le cas du modèle de Prandtl à K constant (*Cas0*) et le cas de référence (*Cas1*). En accord avec le cas de référence, le gradient de vitesse au voisinage de la surface est plus intense que le cas à K constant. Le profil de température montre un comportement singulier (inflexion proche de la surface) lié à un minimum local de diffusivité turbulente de chaleur. Cette diffusivité est liée à la divergence du nombre de Richardson Ri_g dans la région du maximum de vent. Cette divergence entraîne, selon la relation 6.26, une augmentation du nombre de Prandtl, et donc une valeur faible de K_h pour un K_m donné. Ce type de profil de température est également obtenu dans l'étude de Denby 1999 (voir sa figure 7) lorsqu'il simplifie un modèle du second ordre coûteux en résolution (5 équations pronostiques : u , v , θ , e , ϵ et 11 équations du second ordre) pour se rapprocher d'un cas plus opérationnel, du type modèle d'ordre 1.5, donc comparable à notre étude. En analysant l'importance relative de tous les termes résolus dans les modélisations du second ordre, Denby 1999 précise que pour obtenir un écoulement catabatique similaire à celui obtenu avec un modèle d'ordre plus élevé, il est important d'introduire les équations pronostiques pour les variances : $\overline{w'^2}$ et $\overline{\theta'^2}$. L'intégration de ces termes dans un modèle d'ordre 1.5 est proposée en perspective de ce travail de thèse. La longueur de mélange (figure 6.9, droite) n'augmente plus avec z mais réagit aux caractéristiques locales de l'écoulement, ce qui remplit l'objectif de cette paramétrisation. Cette nouvelle paramétrisation de longueur de mélange est davantage analysée par la suite en comparaison des données d'observations.

6.2.4 Equation de la chaleur faiblement non-linéaire

Dans le but d'améliorer la modélisation analytique des écoulements catabatiques, Grisogono et al. 2015 ajustent le terme source de l'écoulement catabatique au sein de l'équation de la chaleur. Ce terme source est le terme d'advection couplant les équations de vitesse et de chaleur. Dans l'équation du terme source 6.13, la vitesse advecte un gradient de température modélisé simplement par la projection de la stratification environnante sur la pente : $\gamma \sin(\alpha)$. C'est précisément la modélisation de ce gradient de température qui est remise en question dans l'étude de Grisogono et al. 2015. En effet, la modélisation initiale ne prend pas en compte le refroidissement en surface qui accentue la stratification localement. La correspondance entre le terme source dans le modèle de Grisogono et al. 2015 et le modèle 1D modifié dans ce travail de thèse est directe et le terme source 6.13 devient donc :

$$S_{\theta,SBL}(u, \gamma, \alpha, \epsilon) = \left(\gamma + \eta \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \right) \bar{u} \sin(\alpha) \quad (6.29)$$

et rend l'équation de température non-linéaire. η est ainsi le coefficient de non-linéarité à fixer empiriquement. Ce paramètre supplémentaire renforce le couplage des équations de vitesse et de température au voisinage de la surface. Physiquement, il augmente la résistance de l'écoulement en advectant vers le bas des températures plus éloignées de leur altitude d'équilibre que dans le cas où la stratification locale est simplement décrite par γ . Grisogono et al. 2015 trouvent les profils analytiques les plus pertinents avec des observations de vents catabatiques pour une valeur de $\eta = 0.005$. Qualitativement, ils précisent que ce paramètre permet de modéliser l'atténuation de la vitesse maximum de l'écoulement catabatique avec l'augmentation de la pente α , ce que le modèle de Prandtl n'intègre pas ($u_{max,Pr} \perp \alpha$).

Ce terme de non-linéarité est intégré au modèle. La variation du paramètre η est ajoutée à l'étude paramétrique présentée plus loin.

6.2.5 Discussion : forçage non-nul, stratification et pente

Dans l'objectif de poursuivre le travail vers un couplage du modèle 1D modifié à un modèle atmosphérique 3D (et ceci afin de fournir au modèle 3D une condition aux limites en surface appropriée) il est important de considérer le cas d'un forçage en vitesse non nulle au sommet de la couche 1D. Ce cas de figure est à considérer avec une grande attention puisqu'un forçage nul en vitesse à l'interface entre un modèle de surface 1D et un modèle atmosphérique 3D ($z \sim 10m$) n'est assurément pas une situation omniprésente.

Les équations de vitesse et de température sont maintenant couplées au sein du modèle de surface. Avec une pente nulle ($\alpha = 0$), le couplage disparaît totalement et la loi logarithmique est modélisée, comme attendu. En présence de pente et de stratification (sans refroidissement au sol), l'advection de masse d'air de température potentielle différente entraîne localement une dérive des profils par rapport à une loi logarithmique.

Dans le cas de la "superposition" d'une couche limite purement diffusive du type logarithmique et d'une couche limite intégrant des termes sources générant un écoulement catabatique, il n'existe pas de solution analytique. Il serait tentant de considérer simplement la superposition de deux théories connues : une solution de type Prandtl et une solution de type profil logarithmique. Cependant, les modèles analytiques (de type Prandtl) répondent à des conditions aux limites hautes de vent u et de perturbation de température potentielle θ' nulles (pas de forçage extérieur). En considérant un forçage atmosphérique à $20m$, une loi logarithmique peut se développer (voir en début de ce chapitre) et une solution de type Prandtl à diffusivité variable peut également être calculée (voir cas de référence). Cependant, cette simple superposition ne peut pas représenter la physique puisque les interactions directes entre les deux écoulements modifient les caractéristiques de la turbulence localement. Si une simple somme des vitesses est imaginable, la résolution explicite de l'écoulement est bien plus complexe. Dans le cas d'une loi de paroi logarithmique, la longueur de mélange dépend principalement de la distance à la paroi z alors que dans le cas d'un écoulement catabatique, ce sont les caractéristiques locales de l'écoulement (cisaillement et stratification) qui définissent le mélange.

Les modélisations numériques, d'un point de vue général, complètent les solutions analytiques et permettent d'estimer des solutions physiques discrètes répondant à n'importe quelles conditions aux limites ou paramètres de forçage. Cependant, la longueur de mélange est un paramètre qui réagit de manière différente dans chacun de ces deux cas (loi logarithmique ou écoulement catabatique). Arritt and Pielke 1986 proposent une étude numérique en superposant un écoulement catabatique et un vent ambiant (forçage non-nul). Ils effectuent des modélisations 1D avec un modèle d'ordre 1.5 similaire à celui développé dans ce travail de thèse. Cependant, ils conservent une longueur de mélange $\propto \kappa z$. Ils ne remettent pas ce point en question mais c'est pourtant ce paramètre qui leur permet aisément d'entraîner la couche de vent depuis le forçage vers la paroi. Un forçage non-nul en vitesse accentue localement le mélange (voir le cas de figure d'écoulement catabatique perturbé analysé au chapitre 5) par augmentation locale de TKE et peut donc être responsable d'une augmentation de diffusivité et/ou de longueur de mélange. Néanmoins, une paramétrisation en κz de la longueur de mélange dans un cas catabatique entraîne une diffusion excessive.

Afin d'illustrer le problème, la figure 6.10 présente la configuration d'un écoulement catabatique généré localement et forcé au sommet du modèle 1D par une vitesse non-nulle. Les paramétrisations de diffusivité correspondant aux *Cas0*, *Cas1* et *Cas3* sont utilisées (respectivement K constant, $K(z)$ théorique et K issu du modèle initial de turbulence, c.a.d. $l_m \propto \kappa z$,

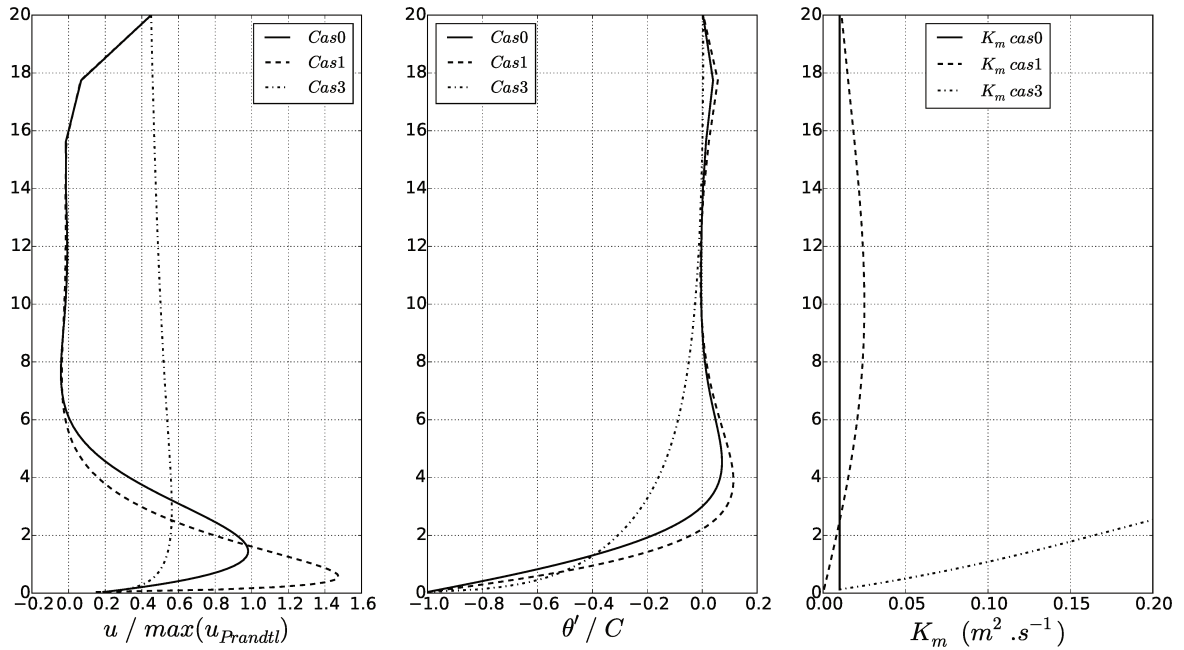


FIGURE 6.10: Profils de vitesse, de température et de diffusivité dans le cas d'un écoulement catabatique avec forçage non nul au sommet du profil.

voir tableau 6.1). L'utilisation de la longueur de mélange de [Grisogono et al. 2015](#) est testée dans la suite du chapitre pour répondre à cette problématique via la comparaison avec les données issues d'observation.

Les deux diffusivités théoriques (constante ou issue de [O'Brien 1970](#)) montrent des valeurs faibles au sommet du profil. Ces valeurs de diffusivité ne sont pas suffisantes pour entraîner la couche de l'écoulement en-dessous du forçage. La vitesse de forçage n'est rapidement plus perceptible en se rapprochant de la surface. Cette atténuation de vitesse est accentuée par un réchauffement local au même niveau, générant donc une source négative dans l'équation de vitesse. Cette augmentation locale de température est elle-même la conséquence directe de l'advection de température potentielle (plus élevée) forcée justement par la vitesse de forçage. Le caractère quasi ponctuel de cette augmentation est lié à une diffusivité de chaleur faible. Dans le cas de la paramétrisation initiale de turbulence (via une longueur de mélange $l_m \propto \kappa z$), la diffusion, augmentant excessivement avec z , est responsable de l'atténuation du jet de paroi modélisé. En effet, le mélange trop important sur toute la hauteur de la couche modélisée inhibe l'effet du terme source de flottabilité au sein du profil. Dans un cas théorique extrême de diffusivité tendant vers l'infini, le forçage externe serait diffusé jusqu'à la surface (vitesse constante sur tout le profil).

Le phénomène d'entraînement horizontal de la couche limite n'est finalement possible que si la diffusivité turbulente de quantité de mouvement est suffisante au niveau du forçage. En revanche, une diffusivité trop importante n'est pas fidèle à la physique. C'est donc finalement le concept même de couche limite qui peut être remis en question dans le cas d'un écoulement catabatique.

Une solution intermédiaire semble donc nécessaire. La prise en compte des caractéristiques locales de l'écoulement est indispensable. La paramétrisation de la longueur de mélange dépendant du cisaillement local et de la stratification locale ([Grisogono 2010](#)) est validée pour répondre à cette problématique en comparaison de données issues d'observations (voir dans la suite du chapitre).

6.2.6 Synthèse du modèle modifié

Le modèle modifié peut finalement être synthétisé comme un modèle d'ordre 1.5 dont les équations pour la vitesse et la température s'écrivent :

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = \underbrace{\frac{\partial \bar{u}}{\partial t}(z = z_a)}_{Forc_u, SBL} - \underbrace{\frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z}}_{Turb_u, SBL} + \underbrace{\frac{\bar{\theta} - \theta_{ref}}{\theta_0} g \sin(\alpha)}_{S_u, SBL} \quad (6.30)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = \underbrace{\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t}(z = z_a)}_{Forc_\theta, SBL} - \underbrace{\frac{\partial \overline{w'\theta'}}{\partial z}}_{Turb_\theta, SBL} - \underbrace{\left(\gamma + \eta \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \right) \bar{u} \sin(\alpha)}_{S_\theta, SBL} \quad (6.31)$$

Les flux turbulents sont fermés en utilisant le concept de coefficient d'échange :

$$\overline{u'w'} = - \underbrace{al_m \sqrt{e}}_{K_m} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad (6.32)$$

$$\overline{w'\theta'} = - \underbrace{al_m \sqrt{e} \frac{1}{Pr}}_{K_h} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \quad (6.33)$$

$$\overline{w'e'} = -al_m \sqrt{e} \frac{\partial e}{\partial z} \quad (6.34)$$

L'énergie cinétique turbulente répond à l'équation pronostique :

$$\frac{\partial e}{\partial t} = \underbrace{-\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}}_{DynProd} + \underbrace{\frac{g}{\theta} \overline{w'\theta'}}_{ThermProd} - \underbrace{\frac{\partial \overline{w'e'}}{\partial z}}_{Transp(e)} - \underbrace{b \frac{e^{3/2}}{l_m}}_{Diss} \quad (6.35)$$

Les coefficients a et b proviennent de la définition de la longueur de mélange et sont fixés à $a = 0.5$ et $b = 0.5$. La longueur de mélange est définie par la paramétrisation de [Grisogono 2010](#) comme :

$$l_m(l_{m,N}, Ri_g, Pr) = \underbrace{\frac{e^{1/2}}{N}}_{l_{m,N}} \left(\frac{b}{a} \right)^{1/2} Ri_g^{1/2} \left(1 + \frac{Ri_g}{2Pr} \right) \quad (6.36)$$

Les conditions aux limites du modèle SBL 1D modifié sont :

- $z = 0m$: condition de type Neumann. Les flux sont imposés en surface, tel que détaillé par les équations 3.41 et 3.42. Ces paramétrisations de flux en surface proviennent directement de l'hypothèse de couche de surface à flux constant. Dans le cas du modèle SBL 1D, les valeurs de vitesse et température utilisées pour estimer ces flux sont les valeurs du premier point, soit à $z(k=1) = 2.6 \times 10^{-2}m$.
- $z = z_a$: condition de type Dirichlet. Les valeurs de vitesse et température sont directement imposées par le forçage extérieur issu des mesures. Dans le cas de simulations numériques couplées, ces valeurs sont renseignées par le modèle atmosphérique 3D.

Nous effectuons, dans cette partie, uniquement des études 1D stationnaires. Les termes en $\partial/\partial t$ disparaissent donc des équations 6.30 à 6.35 dans les analyses à venir.

6.3 Modélisation des données in-situ

Dans cette partie, les modélisations numériques $1D$ effectuées avec le modèle précédemment synthétisé sont confrontées aux données récoltées in-situ lors de la campagne de mesures KaCoSonic en 2012 (voir chapitre 5). Ainsi, les modélisations sortent du cas standard de vent catabatique pour se positionner dans des conditions réalistes. Par rapport aux modélisations idéalisées et présentées précédemment, la première différence concerne les conditions aux limites hautes de la modélisation. Contrairement au modèle analytique de type Prandtl et aux simulations de cas académique effectuées, les données de terrain montrent une vitesse non nulle au sommet du profil enregistré. Rien n'indique si cette vitesse fait partie intégrante de l'écoulement catabatique (générée localement) ou s'il s'agit d'un forçage extérieur. Ce forçage extérieur peut être le résultat d'un écoulement gravitaire plus intense potentiellement généré par la pente surplombante ou simplement un forçage météorologique (alors certainement représentable par un gradient de pression le long de la pente).

Comme montré au chapitre 5, une des faiblesses de l'analyse des données in-situ seules (campagne Kacosonic) est la difficulté de localiser la hauteur du maximum de vent dans un intervalle inférieur à la résolution spatiale du mat de mesure (espacement des capteurs). Cet aspect est critique lorsque le maximum de vent se situe entre le premier niveau de mesure et la surface. La modélisation $1D$ des données in-situ a donc, entre autres, comme objectif de compléter sur ce point les analyses en reconstituant le profil de l'écoulement.

Les données de turbulence mesurées sont utilisées afin d'alimenter ou d'analyser le comportement du modèle de turbulence du modèle SBL modifié.

Une des difficultés dans l'analyse des écoulements catabatiques est qu'il n'existe actuellement pas de forme de similitude connue. Ainsi, l'adimensionnement précis des profils n'est pas possible. Pour mener à bien l'étude comparative entre les données de terrain récoltées et les modélisations $1D$, nous choisissons donc deux segments types de l'écoulement :

- une situation de "catabatique perturbé" : cette situation montre un maximum de vent enregistré le plus haut ($z_j \approx 3m$), ce qui améliore l'échantillonnage vertical (deux capteurs sous le maximum de vent).
- une situation "purement catabatique" : cette situation présente l'avantage d'un forçage extérieur quasiment nul. La contrepartie est la présence d'un maximum de vent très proche de la surface ($z_j \lesssim 1m$) et donc une partie basse de l'écoulement très mal échantillonnée, voire non représentée au sein des observations.

Ces deux situations d'écoulement correspondent à celles décrites en détails au chapitre 5. Elles constituent chacune un segment d'une longueur d'une heure statistiquement représentative de l'écoulement en question (voir critères de convergence, chapitre 3).

Dans un premier temps, nous contraignons le modèle de turbulence en fournissant des profils de diffusivité turbulente dits effectifs et issus des observations. Nous établissons ainsi une simulation de référence. Dans ce contexte, une étude paramétrique est ensuite effectuée sur différents paramètres influant potentiellement l'écoulement. Enfin, nous relâcherons la contrainte sur les profils de diffusivité pour modéliser la turbulence via le modèle modifié (synthétisé plus haut).

6.3.1 Simulation de référence

Pour les modélisations effectuées avec une prescription des profils de diffusivité effective (estimée à partir des corrélations croisées et des gradients observés, voir chapitre 5), seul le cas de situation de "catabatique perturbé" est représenté. Les cas purement catabatiques, souffrant d'une absence d'information en dessous du maximum de vent, ne permettent pas

d'estimer les profils de diffusivité effective (gradient local de vitesse aléatoire au premier point de mesure).

Le détail des paramètres pour la simulation de référence est présenté en tableau 6.2. Les paramètres grisés font partie de l'étude paramétrique au paragraphe suivant. Pour ces paramètres, les valeurs de référence sont : $\alpha = 21^\circ$, $\theta_0 = \theta_{0i}$ et $w_{top} = 0cm.s^{-1}$ pour les deux situations d'écoulements et $\gamma = 0.01K.m^{-1}$ (resp. $\gamma = 0.00877K.m^{-1}$) pour la situation de catabatique perturbé (resp. purement catabatique). L'explication de ces paramètres est proposée dans l'étude paramétrique. Désormais, la hauteur de forçage est positionnée à la hauteur du dernier point de mesure, c'est à dire à $z_4 = 6.31m$. Ce choix est fait pour deux raisons : (i) z_4 est le dernier niveau où nous avons les données nécessaires au forçage du modèle 1D et (ii) un forçage à une hauteur de l'ordre de $10m$, est représentatif d'un couplage réaliste avec un modèle atmosphérique 3D. Ce dernier point fait l'objet des perspectives de ce travail de thèse. Il existe de nombreux choix possibles pour fixer les profils de diffusivités turbulentes. Dans cette étude paramétrique, nous faisons le choix de considérer les profils de diffusivités turbulentes effectives décrits au chapitre 5 (e.g. figure 5.26). Pour rappel, ces profils sont estimés à partir des flux turbulents calculés via la méthode de décomposition en multi résolution de flux (MRD, voir chapitre 3) et d'une estimation des gradients moyens de

TABLE 6.2: Synthèse des paramètres utilisés pour les simulations types : Seg. 35 pour la situation de catabatique perturbé et Seg. 17 pour le cas purement catabatique. Les paramètres grisés sont les paramètres faisant l'objet de l'étude paramétrique.

Paramètres	Variables	Valeurs	
		Seg. 35	Seg. 17
Hauteur de forçage	z_a	6.31m	
Résolution au sol	$z(k=1)$	$2.6 \times 10^{-2}m$	
Nombre de niveaux	n_k	60	
Forçage en vitesse	U_a	$2.42m.s^{-1}$	$0.7m.s^{-1}$
Forçage en température	θ_a	$295.79K$	$297.45K$
Longueur de rugosité (QdM)	z_{0m}	$10^{-2}m$	
Longueur de rugosité (Chaleur)	z_{0h}	$10^{-2}m$	
Température potentielle sol	θ_s	$286.23K$	$287.48K$
Pente locale	α	15° to 27°	
Stratification ambiante	γ	0.004 $K.m^{-1}$ to 0.012 $K.m^{-1}$	
Température potentielle de référence	θ_0	$\theta_{0i} - 1K$ to $\theta_{0i} + 3K$	
Gradient de pression	Δp	-	
Paramètre de non-linéarité	η	0 to 0.01	
Entraînement à $z = z_a$	w_{top}	$0cm.s^{-1}$ to $4cm.s^{-1}$	
Diffusivité turbulente de QdM	$K_m(z)$	$a_1z + a_2z^2 + a_3z^3$ $a_1 = 0.1351,$ $a_1 = 0.0083,$ $a_2 = -0.0547,$ $a_2 = -0.0018,$ $a_3 = 0.0057$ $a_3 = 0.0006$	
Diffusivité turbulente de chaleur	$K_h(z)$	$C_{1bis}\sqrt{z}e^{(-0.5(\frac{z}{h})^2)} + C_2e^{(z-C_3)}$ $C_{1bis} = 0.0225,$ $C_{1bis} = -,$ $h = 1.79,$ $h = -,$ $C_2 = 0.0232,$ $C_2 = -,$ $C_3 = 4.14$ $C_3 = -$	

vitesse et de température. Les expressions utilisées sont rappelées dans le tableau 6.2.

Les résultats de la simulation de référence pour la situation de catabatique perturbé sont présentés en figure 6.11. Les profils de vitesse et de température ainsi que les flux de quantité de mouvement et de chaleur, issus des données de la campagne de mesure sont comparés aux résultats de la simulation 1D. Au centre de la figure est tracé le profil des termes sources de l'écoulement catabatique (voir équations 6.30 et 6.31). À l'état stationnaire, les équations 6.30 et 6.31 ne comportent plus que deux termes (source du catabatique $S_{U/\theta,SBL}$ et diffusion turbulente $Turb_{U/\theta,SBL}$); le panneau central montre uniquement les termes sources du catabatique et constitue ainsi le bilan complet de l'équation de quantité de mouvement et de l'équation de la chaleur. Le profil de température dans la partie basse de l'écoulement (c'est à dire pour $0m \leq z \leq 1m$) semble représenter les observations. Ceci est une caractéristique propre au choix de profil de diffusivité turbulente de chaleur qui a été fait (via la paramétrisation décrite en tableau 6.2). Nous présentons en annexe C une figure comparant les résultats de simulation pour deux profils de diffusivité turbulente de chaleur (polynômiale d'ordre trois et tel que défini ici). Le profil choisi semble plus en accord avec l'écoulement observé du fait d'une diffusivité qui croît plus rapidement en s'éloignant de la surface (en \sqrt{z} au lieu d'un profil linéaire en z). Bien que cette simulation reproduise un maximum de vent situé à une hauteur convenable ($z_j \approx 2.5m$), elle montre plusieurs points de désaccord avec les données in-situ :

- le profil de vitesse simulé montre des valeurs trop importantes. Nous verrons par la suite

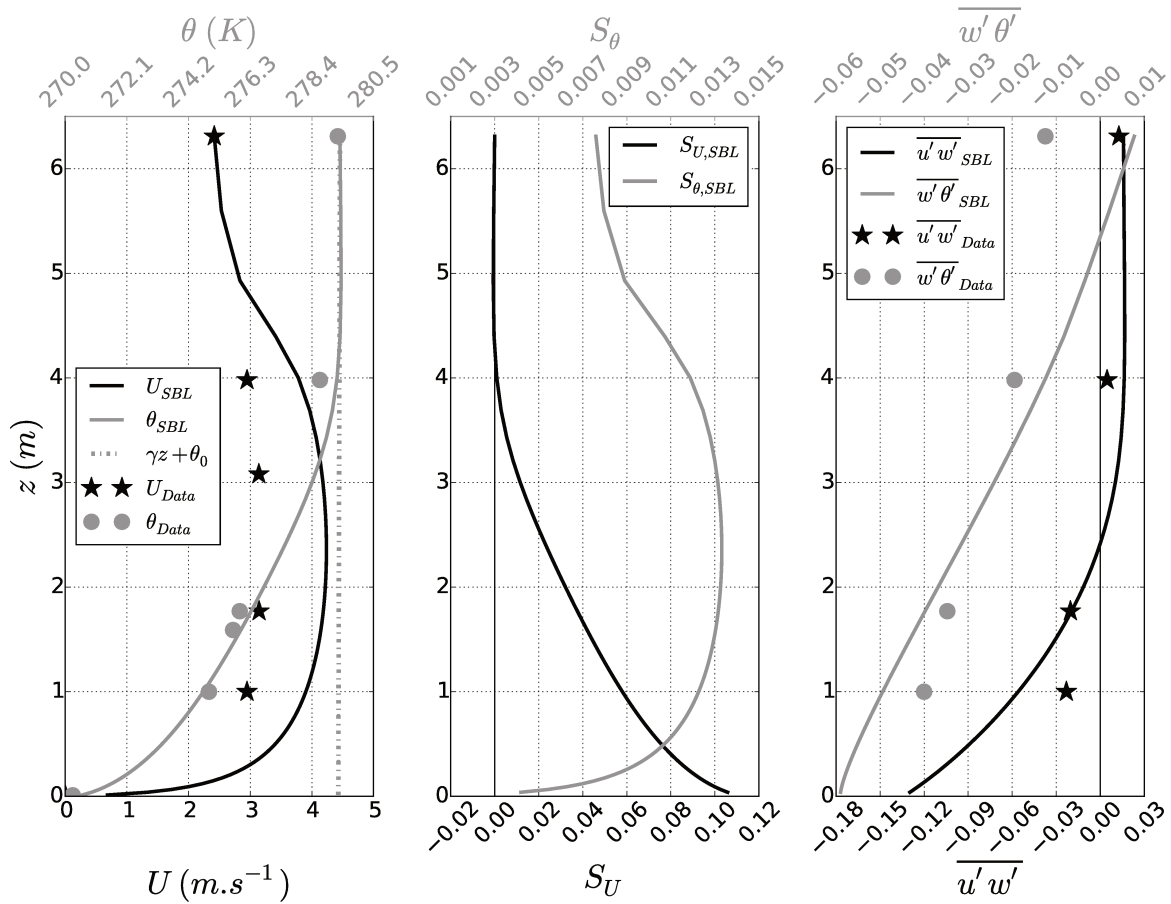


FIGURE 6.11: Simulation de référence pour le segment de donnée $n^\circ 35$ représentatif d'une situation de catabatique perturbé.

si ce phénomène est impacté lors de l'étude paramétrique.

- la partie haute du profil de flux de chaleur montre une zone de flux positif dans la simulation alors que le flux de chaleur sensible enregistré est bien négatif au niveau du forçage. Cette zone de flux de chaleur positif est la conséquence d'un gradient vertical de température potentielle légèrement négatif entre $z = 5.5m$ et le haut du profil. Ce gradient vertical négatif de température potentielle dans la partie haute du profil est directement dû à l'advection de température potentielle plus chaude par la vitesse de forçage au sommet du profil ($\gamma U \sin(\alpha)$ avec $\gamma > 0$).

Ce dernier point est problématique dans le cadre de simulations 1D tel qu'effectuées ici : toute vitesse non générée localement par déficit de température au niveau du forçage engendre mécaniquement un réchauffement local par le terme source de l'équation de température (correspondant à l'advection). Après avoir étudié le comportement du modèle via l'étude paramétrique suivante, nous tenterons de proposer une solution à ce phénomène (en lien avec le développement du cas de forçage en vitesse non-nul sans flux de chaleur en surface).

Néanmoins, ce premier résultat de comparaison entre une simulation de référence 1D et les données issues d'observations en terrain complexe montre qualitativement un bon accord et justifie l'ajustement de la modélisation par l'étude paramétrique qui suit.

6.3.2 Étude paramétrique

Nous allons analyser l'influence des paramètres pour lesquels nous n'avons pas d'estimation directe ou précise via les mesures et qui sont propres à la simulation d'écoulements catabatiques. Le tableau 6.2 regroupe les différents paramètres présents dans les équations de vitesse et de température. Effectuer une étude paramétrique complète afin de trouver le bon groupe de paramètres n'est pas envisageable : trop de degrés de liberté sont présents. Une analyse paramétrique complète n'est donc pas effectuée. Cependant, le but n'est ici pas de trouver l'ensemble des paramètres exacts permettant de reconstituer l'écoulement à un instant donné. L'objectif de l'analyse paramétrique à venir est d'interpréter qualitativement l'importance de certains paramètres usuellement non utilisés dans la communauté mais potentiellement importants pour la modélisation 1D d'écoulements catabatiques réalistes. Ces paramètres sont grisés dans le tableau 6.2.

α (pente locale) : la pente locale fait partie intégrante des termes sources de l'écoulement catabatique et a fait l'objet de nombreuses études (*e.g.* Fedorovich and Shapiro 2009). Dans la réalisation de simulations représentant des observations d'écoulements catabatiques réels, estimer la pente locale n'est pas tout à fait trivial. Même si nous faisons l'hypothèse d'homogénéité spatiale en x et en y dans les analyses par commodité, il ne doit pas exister beaucoup de pentes exactement homogènes dans les Alpes. La pente étudiée ne fait pas exception et il semble qu'un léger replat soit observé dans la zone de positionnement du mat de vent. Il est donc délicat de définir une pente locale. En effet, si mathématiquement, une pente locale est exactement définie par la différence d'altitude entre deux points infiniment proches, nous tendons au contraire à éloigner ces points pour obtenir une estimation représentative de la pente qui lisse les effets de macro-rugosité puis de variations fines de la topographie. Il vient alors la question de l'espacement pertinent entre ces deux points (distance d'intégration). Ainsi, même si nous avons estimé que la pente locale est de 21° par analyse des lignes de courants proches de la surface (voir chapitre 3), nous intégrons la variable α à l'étude paramétrique.

La figure 6.12 présente les simulations effectuées pour des valeurs de pente allant de $\alpha = 15^\circ$ à $\alpha = 27^\circ$ en passant par la valeur de la pente de référence ($\alpha = 21^\circ$). L'augmentation de la valeur de la pente engendre une augmentation de la vitesse du jet et tend à diminuer la

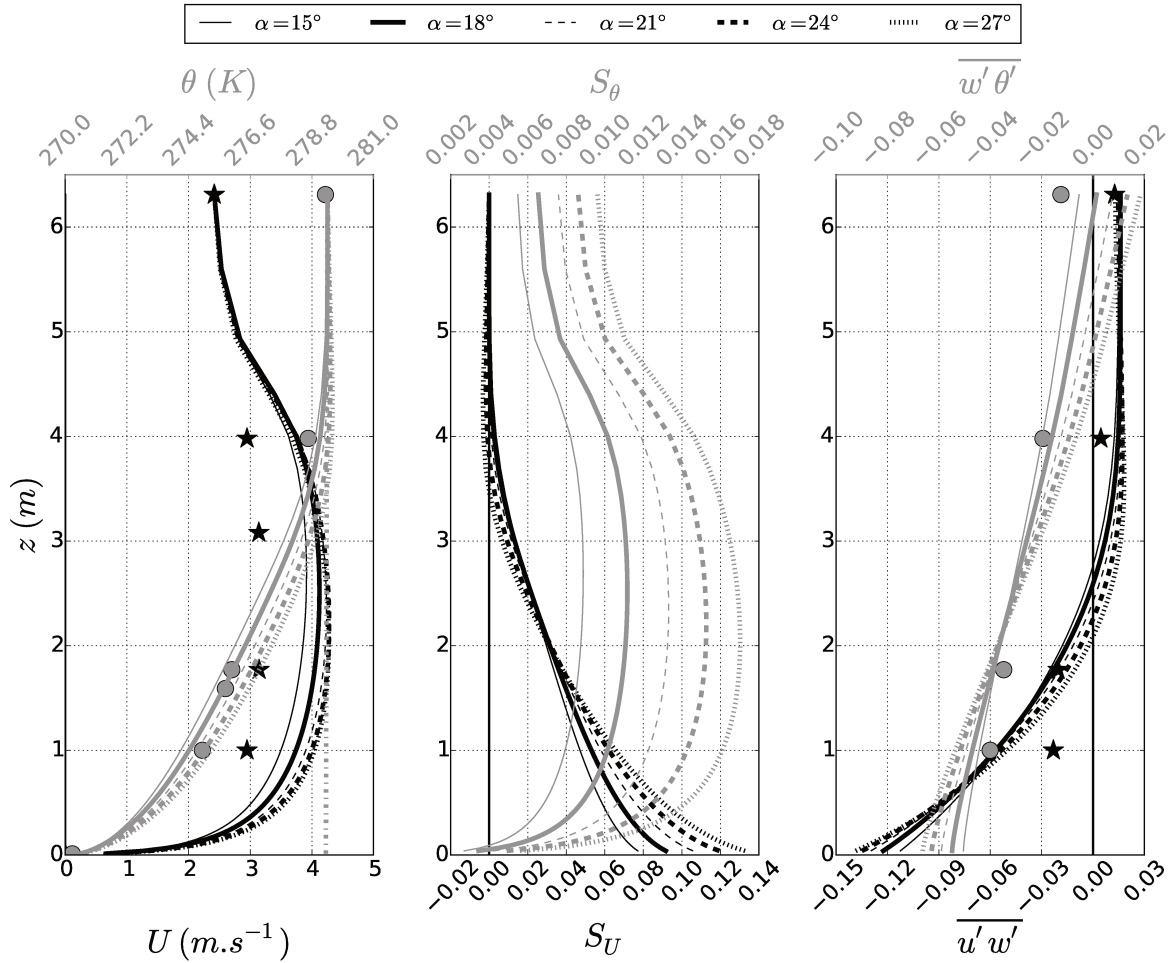


FIGURE 6.12: Variation sur le paramètre de pente α : vitesse et température potentielle (gauche), termes sources (centre) et flux de quantité de mouvement et de chaleur (droite).

hauteur du maximum de vent. L'augmentation de α augmente par ailleurs le flux de chaleur sensible au sommet du profil, faisant passer ce flux à des valeurs positives. Le flux de quantité de mouvement ne semble pas impacté au sommet du profil.

α agit dans les équations de vitesse (eq. 6.30) et de température (eq. 6.31). Les valeurs importantes de α renforcent le couplage de ces équations. En revanche, ce comportement n'est pas homogène sur toute la hauteur. D'une part, $S_{U,SBL}$ correspond à un produit de la valeur de pente par le déficit de température, rendant ce terme source plus fort dans la région de déficit de température maximum, c'est à dire proche de la surface. C'est pourquoi la hauteur de maximum de vent diminue en augmentant α . Dans la partie haute de l'écoulement, où la vitesse de forçage n'est pas nécessairement le résultat d'une source locale, l'augmentation de la pente accentue le couplage principalement dans l'équation de température via le terme $S_{\theta,SBL}$ ($S_{U,SBL}$ étant nul au sommet du profil). Cette augmentation du couplage au sommet du profil accentue donc le réchauffement local par advection d'air plus chaud et accentue le problème de signe de flux de chaleur sensible au sommet de l'écoulement modélisé. Il est donc naturel que les pentes faibles solutionnent ce problème mais les estimations topographiques tendent à indiquer des pentes plus élevées $\alpha \approx 30^\circ$. Il n'est donc pas vraisemblable que l'estimation de la pente soit à l'origine du biais sur le flux de chaleur sensible modélisé au sommet du profil.

θ_0 (**température de référence au sol**) : il s'agit de la projection au sol du gradient de température environnant. Cette valeur est tout à fait théorique, aucune mesure directe n'est donc possible : pour la mesurer, il faudrait en effet stopper le flux de chaleur sensible au sol. Elle joue cependant un rôle primordial puisque c'est cette valeur qui détermine directement la valeur du refroidissement sur toute la hauteur de l'écoulement. Rappelons la formulation du terme source $S_{U,SBL}$ dans l'équation de vitesse 6.30 :

$$\begin{aligned} S_{U,SBL} &\propto \frac{\theta - \theta_{ref}}{\theta_0} \\ &\propto \frac{\theta - \theta_0 - \gamma z}{\theta_0} \end{aligned} \quad (6.37)$$

Dans la modélisation de référence, θ_0 est choisie telle que faisant passer le gradient de température environnant par le point de mesure le plus élevé ($z_4 = 6.31m$). Cette situation (identifiée par θ_{0i}) fait donc l'hypothèse que le dernier point de mesure ne subit aucun refroidissement par rapport au profil de température environnant, ce qui n'est pas vérifiable. Une simple estimation d'erreur relative sur le terme source $S_{U,SBL}$ montre qu'un écart de $1K$ sur θ_0 engendre pour notre simulation de référence, une variation de l'ordre de 10% sur le

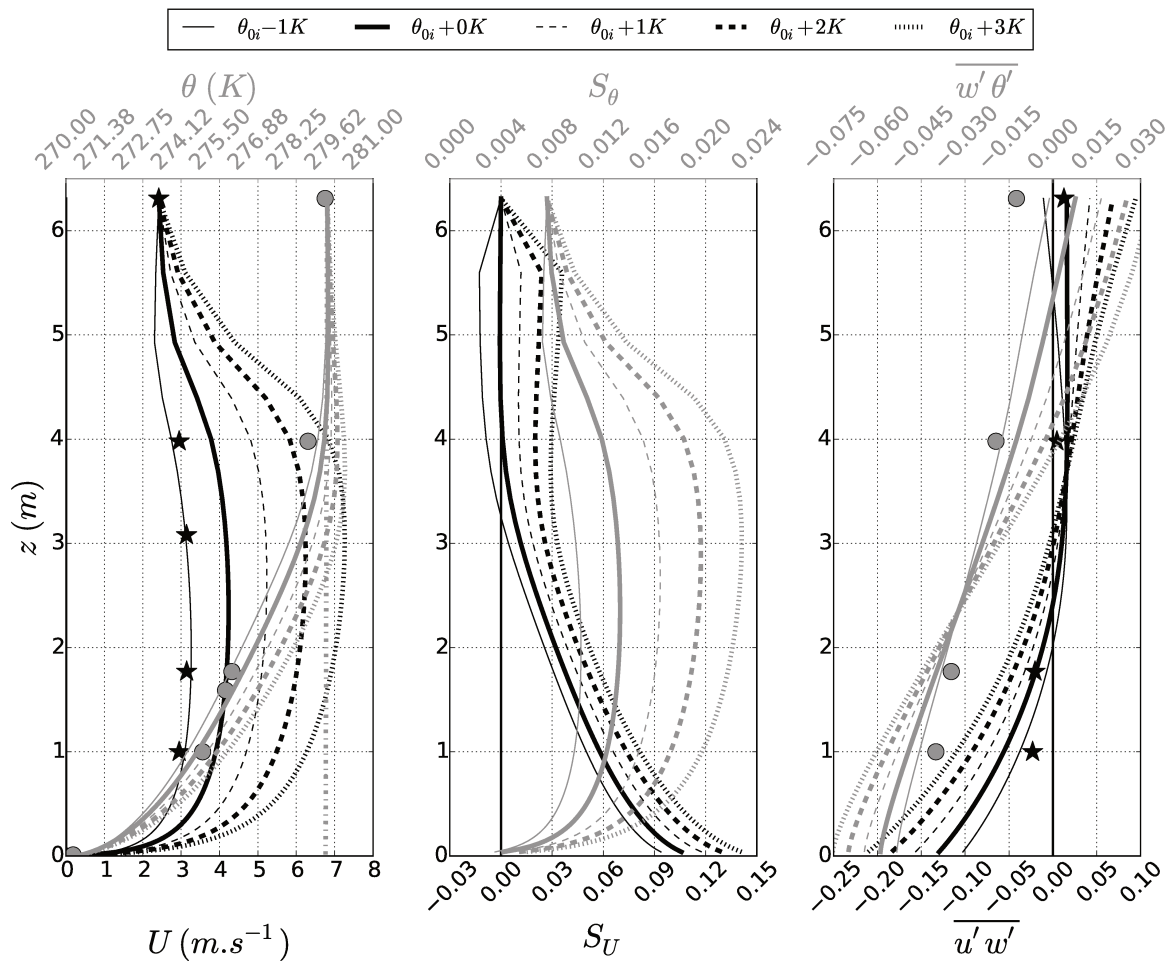


FIGURE 6.13: Variation sur la température de référence θ_0 : vitesse et température potentielle (gauche), termes sources (centre) et flux de quantité de mouvement et de chaleur (droite).

terme source à la base du profil. L'erreur de $1K$ est pourtant aisément envisageable, suivant la méthode utilisée pour définir θ_0 ; que ce soit en analyses d'observation ou en simulation numérique (il est en effet rare de pouvoir estimer parfaitement une stratification représentative de l'environnement). Ce biais potentiel, généré sur $S_{U,SBL}$, justifie l'intégration de la variable θ_0 dans l'étude paramétrique.

La figure 6.13 présente les différentes simulations en variant θ_0 , de $\theta_{0i} - 1K$ à $\theta_{0i} + 3K$. Comme attendu, l'effet sur les résultats de simulation est conséquent. Les valeurs maximales de vitesse sont les plus impactées, du fait de la modification directe de $S_{U,SBL}$. Indirectement, le profil de température est également impacté par la modification conséquente de la vitesse d'advection, modifiant donc $S_{\theta,SBL}$. L'impact sur les flux est également notable, principalement en conditions aux limites, ce qui est le point le plus important de ces modélisations. En effet, les flux présents en surface répondent aux problématiques de fermeture de bilan d'énergie en surface et les flux aux sommet du profil $1D$ peuvent alimenter directement la condition en limite basse d'un modèle atmosphérique $3D$. En se basant uniquement sur les profils de vitesse et de température, la simulation $\theta_{0i} - 1K$ semble se rapprocher le plus des mesures. Cependant, cette condition engendre un flux de quantité de mouvement légèrement négatif au sommet du profil, ce qui contredit les mesures.

Pour l'analyse de données de terrain, une solution pour minimiser ce biais pourrait être d'effectuer des mesures systématiques de gradient de température local à l'aide par exemple, d'un ballon sonde captif. La projection de la stratification locale jusqu'au sol serait ainsi beaucoup plus précise. La valeur de la stratification γ joue également un rôle dans la valeur du refroidissement, mais l'impact d'une erreur relative sur son estimation est plus faible que l'impact d'une erreur sur θ_0 .

ΔP (gradient de pression) : Le caractère ponctuel des mesures ne permet aucune estimation du gradient longitudinal de pression. L'étude de [Mahrt 1982](#) montre l'importance de ce terme et la sensibilité de l'écoulement catabatique au gradient de pression. Il met en évidence deux contributions potentielles du gradient de pression longitudinal selon son origine, ce qui génère deux termes différents : (i) le terme de flottabilité, $\partial P/\partial x < 0$ (dans le cas catabatique) correspond indirectement à la source locale de l'écoulement dans l'équation de vitesse (voir chapitre 2); (ii) terme de vent thermique $\partial P/\partial x > 0$ ou < 0 mais non généré localement et correspond à un potentiel forçage externe. Dans le cas où ce second terme est positif, le gradient de pression est donc appelé "adverse". Il représente une résistance à l'écoulement et est directement lié à la stratification environnante. Dans le cas où ce terme est négatif, cela signifie qu'un forçage externe tend à "pousser" l'écoulement vers le bas de la pente alors que l'environnement est stratifié. Si ce forçage est conséquent, cette configuration correspond à une situation de foehn (*e.g.* [Brinkmann 1974](#)), ce qui ne correspond pas à la situation présente lors de la campagne de mesure (forçage synoptique faible). L'ajout d'une variation d'un gradient de pression au sein de l'étude paramétrique correspond finalement exactement à l'effet de la variation sur la température de référence effectuée plus haut (approximation de Boussinesq). Cette étude paramétrique n'est donc pas effectuée une seconde fois.

γ (stratification environnante) : Tout comme la température de référence, la stratification environnante n'est pas une grandeur facilement mesurable. Même si des moyens peuvent permettre d'effectuer des sondages atmosphériques systématiques pour chacun des segments de données enregistrés (sondage par ballon sonde captif par exemple), il reste à définir la hauteur d'intégration pour établir γ . Dans notre cas, la fiabilité de la valeur de γ est d'autant plus remise en question qu'il s'agit d'une estimation potentiellement grossière. En effet, la valeur de γ est estimée à partir de deux stations situées en vallée, à $220m$ d'altitude et à

1800m (voir chapitre 5). Suivant l'organisation verticale de l'atmosphère entre les deux points de mesure, γ peut montrer des variations et c'est pourquoi nous intégrons cette variable à l'étude paramétrique.

Les différentes simulations intégrant une variation de la stratification environnante sont présentées en figure 6.14 pour une stratification allant de $\gamma = 0.004K.m^{-1}$ à $\gamma = 0.012K.m^{-1}$ (en passant par la valeur de référence $\gamma = 0.00877K.m^{-1}$). L'augmentation de la valeur de la stratification engendre une diminution de la vitesse du jet sur toute son épaisseur. Le flux de chaleur sensible au sommet du profil passe à des valeurs positives en augmentant γ .

Dans le système d'équation utilisé, la stratification a pour rôle de limiter le refroidissement via l'advection d'air chaud par la vitesse longitudinale. Ainsi, une stratification plus faible laisse un écoulement catabatique plus intense se mettre en place via un refroidissement local plus important. Dans le cadre d'une vitesse de forçage non nulle au sommet du profil et potentiellement non générée localement par flottabilité, la stratification γ est responsable de l'aberration sur le signe du flux de chaleur sensible (positif) au sommet du profil généré par le système 1D. Dans le cas présent, γ doit atteindre une valeur inférieure à $0.006K.m^{-1}$ pour que le système modélise un flux de chaleur sensible négatif au sommet du profil. Cette valeur de stratification est faible par rapport à l'estimation de référence ($\gamma = 0.00877K.m^{-1}$) et

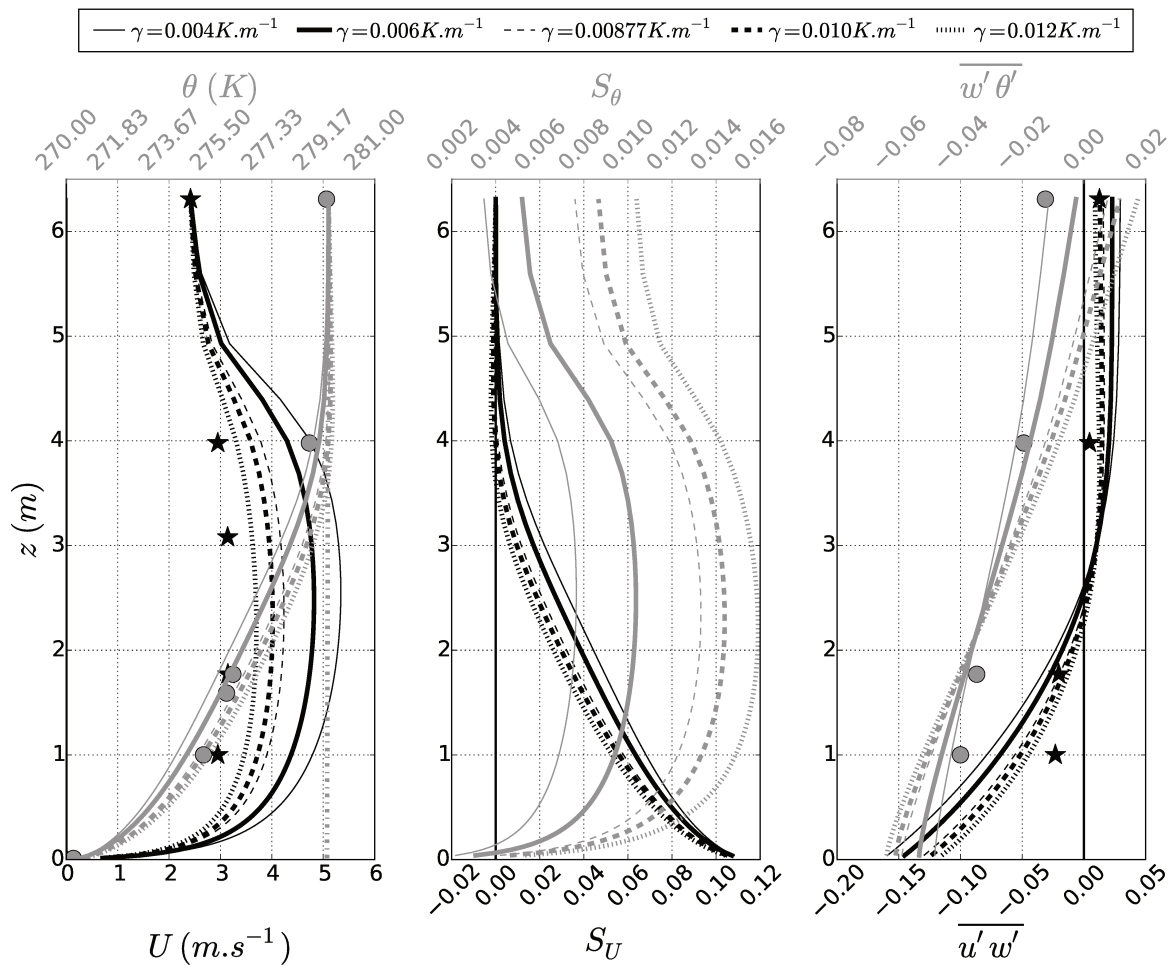


FIGURE 6.14: Variation sur la stratification environnante γ : vitesse et température potentielle (gauche), termes sources (centre) et flux de quantité de mouvement et de chaleur (droite).

engendre un profil de vitesse écarté des mesures.

η (**paramètre de non-linéarité**) : ce paramètre est décrit au paragraphe 6.2.4. Il est très peu utilisé dans les modèles et ne bénéficie donc pas de valeur standard connue. [Grisogono et al. 2015](#), qui proposent ce paramètre, ont choisi une valeur optimale de $\eta = 0.05$ pour un écoulement catabatique montrant un maximum de vent à une hauteur d'environ 10m. Dans le cas présent d'écoulement catabatique présentant un maximum de vent à une hauteur d'un ordre de grandeur inférieur à [Grisogono et al. 2015](#) (soit $z_j \sim 1m$), une valeur de $\eta = 0.05$ génère un couplage largement excessif des équations, menant à des profils non réalistes (non montrés).

Nous faisons donc varier ce paramètre de $\eta = 0$ (cas de référence) à $\eta = 0.005$ et les résultats sont présentés en figure 6.15. L'augmentation du terme de non-linéarité atténue principalement la valeur de vitesse au sein du jet et la forme du terme source S_θ change radicalement, en montrant un maximum de contribution se déplaçant vers la paroi.

Le paramètre de non-linéarité dans l'équation de température accentue le couplage entre les équations de vitesse et de température de manière hétérogène sur la verticale. Dans l'équation de température, la source $S_{\theta,SBL}$ représentant l'advection de température par la vitesse

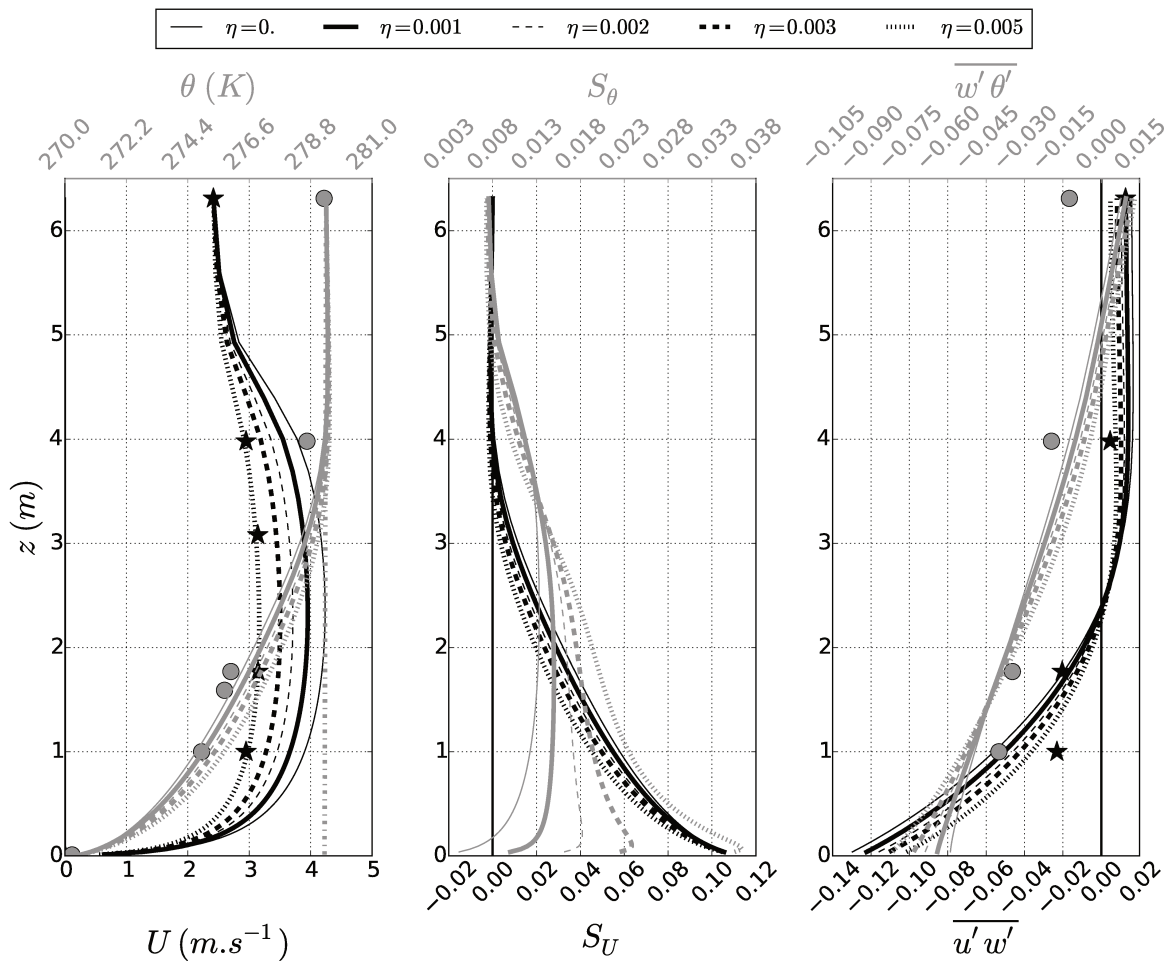


FIGURE 6.15: Variation sur le paramètre de non-linéarité de l'équation de température η : vitesse et température potentielle (gauche), termes sources (centre) et flux de quantité de mouvement et de chaleur (droite).

longitudinale, devient alors plus importante dans la partie basse de l'écoulement où le refroidissement en paroi accentue largement la stratification en température. L'écoulement catabatique généré subit alors une plus grande résistance liée à la stratification, et le profil de vitesse se voit donc ralenti. Cet aspect rapproche les simulations des mesures pour le profil de vitesse. En revanche, le flux de chaleur sensible au sommet de l'écoulement conserve des valeurs positives, en contradiction avec les données. Effectivement, le renforcement du couplage entre les deux équations (même si ce renforcement tend vers 0 au sommet de la couche du fait de $d\theta/dz \rightarrow 0$) ne peut qu'accentuer la problématique initiale d'une vitesse de forçage non générée localement et entraînant donc un réchauffement local. Nous notons un impact conséquent sur la forme des profils de $S_{\theta,SBL}$. Dans le cas $\eta = 0$, le maximum du terme source $S_{\theta,SBL}$ a lieu à la hauteur du maximum de vent. En présence du terme de non-linéarité dans l'équation de température, $S_{\theta,SBL}$ montre un maximum local très proche de la paroi. Ce maximum local est la conséquence d'une compétition entre la vitesse u qui s'annule pour $z \rightarrow 0m$ et d'un gradient de température fort au même endroit. Hormis pour la valeur de flux de chaleur sensible au sommet du profil, la valeur optimale du coefficient de non-linéarité semble être $\eta = 0.005$, soit bien inférieure à la valeur optimale de l'étude de [Grisogono et al. 2015](#).

Hypothèse sur l'advection : ce paragraphe est en lien avec la discussion faite plus haut pour le cas d'un forçage non-nul au sommet du profil couplé à un flux de chaleur sensible nul en surface (pas de forçage catabatique, paragraphe 6.2.5). Nous remettons ici en question la pertinence d'un modèle 1D (donc sans advection) pour modéliser un écoulement catabatique avec présence de forçage extérieur. L'équation de continuité pour un modèle 2D (dans le plan xz) donnerait :

$$\frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = -\frac{\partial \bar{u}}{\partial x}. \quad (6.38)$$

En considérant simplement le cas d'une variation linéaire de u selon x , nous obtenons un profil linéaire de w selon z . L'approximation d'évolution linéaire de la vitesse u selon x est également faite dans les modélisations "quasi-1D" de [Arritt and Pielke 1986](#). Les modélisations LES idéalisées de [Skylingstad 2003](#) montrent également que lorsque l'état stationnaire de l'écoulement catabatique est atteint sur une pente homogène, l'écoulement montre une évolution linéaire en intensité et en épaisseur selon la direction de la pente. Le profil de vitesse verticale w est de pente positive dans le cas d'une décélération de u selon x et négative dans le cas d'une accélération de u selon x . De plus, nous faisons l'hypothèse d'une vitesse w nulle en $z = 0m$. En conservant l'hypothèse d'homogénéité en y , nous ajoutons donc le terme d'advection :

$$-\bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad (6.39)$$

au membre de droite de l'équation 6.30 (vitesse) et le terme d'advection :

$$-\bar{w} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \quad (6.40)$$

au membre de droite de l'équation 6.31 (température). Le terme d'advection $\bar{u}(\partial \bar{u}/\partial x)$ est volontairement négligé par souci de simplicité de résolution du système.

La présence d'une vitesse \bar{w} non nulle est ainsi modélisée simplement, en imposant un profil linéaire allant de $\bar{w} = 0m.s^{-1}$ en $z = 0m$ à w_{top} en $z = z_a$ (au sommet du profil). Nous pouvons ainsi apprécier qualitativement le comportement de l'écoulement en présence d'une faible vitesse d'entraînement.

La figure 6.16 présente les résultats obtenus pour une vitesse w_{top} allant de $0cm.s^{-1}$ (cas de référence) à $4cm.s^{-1}$. L'étude pour une vitesse d'entraînement négative n'est pas montrée ici

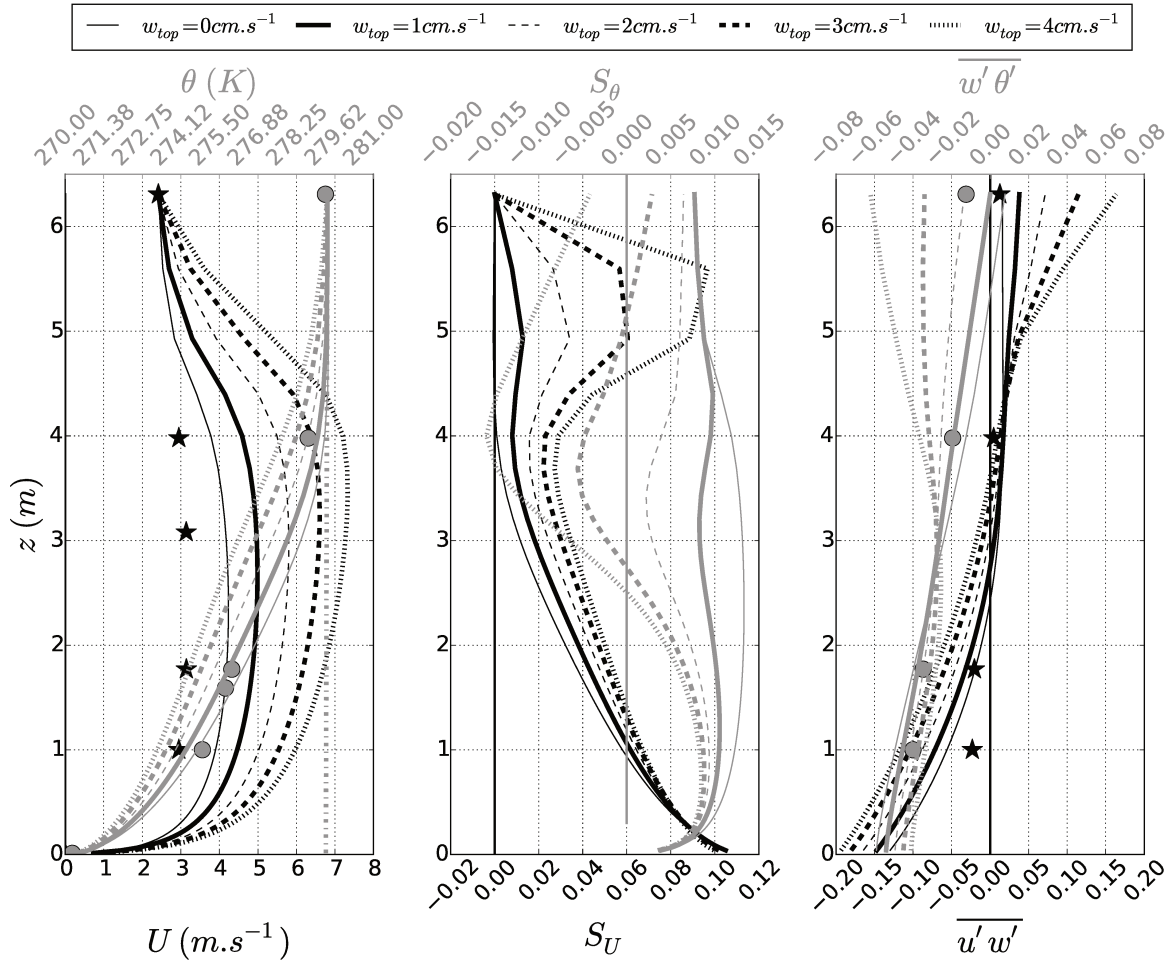


FIGURE 6.16: Variation sur l'estimation de l'advection via la vitesse d'entraînement au sommet du profil w_{top} : vitesse et température potentielle (gauche), termes sources (centre) et flux de quantité de mouvement et de chaleur (droite).

puisque nous cherchons à "évacuer" de la chaleur sur le haut du profil afin de se rapprocher du flux de chaleur sensible négatif enregistré in-situ. Dans ce contexte d'écoulement stablement stratifié, une vitesse d'entraînement négative engendre un réchauffement supplémentaire du haut du profil et accentue ainsi l'erreur de signe du flux de chaleur sensible au sommet du profil (non montré). La modélisation de l'advection perturbe fortement les profils modélisés. Le profil de vitesse augmente et voit son maximum s'éloigner de la surface. Le profil de température tend à se linéariser entre la surface et le forçage. Les flux turbulents modélisés sont également fortement impactés, principalement dans la partie haute du profil.

Une vitesse d'entraînement faible modifie considérablement le système. Une vitesse w_{top} de seulement 1 cm.s^{-1} engendre une augmentation de la vitesse maximum de l'écoulement d'environ 25% et annule le flux de chaleur sensible au sommet du profil (qui est positif dans le cas de référence pour une valeur négative enregistrée). Une valeur de $w_{top} = 2 \text{ cm.s}^{-1}$ est nécessaire pour simuler un profil de flux de chaleur sensible en accord avec les observations. En revanche, le profil de vitesse simulé s'écarte de plus en plus des observations en augmentant w_{top} . Cependant, dans la région du maximum de vent, le terme d'advection 6.39 tend à s'annuler et le terme négligé $\overline{u}(\partial\overline{u}/\partial x)$ (alors à son maximum) devrait jouer un rôle "puits" dans l'équation de vitesse et ainsi freiner l'écoulement, ce qui n'est pas pris en compte ici.

Cet aspect va au-delà d'une modélisation 1D. Dans une configuration réaliste, nous notons par ailleurs qu'une vitesse w_{top} non nulle peut être la conséquence d'hétérogénéité spatiale de l'écoulement.

6.3.3 Paramètres optimaux

L'étude paramétrique qui vient d'être présentée n'a pas vocation à représenter une parfaite concordance avec les observations. Comme cela vient d'être montré, les différents paramètres non conventionnels mais pourtant parfaitement justifiables physiquement, peuvent avoir un impact considérable sur l'écoulement modélisé. En ce sens, l'étude paramétrique a donc rempli son objectif puisque certains paramètres comme la température potentielle de référence ou encore la présence d'une vitesse d'advection (même faible) sont capables de corriger certains aspects de la modélisation de référence. En revanche, même dans cette configuration de modélisation (prescription des profils de diffusivité turbulente), le système est non-linéaire et le regroupement, dans une unique modélisation de chacun des paramètres optimum précédemment identifiés, ne constitue pas la solution optimale. Cependant, une modélisation améliorée (par rapport à la simulation de référence) est proposée en figure 6.17. Cette modélisation améliorée est effectuée avec les paramètres : $\alpha = 21^\circ$, $\gamma = 0.01 K.m^{-1}$, $\theta_0 = \theta_{0i} - 1K$, $\eta = 0.005$

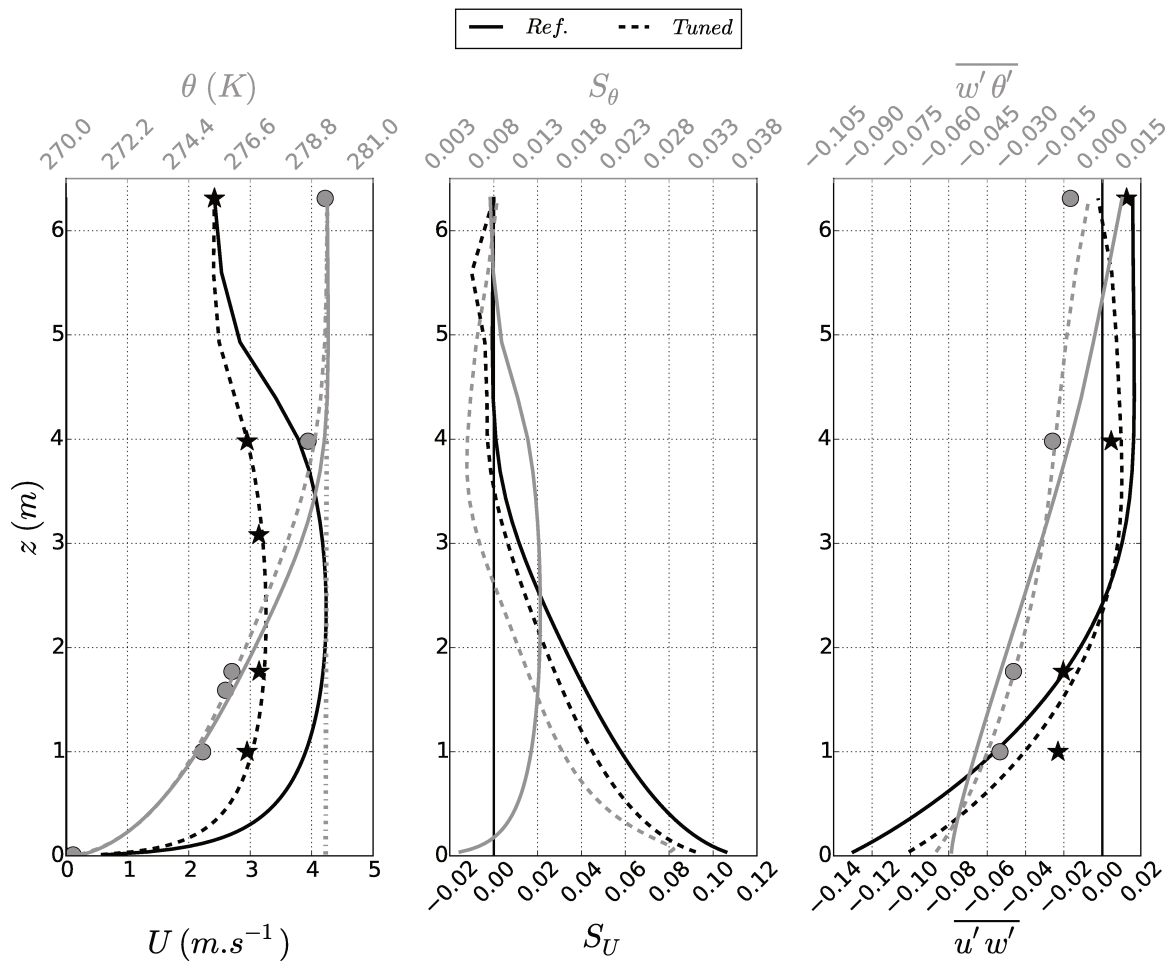


FIGURE 6.17: Modélisation de référence (ligne continues : *Ref.*) et modélisation améliorée (ligne en tirets : *Tuned*) : vitesse et température potentielle (gauche), termes sources (centre) et flux de quantité de mouvement et de chaleur (droite).

et $w_{top} = 2\text{cm.s}^{-1}$.

La solution obtenue montre un très bon accord avec les mesures pour les profils de vitesse et de température. Les flux turbulents se rapprochent également des observations. Il semble cependant rester un léger biais sur le flux de quantité de mouvement au sommet du profil puisque ce dernier montre une valeur faiblement négative. Cependant, le biais semble faible et les résultats représentent convenablement les observations.

Une telle représentation de l'écoulement n'est bien entendu pas une solution universelle en terme de modélisation. Premièrement, les diffusivités sont fournies à partir des observations et deuxièmement, une étude paramétrique a été nécessaire afin de rapprocher la solution numérique des observations. À des fins plus opérationnelles, l'interprétation de la turbulence doit être faite par un modèle afin de proposer des solutions généralisables. Les modélisations turbulentes réalistes 1D font l'objet du paragraphe suivant.

6.3.4 Modélisation turbulente 1D réaliste

La modélisation des données in-situ via les profils de diffusivité turbulente effective prescrits et issus des données de terrain a permis d'évaluer l'importance relative de différents paramètres dans le système d'équations 1D représentant l'écoulement catabatique. Ces modélisations, à l'aide de profils de diffusivité effective, présentaient l'avantage de ne pas dépendre de paramétrisations de la turbulence et ainsi de réduire les degrés de liberté du système. La turbulence était ainsi "figée". Le modèle 1D modifié complet (intégrant le schéma de turbulence synthétisé au paragraphe 6.2.6 et validé sur un cas théorique) est à présent utilisé pour simuler les situations types détaillées au tableau 6.2. Les paramètres optimaux ne sont donc pas utilisés dans un premier temps.

Les deux cas types d'écoulements rencontrés sont modélisés : situation de catabatique perturbé (figure 6.18) et situation purement catabatique (figure 6.19). Les deux groupes de figures représentent les diagnostics de trois simulations :

- simulation $SBL(l_m \propto \kappa z)$: modèle de turbulence intégrant la fermeture de la longueur de mélange en $l_m \propto \kappa z$;
- simulation $SBL(l_m G10)$: modèle de turbulence tel que défini au paragraphe 6.2.6, intégrant la paramétrisation de la longueur de mélange proposée par [Grisogono 2010](#) ;
- simulation $SBL(K_{m/h,eff})$: simulation de référence via les profils de diffusivité turbulente effective tels que décrits plus haut.

Les données enregistrées in-situ sont également représentées. Pour les flux turbulents issus des observations, deux valeurs sont proposées à chaque niveau de mesure : (i) les flux estimés via la méthode de décomposition en multi-résolution, minimisant les contributions basses fréquences ($Data(MRD)$, voir chapitre 3 et 5) et (ii) les flux estimés traditionnellement à l'aide d'une moyenne de Reynolds de 15 minutes ($Data(raw)$). Les différentes méthodes d'estimation des flux se sont montrées importantes dans les analyses faites au chapitre 3 et 5 afin de confronter les observations aux lois théoriques de turbulence de couche de surface. En revanche, l'écart généré par ces différentes méthodes, se montre négligeable par rapport à l'écart entre les observations ($Data(MRD)$ ou $Data(raw)$) et les modélisations. Les écarts sont, par contre, non négligeables pour la TKE entre $Data(MRD)$ et $Data(raw)$, y compris relativement aux modélisations (voir figures 6.18 et 6.19).

Pour la situation de catabatique perturbé (figure 6.18), la modélisation $SBL(l_m G10)$ présente un maximum de vent proche de la surface ($z_j \sim 1\text{m}$ contre $z_j \sim 3\text{m}$ pour les observations) et une inflexion du profil de température potentielle dans la même zone du profil (figure 6.18 (a)). La diffusivité turbulente de chaleur montre des valeurs comprises entre la diffusivité de chaleur effective et la diffusivité issue de $SBL(l_m \propto \kappa z)$. En revanche, la

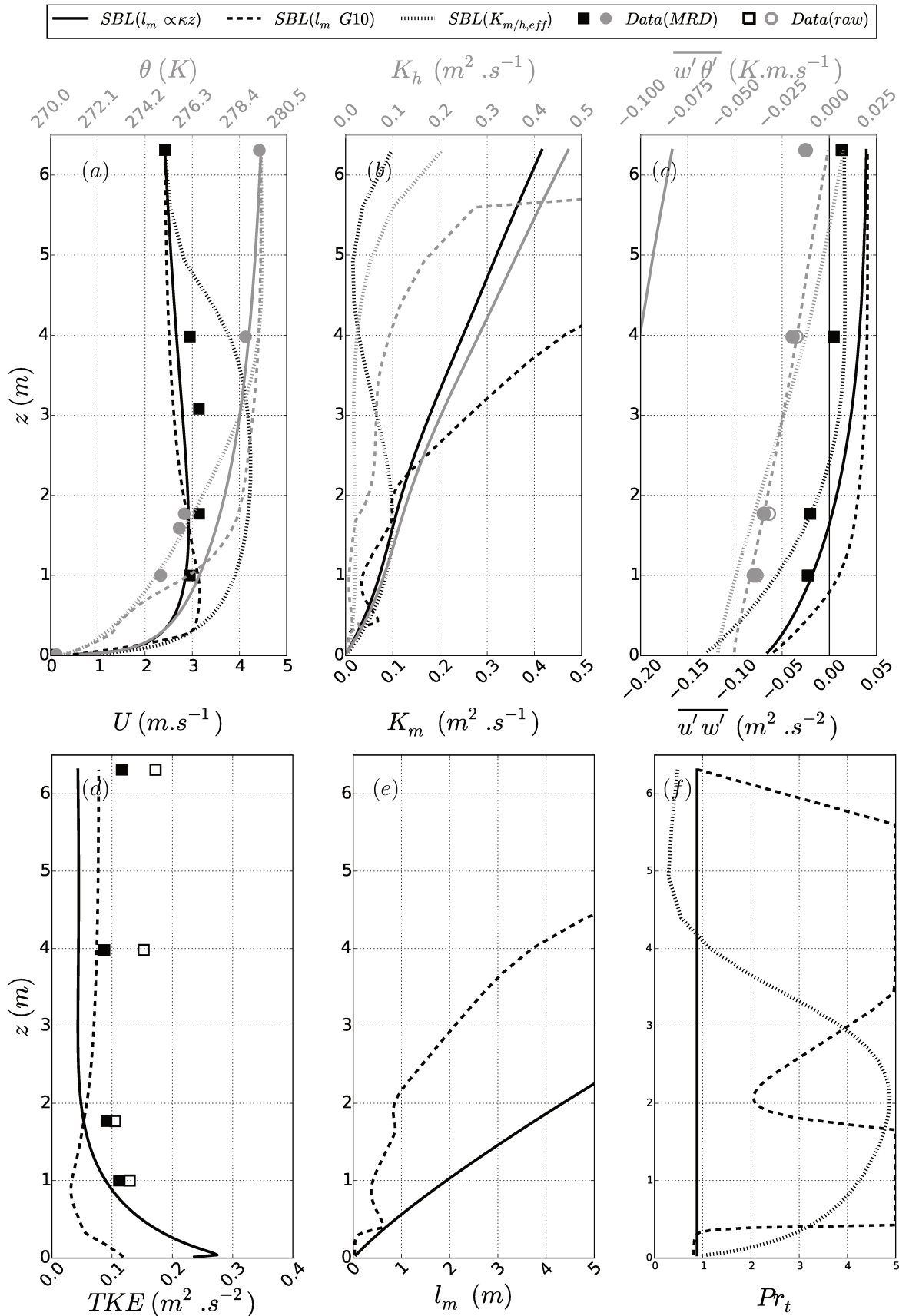


FIGURE 6.18: Diagnostic de la simulation et de l'observation "catabatique perturbé" (seg. n°35). (a) vitesse et température; (b) diffusivité turbulente de QdM et de chaleur; (c) flux QdM et de chaleur; (d) TKE; (e) longueur de mélange et (f) Pr_t .

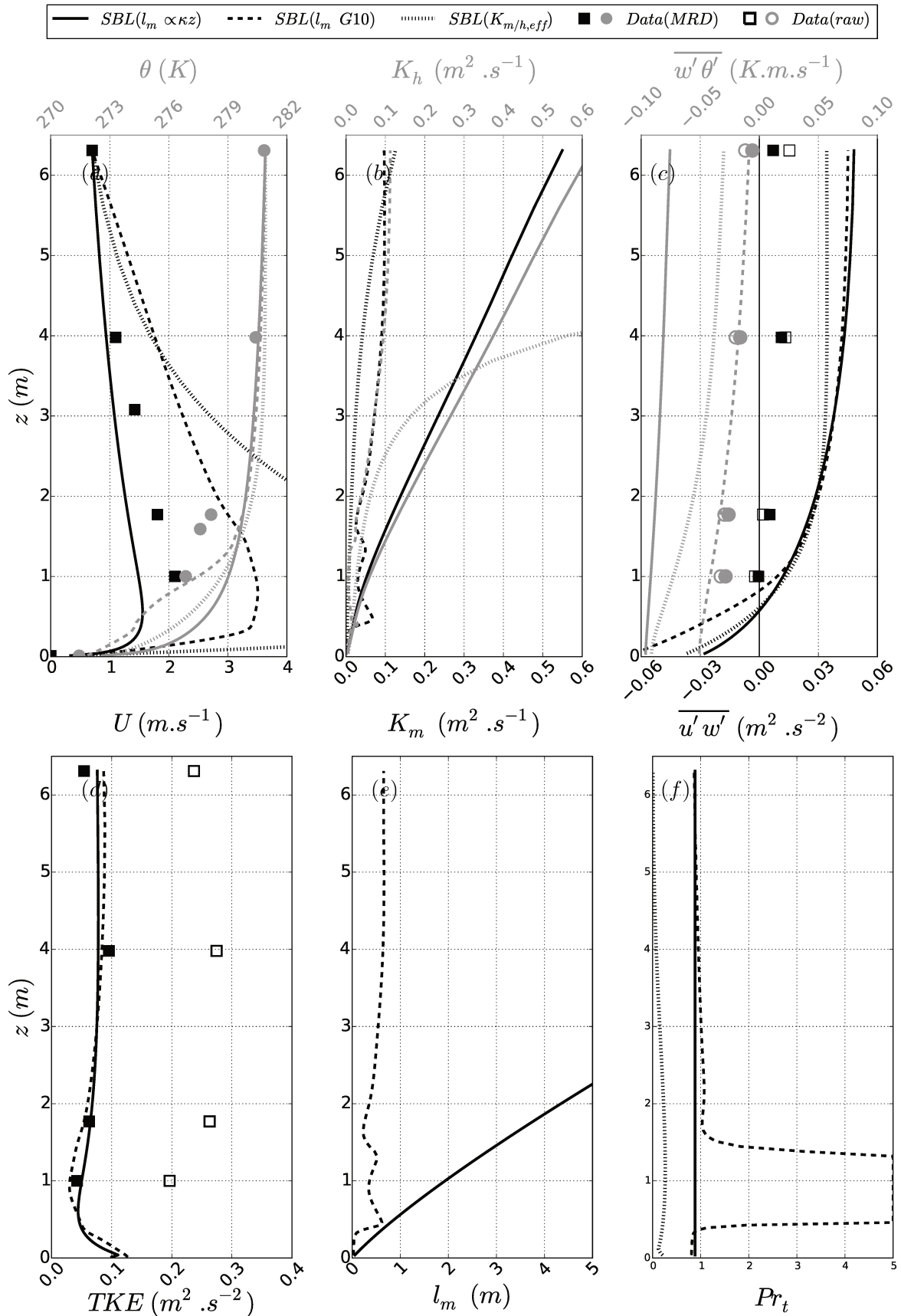


FIGURE 6.19: Diagnostic de la simulation et de l'observation "purement catabatique" (seg. n°17). (a) vitesse et température; (b) diffusivité turbulente de QdM et de chaleur; (c) flux QdM et de chaleur; (d) TKE; (e) longueur de mélange et (f) Pr_t .

diffusivité de QdM présente des fortes valeurs ($> K_m(SBL(l_m \propto \kappa z))$) dans la partie haute du profil. Cette modélisation génère des flux turbulents du bon ordre de grandeur en comparaison des observations (figure 6.18 (c)). Cependant, ces valeurs de flux corrects sont le produit d'une diffusivité turbulente de QdM excessive compensée par un gradient vertical de vent quasiment nul en haut du profil. Le profil de nombre de Prandtl montre deux zones impactées par la limitation imposée de $Pr = 5$ (figure 6.18 (f)), ce qui minimise la pertinence de cette modélisation dans cette configuration. Le profil de TKE issu de la modélisation $SBL(l_m G10)$ présente un minimum local d'énergie dans la région du maximum de vent.

Pour la situation purement catabatique, la modélisation $SBL(l_m G10)$ présente une hauteur de maximum de vent en accord avec les observations ($z_j \sim 1m$, figure 6.19). L'inflexion sur le profil de température potentielle est également présente. Le flux turbulent de chaleur sensible est du bon ordre de grandeur en comparaison des observations. Le profil de nombre de Prandtl montre une seule zone impactée par la limitation imposée sur le nombre de Pr (figure 6.19 (f)). Cette zone montre nécessairement une divergence du nombre de Richardson due à l'annulation locale du cisaillement. La limitation du nombre de Prandtl, au vue de la paramétrisation 6.26, est donc numériquement indispensable dans la région du maximum de vent.

Le modèle modifié complet (simulations $SBL(l_m G10)$) réagit différemment selon les situations d'écoulement catabatique modélisées. Dans la situation purement catabatique, le modèle modifié génère un maximum de vent surestimé mais à une hauteur correspondant aux observations ($z_j \sim 1m$). La paramétrisation de longueur de mélange (de Grisogono 2010) n'engendre pas d'augmentation non-réaliste de la diffusivité sur le haut du profil, ce qui fait partie des améliorations notables du modèle. Une conséquence importante est un flux de chaleur sensible modélisé semblable aux observations et ceci sur toute la hauteur du profil. La modélisation est cependant perfectible pour le flux de QdM, qui reste légèrement surestimé. Le modèle modifié semble moins bien réagir à la situation de catabatique perturbé. Le nombre de Pr est limité, en plus de la région du maximum de vent, dans une zone où le Pr n'est pas sensé diverger. Cette divergence est liée à un $du/dz \rightarrow 0$ dans le haut du profil, lui même engendré par une diffusion importante dans la même zone. Cette situation d'écoulement est donc moins bien représentée.

Bien que le comportement du modèle ne semble pas réagir correctement à toutes les situations d'écoulement, il est davantage représentatif de l'écoulement en intégrant les paramètres locaux (cisaillement et stratification) en comparaison d'un modèle de couche limite standard. De plus, les flux de chaleur sensible modélisés sont améliorés.

Il semble donc nécessaire de poursuivre l'amélioration du modèle afin de pouvoir le généraliser. Parmi les nombreux tests effectués sur la modification du modèle 1D, la différenciation des longueurs de mélange et de dissipation a montré de bons résultats. Cette modification est en lien avec la remarque de Mellor and Yamada 1982 qui suggère qu'une faiblesse importante des modèles est qu'une unique définition d'échelle de longueur soit paramétrée. Les figures 6.20 et 6.21 montrent les résultats de simulation en reprenant la définition de la longueur de dissipation décrite en 6.8. Bien que ne présentant plus de consistance avec le développement proposé par Grisogono 2010, cette paramétrisation "hybride" ($l_m(G10)$ et l_ϵ telles que définies en 6.8) montre de bons accords avec les observations. Il s'agit donc d'une piste d'amélioration à considérer.

L'intégration des paramètres optimaux (définis au paragraphe 6.3.3) au sein des simulations réalistes turbulentes (via le schéma de turbulence complet) n'engendre pas de solution physique. Le relachement de la contrainte (forte) sur la diffusivité turbulente — qui avait permis de représenter les observations via les paramètres optimaux — rend le système encore plus non-linéaire et nous ne sommes pas parvenu à trouver un ensemble optimal de paramètres.

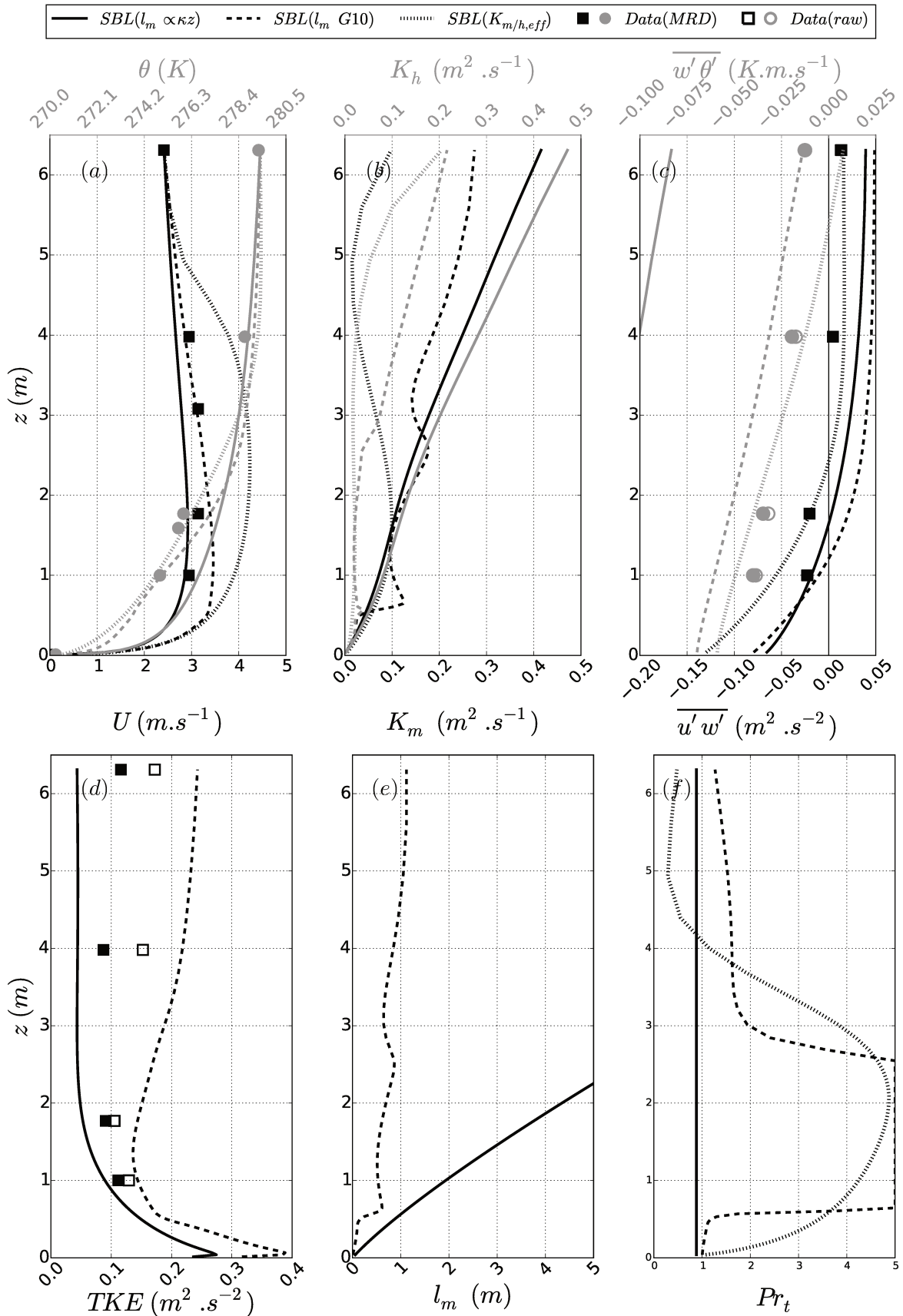


FIGURE 6.20: Modèle "hybride", voir texte. Diagnostic de la simulation "hybride" et de l'observation "catabatique perturbée" (seg. $n^{\circ}35$). (a) vitesse et température; (b) diffusivité turbulente de QdM et de chaleur; (c) flux QdM et de chaleur; (d) TKE; (e) longueur de mélange et (f) Pr_t .

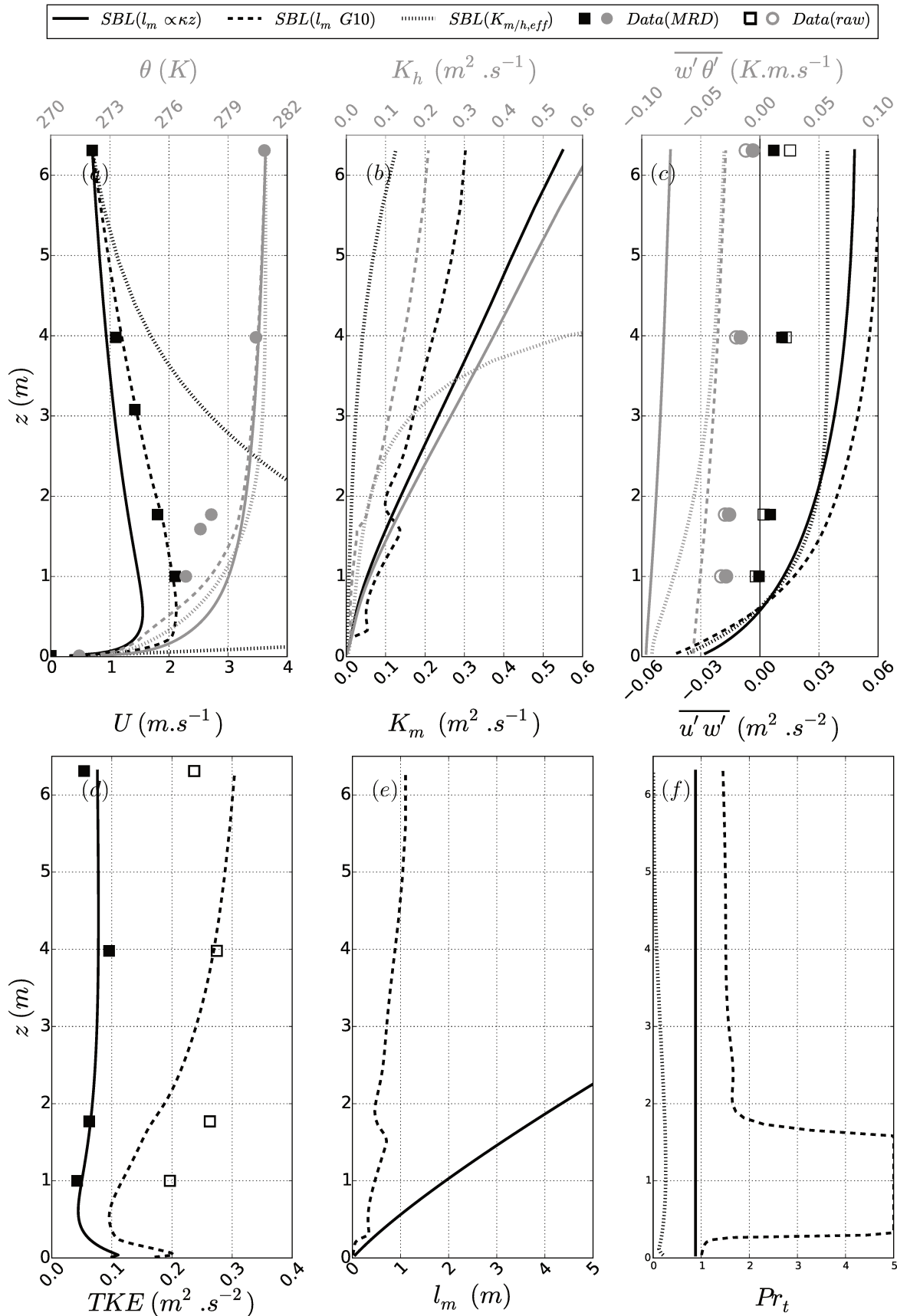


FIGURE 6.21: Modèle "hybride", voir texte. Diagnostic de la simulation "hybride" et de l'observation "purement catabatique" (seg. n°17). (a) vitesse et température ; (b) diffusivité turbulente de QdM et de chaleur ; (c) flux QdM et de chaleur ; (d) TKE ; (e) longueur de mélange et (f) Pr.

Cependant, l'enjeu des tests effectués sur l'influence de ces paramètres n'était pas de trouver une solution représentative d'un écoulement "ponctuel". L'étude de l'impact de ces paramètres a principalement mis en évidence la sensibilité de la modélisation d'un écoulement catabatique à des paramètres autres que ceux en lien direct avec la paramétrisation de la turbulence. La paramétrisation de la turbulence pour les écoulements catabatiques au sein d'un modèle $1D$ d'ordre 1.5 reste problématique (Denby 1999, Grisogono 2010). Cependant, il faut garder à l'esprit que l'écoulement, observé et souvent utilisé comme référence pour les modélisations, est également extrêmement sensible à des paramètres étrangers aux paramétrisations de la turbulence.

6.4 Conclusions

Nous avons détaillé dans ce chapitre l'ensemble des étapes — à la fois techniques et théoriques — permettant une transition progressive de la modélisation $1D$ d'une couche limite atmosphérique standard (logarithmique) vers la modélisation d'un écoulement catabatique. L'intégration des termes sources de l'écoulement catabatique, constituant également le couplage direct entre les équations de vitesse et de température, a été détaillée. Le modèle de turbulence d'ordre 1.5 a également été adapté pour répondre à la modélisation de ces écoulements : (i) l'équation pronostique de TKE a été complétée en ajoutant un terme de transport (diffusion) turbulent de TKE et (ii) une paramétrisation de longueur de mélange intégrant à la fois les effets de cisaillement et de stratification a été implémentée. Ce modèle modifié a ensuite été validé en comparaison d'un cas théorique. Une étude paramétrique a également été effectuée. Afin de s'affranchir des degrés de liberté liés à un modèle de turbulence, cette étude paramétrique a été effectuée en prescrivant les profils de diffusivité turbulente (estimés à partir des observations). Malgré cela, le système, fortement non linéaire, a montré un comportement complexe et une grande sensibilité à des paramètres représentant des phénomènes physiques potentiellement présents dans les configurations réelles. La contribution de ces paramètres est *a priori* étrangère à la paramétrisation de la turbulence. La modélisation simple d'une vitesse d'entraînement, la modélisation du renforcement de la stratification en paroi (paramètre de non-linéarité dans l'équation de température), et la définition de la température de référence ont montré un impact fort sur la modélisation de l'écoulement. La modélisation numérique réaliste exacte d'un écoulement catabatique observé ne semble donc pas directe. En revanche, les modélisations turbulentes $1D$ réalistes (intégrant le modèle de turbulence modifié), génèrent, au sommet de l'écoulement, des flux davantage en accord avec les observations et ceci principalement pour le flux de chaleur. Ce sont justement les flux turbulents qui sont fournis au modèle atmosphérique $3D$ situé au-dessus. Une meilleure représentation, par ces flux, de la physique observée au voisinage de la surface, constitue donc une amélioration du modèle de surface ; celui-ci fournissant la condition en limite basse du modèle atmosphérique. Les modélisations atmosphériques couplées à un tel modèle de surface devraient donc pouvoir intégrer correctement l'effet de l'écoulement catabatique sur les couches supérieures de l'atmosphère.

Conclusions

L'objectif de cette thèse était d'apporter une contribution à la compréhension et à la modélisation du processus turbulent d'écoulement catabatique. Ce travail se situe donc dans le contexte général de l'étude de la couche limite atmosphérique stable en zone de relief. La question générale de recherche à laquelle cette thèse apporte une contribution est la suivante. Quelles sont les caractéristiques de la turbulence qui gouvernent le processus d'écoulement catabatique, et quelles sont les possibilités de modélisation et de paramétrisation de ce processus ? Afin de répondre à cette question globale de recherche, la thèse s'est articulée autour de trois volets :

- Premièrement, des simulations numériques $3D$ réalistes en zone de montagne ont été effectuées par la méthode de simulation des grandes échelles. Les résolutions, aussi bien spatiale que temporelle de ces simulations, ont été poussées à leur maximum afin d'estimer les possibilités de reproduire numériquement la physique observée. Ces simulations ont permis d'apprécier les capacités des moyens actuels à représenter une partie des écoulements complexes qui peuvent avoir lieu en présence de topographie accidentée et en condition de forte stabilité. Ces simulations ont également permis d'identifier les faiblesses du système de modélisation utilisé qui est par ailleurs représentatif des systèmes les plus répandus dans la communauté. Ces faiblesses sont principalement : *(i)* la paramétrisation inappropriée de la condition en limite de surface du modèle atmosphérique et *(ii)* la paramétrisation souvent trop diffusive de la longueur de mélange du modèle de turbulence.
- Deuxièmement, afin de mieux comprendre la physique étudiée et ceci dans l'objectif d'apporter une contribution aux problématiques identifiées de modélisation, une campagne de mesure a été mise en place. Les données recueillies se sont avérées très riches en information tout en présentant une complexité notable quant à leur traitement. Les niveaux d'énergie étudiés sont faibles relativement à la large gamme d'échelles en jeu. Ceci constitue la principale difficulté d'interprétation de la turbulence locale. Les outils statistiques et conceptuels, permettant de décrire en partie la turbulence, ont donc été mis en place. L'analyse de ces données a révélé des comportements singuliers de la turbulence, propres au processus d'écoulement catabatique.
- Troisièmement, des modélisations $1D$ ont été développées afin de contribuer à la recherche de paramétrisation de ces écoulements. Ces développements ont été effectués en gardant à l'esprit les particularités de la turbulence observée ainsi que les enjeux en terme de modélisation. Une solution concrète pour répondre à la problématique de la condition en limite de surface des modèles atmosphériques est proposée et mise en place. Les limitations de cette solution sont également présagées.

Le premier volet de la thèse traite de simulations réalistes LES mises en place et présentant une forte résolution. Le forçage du domaine numérique le mieux résolu spatialement ($2m$ sur l'horizontale) a été soigné afin de représenter des conditions les plus réalistes possibles. Ce forçage est effectué grâce à des champs de données estimés numériquement en tenant compte de l'ensemble des reliefs environnants. Deux résolutions verticales sont testées : $\delta_{z_{ground}} = 2m$ et $\delta_{z_{ground}} = 10m$. La plus forte ($\delta_{z_{ground}} = 2m$) représente la résolution maximale qu'il a été possible de mettre en place dans cette zone de topographie accidentée. La plus grossière ($\delta_{z_{ground}} = 10m$) se rapproche de l'ordre de grandeur des résolutions verticales typiquement utilisées au sein des modèles opérationnels. L'analyse des simulations numériques se décompose en deux catégories selon les échelles considérées. La première catégorie représente les méso-échelles modélisées de la CLA. Nous retenons que :

- les simulations réalisées sont capables de représenter l'écoulement complexe au voisinage d'une topographie réaliste accidentée et montrant des fortes pentes. L'écoulement modélisé présente des cellules de recirculation horizontales de petite échelle ($\sim 500m$) ainsi que des phénomènes de déviation ou de confinement de l'écoulement menant à des survitesses locales (effet Venturi). Cette description fine de l'écoulement méso-échelle, par le modèle atmosphérique, permet d'analyser la situation dans laquelle sont positionnées les observations.
- à l'échelle de la pente, l'écoulement catabatique modélisé montre une variabilité spatiale répondant principalement à celle de la topographie. Cette précision de modélisation réaliste permet de prendre en compte les interactions locales de différents écoulements voisins. Les simulations apportent ici une description fine de l'écoulement qu'il est difficile d'obtenir localement via des observations.
- les simulations numériques montrent une évolution temporelle réaliste de l'établissement de l'écoulement catabatique en fin de journée. Les variations de l'écoulement modélisé, en fonction des variations temporelles sensibles du forçage extérieur, sont également correctement représentées.
- l'écoulement catabatique modélisé montre une hauteur de maximum de vent non réaliste. Ce biais de modélisation peut être néfaste pour des simulations de plus grande échelle (échelle d'une vallée) portant sur les phénomènes d'apparition et de destruction de *Cold Air Pool*.

La description fine de l'écoulement autour du relief, accompagnée d'un biais sur la modélisation de l'écoulement catabatique, suggère que le verrou de modélisation se situe proche de la surface. Nous nous sommes ainsi focalisés sur la problématique de la condition en limite basse du problème. La seconde catégorie d'analyses des simulations est concentrée sur la modélisation du processus d'écoulement catabatique au sein du même modèle. Il en est ressorti que :

- une résolution verticale de $2m$ n'est pas suffisante pour modéliser correctement un écoulement catabatique réel sur pente raide ($\alpha \gtrsim 20^\circ$).
- l'unique modification de la condition en limite de surface permet une nette amélioration des simulations par rapport aux observations. Cette modification consiste en une paramétrisation différente des flux turbulents prescrits par la surface au modèle atmosphérique.
- une résolution verticale de $10m$, qui se rapproche d'un cas applicatif de modèle opérationnel, n'est pas capable de représenter l'écoulement catabatique ($\lesssim 10\%$ de la vitesse observée).

Ces conclusions motivent l'intérêt de progresser vers une paramétrisation de condition en limite de surface permettant de simuler l'impact de l'écoulement catabatique sur la dynamique de l'atmosphère modélisé.

Le second volet de la thèse porte sur l'observation d'écoulement catabatique. Nous nous sommes principalement attachés à caractériser la turbulence observée au sein de ce type d'écoulement sur pente relativement raide ($\alpha \approx 20^\circ$) au regard des pentes généralement étudiées dans la littérature. Les résultats analysés dans ce mémoire portent principalement sur les données d'un mat de mesure sur lequel étaient installés quatre niveaux d'anémomètre sonique. Ceux-ci ont permis de décrire l'écoulement de part et d'autre du jet catabatique. Nous retenons que :

- un nouveau site d'observation, propice à l'étude des écoulements catabatiques, a été choisi durant ce travail de thèse : la face Ouest du Grand-Colon dans le massif de Belledonne, à 15km à vol d'oiseau à l'Est de la ville de Grenoble. Le choix de ce site d'observation s'est avéré pertinent puisque les processus naturels se développant localement sont exactement ceux recherchés pour l'étude. De plus, ce site permet le déploiement de différents lieux de mesure ayant des caractéristiques différentes : pente raide à modérée et nature de surface variable mais organisée selon l'altitude (principalement alpages et forêt). De plus, l'accessibilité de ce site facilite la logistique nécessaire à l'organisation de campagne de mesure. Il constitue ainsi un dispositif expérimental naturel qui pourra faire l'objet de nouvelles périodes d'observation.
- sur ce site d'observation, une première campagne de mesure a été conçue et réalisée. La localisation du mat de mesure au sein de la pente ainsi que l'organisation verticale des anémomètres soniques se sont montrées pertinentes afin de révéler des caractéristiques de la turbulence propres aux écoulements catabatiques. Les deux niveaux inférieurs de mesure, situés à 1m et 1.77m perpendiculairement au-dessus de la surface, se sont avérés indispensables afin de mener à bien les analyses en décrivant, au moins partiellement, la partie inférieure du jet catabatique.
- un contrôle qualité statistique, portant sur les critères de représentativité du calcul des flux turbulents, a été indispensable à l'analyse des données et celui-ci a été mis en place. Ces critères statistiques de convergence ont conduit à rejeter plus de 50% des segments de mesures. La dégradation statistique des segments est nettement accentuée au-dessus du maximum de vent où les perturbations externes interfèrent librement avec l'écoulement local. Sous le maximum de vent, la proximité de la surface et la très forte stratification (liée au refroidissement en paroi superposé à la stratification environnante) limitent le développement des grandes structures tourbillonnaires. La meilleure qualité statistique des segments de mesures situés sous le maximum de vent est également liée à un découplage partiel de l'écoulement entre la partie supérieure et la partie inférieure du jet de paroi.
- l'analyse en décomposition multi-résolution (MRD) des flux turbulents montre un comportement de la turbulence complexe et hétérogène sur la verticale. Les estimations MRD des flux de quantité de mouvement indiquent un gap spectral à une échelle de temps faible ($6s \lesssim \tau_{gap} \lesssim 30s$) et peu définie. Il est également impossible de définir une échelle caractéristique de la turbulence par la méthode MRD en se basant sur le flux de quantité de mouvement dans la région du maximum de vent. Par altitude de mesure, les échelles de temps caractéristiques, séparant la turbulence des perturbations externes, sont donc choisies à partir des estimations MRD sur les flux de chaleur sensible. Ceci a montré la présence d'un gap spectral à une échelle temporelle caractéristique de l'ordre de la

minute. Les échelles caractéristiques de la turbulence issues des analyses MRD montrent une évolution selon le positionnement au sein du jet de paroi. Ces temps caractéristiques sont interprétés comme le temps d'intégration pour la moyenne de Reynolds permettant de définir les champs fluctuants et, par conséquent, les flux turbulents. Ceci met en évidence la nécessité d'adapter la longueur de la moyenne de Reynolds suivant le niveau d'observation au sein d'un écoulement catabatique.

- l'estimation des flux turbulents de quantité de mouvement et de chaleur s'est montrée très sensible à la méthode de calcul employée. Il a été retenu la méthode de calcul des flux turbulents par la méthode MRD. Cette méthode a permis de réduire les variabilités inter-segments (écart-type) sans réduire de manière notable la valeur moyenne des flux.
- les analyses spectrales ont montré des comportements originaux. Aux hautes fréquences, la turbulence présente une zone inertielle dont l'étendue évolue en fonction de la surface. Cette évolution est directement en lien avec la distance à la paroi, définissant la fréquence d'injection locale d'énergie par cisaillement. Autour de l'altitude du maximum de vent, le cisaillement disparaît et un déficit d'injection locale d'énergie est observé à la fréquence correspondante. Ceci engendre une pente intermédiaire dans les spectres ne répondant à aucune théorie connue. Aux basses fréquences, l'écoulement est perturbé par des fluctuations externes, intermittentes et sous-échantillonnées. La correspondance des spectres observés avec les courbes universelles *Kansas curves* n'est pas directe. La pente intermédiaire sur les spectres de vitesse longitudinale, identifiée comme déficit d'injection locale d'énergie, ainsi que les perturbations basses fréquences inhérentes à l'écoulement naturel observé, ne sont pas intégrées dans les courbes théoriques. Sur les spectres de vitesse verticale, les basses fréquences sont mécaniquement filtrées par la surface via le phénomène de blocage; ceci rapproche les observations des courbes théoriques.
- les analyses cospectrales C_{ww} ont également montré un comportement singulier, propre au processus d'écoulement catabatique. En traversant le jet de paroi, les contributions énergétiques (issues des corrélations croisées positives ou négatives) ont montré une zone de recouvrement progressif en fonction des fréquences considérées. Il a été montré que les petites structures turbulentes traversent le jet de paroi, depuis la zone inférieure du jet, en direction de la zone supérieure. Ce phénomène est la manifestation d'une diffusivité turbulente hétérogène selon les échelles considérées. Nous avons montré que le profil de flux turbulent de quantité de mouvement est ainsi décallé vers les valeurs négatives, générant une contradiction locale (autour du maximum de vent) entre le flux turbulent et le gradient local de vitesse longitudinale. Ce comportement semble invalider le concept de diffusivité turbulente (*K-theory*) dans la région du maximum de vent. Ces phénomènes matérialisent la complexité du processus en jeu.
- l'adimensionnement local permet d'obtenir des relations flux-variance en accord avec la théorie des similitudes pour la composante verticale de vent ainsi que pour la température.
- en revanche, les fonctions de gradient sans dimension de vitesse issues de la théorie des similitudes de Monin-Obukhov ne représentent pas l'écoulement dès que le critère de stabilité $\zeta > 0.2$. Les gradients sans dimension de température observés sont davantage dispersés autour des courbes théoriques pour $\zeta < 1$ et ne montrent plus d'accord avec la théorie pour $\zeta > 1$.
- une méthode alternative d'estimation des flux turbulents en surface, dérivée d'un modèle de type Prandtl à diffusivité variable, a été utilisée. L'estimation du flux de quantité de mouvement en surface s'est avérée pertinente alors que l'estimation du flux de chaleur

sensible montre une dispersion importante.

- le bilan de TKE présente un comportement standard de couche limite dynamique pour $z \lesssim z_j/2$, où la dissipation visqueuse équilibre la production par cisaillement. En revanche, dès $z > z_j/2$, la production par cisaillement diminue jusqu'à disparaître en z_j où un terme résiduel associé à du transport turbulent de TKE montre un maximum local.

Ces analyses ont permis de quantifier, pour notre cas d'étude d'écoulement catabatique, les limitations déjà connues des théories classiques de couche limite. Elles ont également révélé des comportements spectraux singuliers propres au processus d'écoulement catabatique qui ne sont, à notre connaissance, pas encore décrits dans la littérature.

Enfin, le troisième volet de cette thèse se concentre sur une étude numérique $1D$. Cette étude avait pour objectif de développer, dans les situations d'écoulement catabatique, une solution permettant de prescrire au modèle atmosphérique, en surface, une condition aux limites adaptée. Seules les modélisations $1D$ *offline* sont validées et présentées dans ce rapport. Nous notons que :

- un modèle multicouche $1D$ de surface existant a été modifié pour modéliser le processus d'écoulement catabatique. Les termes sources de l'écoulement ont été ajoutés aux équations de vitesse et de température. Le schéma de turbulence a été adapté, d'une part en intégrant le terme de transport turbulent de TKE non négligeable dans la zone du maximum de vent et d'autre part en implémentant une paramétrisation de longueur de mélange alternative. Cette paramétrisation dépend des caractéristiques locales de l'écoulement catabatique (stratification et cisaillement) et constitue ainsi une meilleure représentativité de la physique. Les modifications du modèle ont été validées en comparaison d'un modèle analytique.
- une étude paramétrique a été mise en place, dans laquelle la turbulence a été "figée" puisque des profils de diffusivité turbulente sont prescrits au modèle en s'inspirant des observations. L'étude paramétrique porte sur des termes additionnels dans le système d'équation classiquement utilisé pour représenter un écoulement catabatique $1D$. Ces termes, qui disparaissent des modèles analytiques classiques du fait des simplifications inhérentes à l'hypothèse d'unidirectionnalité et d'homogénéité horizontale, se montrent pourtant aisément présents dans la nature. Parmi ces paramètres, la définition de la température de référence, la présence d'une vitesse d'entraînement au sommet du profil ainsi que le paramètre de non linéarité dans l'équation de température se sont montrés les plus influents. Un ensemble de paramètres est proposé afin de pouvoir représenter l'écoulement observé via le modèle numérique $1D$. Ces paramètres, représentant une simplification des processus, ne peuvent pas être généralisés et nécessitent ce type d'étude paramétrique. Ce constat souligne la grande sensibilité de l'écoulement étudié aux paramètres usuellement négligés dans des modélisations $1D$.
- les modélisations turbulentes $1D$, intégrant des forçages réalistes issus des observations, sont mises en place. Elles permettent de tester, en comparaison d'observation, le modèle $1D$ modifié. La paramétrisation de longueur de mélange implémentée améliore la modélisation. Les modélisations ainsi effectuées se rapprochent des observations, notamment en terme de flux turbulent au sommet de la couche modélisée. La définition correcte de ces flux représente précisément l'enjeu des simulations $1D$ dans l'objectif d'un éventuel couplage avec un modèle atmosphérique.

Ces trois volets de la thèse ont couvert un large spectre d'analyses qui a permis d'apporter une contribution à la compréhension et à la modélisation des écoulements catabatiques. Nous avons : *(i)* identifié les problématiques en terme de modélisation numérique du processus à l'aide de simulations LES réalistes à haute résolution ; *(ii)* apporté une contribution sur l'analyse de la turbulence au sein des écoulements catabatiques et *(iii)* proposé une solution permettant d'intégrer, en condition en limite de surface d'un modèle atmosphérique, les termes sources de l'écoulement catabatique.

Perspectives

Le travail réalisé durant cette thèse a permis d'apporter une contribution sur la compréhension du processus étudié ainsi que sur sa modélisation. Les résultats appellent également à poursuivre certains axes de recherche qu'ils soient transversaux ou dans la lignée directe de cette thèse.

En terme de modélisation numérique de couche limite atmosphérique stable, les perspectives proposées dans ce travail de thèse sont :

- quantifier l'amélioration — grâce à la définition plus précise de la condition en limite de surface — de la modélisation du phénomène de génération et de destruction de *Cold Air Pool*. Ceci peut être effectué, par exemple, en réalisant des simulations numériques *3D* idéalisées via des configurations numériques similaires à celles mises en place dans cette thèse avec l'outil existant de modèle de surface multicouche *1D*. Les écoulements catabatiques modélisés localement ayant montré, dans ce travail, une sensibilité forte aux prescriptions modifiées de condition en limite de surface, l'alimentation des *Cold Air Pool* devrait également être impactée.
- actualiser la méthode de couplage, entre le modèle de surface *1D* modifié et le modèle atmosphérique, afin de transmettre au modèle atmosphérique (quelle que soit sa résolution) la physique de la nouvelle "couche de surface" qui intègre, à présent, l'écoulement catabatique. Ceci devrait avoir un impact conséquent sur les basses couches de l'atmosphère modélisée.

Les analyses des observations ont permis de révéler des comportements singuliers et originaux de la turbulence au sein des écoulements catabatiques. Elles ont contribué à expliquer les difficultés rencontrées en termes de modélisation et de paramétrisation de l'écoulement et de la turbulence associée. Ces analyses ont également mis en évidence que les différents processus semblent davantage complexes que présagé. Ainsi, des nouvelles observations pourront apporter des contributions supplémentaires qui permettront d'étendre les résultats obtenus dans ce travail. Différents points devront donc être considérés dans la mise en place de prochaines campagnes de mesure afin de progresser vers la compréhension de certains aspects :

- prendre en compte, dans les analyses des fonctions flux-gradient, la totalité des segments de mesures, y compris ceux situés dans la région du maximum de vent. Pour ce faire, il est nécessaire d'obtenir une estimation plus fine des gradients de vitesse et de température moyennes autour de chaque mesure de turbulence. Ceci implique l'optimisation de

l'installation expérimentale, par exemple, en encadrant au plus proche possible chaque capteur haute fréquence par des capteurs de champs moyen.

- fermer les problèmes d'estimation fine de : *(i)* la valeur de la température de référence, *(iii)* la stratification environnante et *(iii)* la vitesse de forçage extérieur au jet de paroi, il serait intéressant de réaliser des profils de vent et de température systématiquement pour chaque segment de mesure à l'aide, par exemple, d'un ballon sonde captif.
- mieux décrire spatialement la partie inférieure du jet catabatique il serait intéressant de multiplier les niveaux de mesure sous le maximum de vent, c'est à dire entre la surface et une hauteur moyenne de $2m$.
- estimer l'impact des éventuelles hétérogénéités spatiales sur les estimations statistiques, il faudra réaliser des mesures réparties spatialement sur la pente.
- améliorer la description de la zone inertielle au sein des spectres des mesures situées sous le maximum de vent, une fréquence d'échantillonnage supérieure à $20Hz$ est nécessaire.

Des études supplémentaires, intégrant ce type de donnée, pourront éventuellement, à terme, contribuer à la définition d'une nouvelle paramétrisation ayant pour objectif de remplacer la théorie des similitudes de Monin-Obukhov dans les configurations d'écoulement catabatique où celle-ci n'est plus valide.

Table des figures

1.1	Matérialisation des inversions de température.	5
2.1	Caractérisation des échelles atmosphérique spatiales (horizontales) et temporelles (extrait de Chemel 2005).	8
2.2	Schéma du bilan de flux radiatif (gauche) et du bilan énergétique (droite) de jour (haut) et de nuit (bas). Adapté de Oke 1987.	11
2.3	Théorie des vents de pentes (Extrait de Whiteman 2000).	12
2.4	Représentation schématique des écoulements de vallée durant un cycle diurne (Defant 1949, Defant 1951).	13
2.5	Changement de repère opéré.	23
2.6	Solution du modèle de Prandtl pour l'écoulement catabatique (profil de vent, température et flux turbulents), tracée sous forme adimensionnelle (extrait de Oerlemans 1998).	25
2.7	Profils adimensionnés des écoulements catabatiques représentés par la solution de Prandtl à K constant (points tiretés), simulation numérique LES (ligne pleine) et Prandtl à K variable (tiretés). Extrait de Grisogono and Oerlemans 2001b.	28
3.1	Topographie du système de vallée du "Y" grenoblois (représentée par la topographie du domaine de calcul numérique <i>DOM2</i> , voir paragraphe 3.5.3).	32
3.2	Carte IGN : Grenoble et entrée de la vallée du Grésivaudan (haut, base de donnée IGN au 100 000 ^{me}) et site de mesure sur la pente ouest du Grand Colon (bas, base de donnée IGN 25 000 ^{me}). Cartographie complète disponible sur le site http://www.geoportail.gouv.fr	34
3.3	Concentration en PM_{10} à différentes stations autour de Grenoble du 5 au 29 novembre 2012 (données Air Rhône-Alpes).	35
3.4	Croquis du mat de mesure.	36
3.5	Extrait de Wilczak et al. 2001 : définition des angles de rotation α (zénithal), β (horizontal) et γ (azimutal) permettant de passer du repère (xyz) au repère $(x'y'z')$	39
3.6	Paramètre du vent de vallée à 1700m et angles correctifs appliqués aux capteurs.	40
3.7	Directions de vent le 14/11/2012 à 18h00 : tendance Nord.	42
3.8	Directions de vent le 19/11/2012 à 18h00 : vent très faible.	42
3.9	Directions de vent le 22/11/2012 à 18h00 : tendance Sud.	43

3.10	Hauteur et valeur du maximum de vent enregistré sur le mat sous 6.76m. Données moyennées sur 1h.	45
3.11	Fraction du flux total (calculée pour $L = 3600s$) en fonction de L . La flèche montre la tendance de L (diminution) lorsque l'altitude du niveau de mesure augmente et lorsque L est estimé sur le flux de quantité de mouvement ou sur le flux de chaleur.	48
3.12	Détails des critères de non-sélection de segments pour le niveau 1 (1.0m). Lorsque le segment répond à la caractéristique, un point est positionné et ce segment est écarté des analyses classiques. La ligne <i>VALID RUNS</i> identifie les segments passant la totalité des filtres de contrôle-qualité. Les zones grisées correspondent aux nuits, de 18h à 06h. La variable V représente le vent horizontal.	49
3.13	Points bleus : identification des segments passant la totalité des filtres de contrôle qualité pour les quatre niveaux de mesure. Les lignes bleu clair représentent les profils constitués des quatre niveaux de mesure en se basant sur la sélection du premier niveau. Les zones grisées correspondent aux nuits, de 18h à 6h.	51
3.14	S_u au niveau 3 de mesure, le 19 novembre entre 21h et 23h. Exemple de spectre pour les différentes méthodes de lissages utilisées.	52
3.15	Spectre théorique d'énergie dans l'atmosphère et représentation schématique du gap spectral (extrait de Stull 1988)	54
3.16	Adapté de Vickers and Mahrt 2003 : schéma des différentes étapes de la décomposition multi-résolutions. Exemple pour une série simplifiée de vitesse verticale w . "□" : séries résiduelles wr_i ; - : moyenne des sous-segments $\overline{w}_n(m)$	56
3.17	MRD du flux de quantité de mouvement aux niveaux 1, 2, 3 et 4. Chaque courbe représente un segment de 1h sélectionné via la procédure de contrôle qualité (paragraphe 3.4.2.2). Courbe en pointillés et barres d'erreur : moyenne et dispersion des flux MRD (MRD composée).	58
3.18	MRD du flux de chaleur sensible aux niveaux 1, 2, 3 et 4. Chaque courbe représente un segment de 1h sélectionné via la procédure de contrôle qualité (paragraphe 3.4.2.2). Courbe en pointillés et barres d'erreur : moyenne et dispersion des flux MRD (MRD composée).	58
3.19	Estimations des flux moyens (gauche) et de leur dispersion inter-segments (écart-type, droite) de quantité de mouvement longitudinal (haut), transversal (centre) et de chaleur sensible (bas). Les protocoles d'estimation des flux $MRD_\tau PF_{h-\tau}$, $MRD_\tau PF_{global}$ et $FLUX_{\tau F} PF_{global}$ sont décrits dans le texte.	61
3.20	Classification des segments d'1h (en fraction de temps) en fonction du nombre de Richardson global défini entre le sol et le premier point de mesure . Gris : ensemble de tous les segments récoltés; noir : segments ayant passé l'ensemble des filtres statistiques <i>QC</i>	63
3.21	Classification des segments d'1h (en fraction de temps) en fonction du nombre de Richardson global défini entre le sol et le second point de mesure . Gris : ensemble de tous les segments récoltés; noir : segments ayant passé l'ensemble des filtres statistiques <i>QC</i>	63

3.22	Estimation des profils de champ moyen de vitesse pour deux segments de données caractéristiques. Gauche : segment présentant un maximum de vent enregistré au-dessus du premier point de mesure. Droite : profil de vent présentant un maximum de vent enregistré au premier niveau de mesure. Traits épais : "fit" composé d'une loi logarithmique et d'un polynôme d'ordre 3; traits fins : continuité des "fit" logarithmiques (trait continu) et polynomiaux (tireté). En gris : dérivée de la fonction composée (gris tireté) et la même dérivée filtrée sur 50cm (gris continu).	65
3.23	Présentation des domaines numériques et de la pente modélisée.	72
3.24	Frise chronologique des segments de calcul et des forçages effectués du 19/11 à 08h au 20/11 à 08h.	74
4.1	Topographie des domaines numériques	79
4.2	Caractéristiques de la situation le 19/11/12 à 20h.	82
4.3	Caractéristiques de la situation le 20/11/12 à 02h.	83
4.4	Série temporelle du 19/11 à 15h au 20/11 à 06h du profil <i>Mast</i> : (i) vitesse longitudinale, modélisée à $k = 5$ ($\approx 7m$, noir) et observée aux niveaux de mesures 1 (1m, bleu) et 3 (3.98m, rouge); (ii) température potentielle, modélisée à $k = 4$ (noir) et observée aux niveaux de mesures 1 (bleu) et 3 (rouge); (iii) flux de chaleur sensible modélisé par le modèle de surface <i>Surfex</i> ($z = 0m$, noir) et estimé à partir des observations au niveau 1 (bleu, voir texte). Champs de données : évolution temporelle du profil vertical (profil <i>Mast</i>) de (i) vitesse longitudinale et (ii) température potentielle, simulée au sein du domaine 6. Ligne en tireté noire : localisation du niveau $k = 4$	85
4.5	Lignes de courant et module de vent proche du relief calculé au sein du domaine 6.	87
4.6	Profils de vitesse longitudinale et de déficit de température le 19/11 à 20h et le 20/11 à 02h pour les 4 profils situés dans le domaine <i>DOM6</i> : <i>Mast</i> , <i>P1</i> , <i>P2</i> et <i>P3</i>	88
4.7	19/11 à 21h Gauche : profils de \bar{u} pour les trois configurations numériques et les observations. Droite : idem pour $\bar{\theta}$	92
4.8	19/11 à 21h. Profils de flux turbulents <i>SBG</i> , <i>RES</i> et <i>TOT</i> pour les 3 configurations numériques. Flux <i>Data</i> tels que définis au chapitre 3.	92
4.9	20/11 à 02h Gauche : profils de \bar{u} pour les trois configurations numériques et les observations. Droite : idem pour $\bar{\theta}$	93
4.10	20/11 à 02h. Profils de flux turbulents <i>SBG</i> , <i>RES</i> et <i>TOT</i> pour les 3 configurations numériques. Flux <i>Data</i> tels que définis au chapitre 3.	93
5.1	Série temporelle de la nuit de référence sélectionnée (nuit du 19/11 au 20/11 de 17h à 06h) aux niveaux de mesure 1 (traits fins) et 3 (traits épais). Zones grisées : segments de mesure exclus des analyses par le contrôle qualité présenté au chapitre 3 (portant principalement sur des critères de stationnarité). Trois premiers graphiques : composantes moyennes (noir) et <i>rms</i> des composantes fluctuantes de vitesse (gris). Graphiques 4 et 5 : flux turbulent de quantité de mouvement longitudinal et transversal. Graphique 6 : composante moyenne (noir) et <i>rms</i> de composante fluctuante de température (gris) et température de surface (ligne tiretée). Graphique 7 : flux turbulent de chaleur sensible. . .	101

5.2	Première partie de nuit (18h – 22h) : spectre de la partie basse fréquence de la composante de vitesse u pour les 4 niveaux de mesure. Ligne tiretées (f_{catab}) : fréquence théorique d’oscillation de l’écoulement catabatique pour les pentes $\alpha = 21^\circ$ et $\alpha = 43^\circ$	103
5.3	Seconde partie de nuit (00h – 03h) : spectre de la partie basse fréquence de la composante de vitesse u pour les 4 niveaux de mesure. Ligne tiretées (f_{catab}) : fréquence théorique d’oscillation de l’écoulement catabatique pour les pentes $\alpha = 21^\circ$ et $\alpha = 43^\circ$	103
5.4	Densité spectrale des composantes de vitesse u ($f.S_u(f)$ colonne de gauche) et w ($f.S_w(f)$ colonne de droite) pour la situation purement catabatique (19/11). Les spectres sont lissés selon la méthode décrite en chapitre 3 : 3 longueurs de fenêtre d’échantillonnage ($nfft$) sont utilisées pour les $f.ft$	106
5.5	Densité spectrale des composantes de vitesse u ($f.S_u(f)$ colonne de gauche) et w ($f.S_w(f)$ colonne de droite) pour la situation de catabatique perturbé (20/11). Les spectres sont lissés selon la méthode décrite en chapitre 3 : 3 longueurs de fenêtre d’échantillonnage ($nfft$) sont utilisées pour les $f.ft$	107
5.6	Profils de fréquences d’injection d’énergie pour la situation purement catabatique (19/11). Gauche : profil de fréquence d’injection de la composante u . Droite : profil de fréquence d’injection de la composante w	111
5.7	Profils de fréquences d’injection d’énergie pour la situation de catabatique perturbé (20/11). Gauche : profil de fréquence d’injection de la composante u . Droite : profil de fréquence d’injection de la composante w	111
5.8	Matérialisation du déficit d’injection locale d’énergie (triangle noir) pour $f.S_u(f)$ au niveau 1 ($z_1 = 1m$) de la situation purement catabatique (19/11) dans laquelle $z_1 \approx z_j$	112
5.9	Situation purement catabatique : spectres normalisés de u , v , w et θ . Lignes noires : courbes universelles, <i>Kansas Experiment</i> Kaimal et al. 1972.	114
5.10	Situation purement catabatique : copectres normalisés de uw et $w\theta$. Lignes noires : courbes universelles, <i>Kansas Experiment</i> Kaimal et al. 1972.	114
5.11	Situation de catabatique perturbé : spectres normalisés de u , v , w et θ . Lignes noires : courbes universelles, <i>Kansas Experiment</i> Kaimal et al. 1972.	115
5.12	Situation de catabatique perturbé : copectres normalisés de uw et $w\theta$. Lignes noires : courbes universelles, <i>Kansas Experiment</i> Kaimal et al. 1972.	115
5.13	Cospectres décomposés de uw pour la situation purement catabatique (19/11). Étoiles : cospectre de chaque fréquence (noir : positif, gris : négatif) et lignes : cospectre moyen par signe.	120
5.14	Cospectres décomposés de $w\theta$ pour la situation purement catabatique (19/11). Étoiles : cospectre de chaque fréquence (noir : positif, gris : négatif) et lignes : cospectre moyen par signe.	120
5.15	Cospectres décomposés de uw pour la situation de catabatique perturbé (20/11). Étoiles : cospectre de chaque fréquence (noir : positif, gris : négatif) et lignes : cospectre moyen par signe.	121
5.16	Cospectres décomposés de $w\theta$ pour la situation de catabatique perturbé (20/11). Étoiles : cospectre de chaque fréquence (noir : positif, gris : négatif) et lignes : cospectre moyen par signe.	121
5.17	Ratio des spectres S_w et S_u en fonction de la fréquence et pour les quatre niveaux de mesure pour la situation purement catabatique (19/11). Ligne horizontale pointillée : ratio de 4/3 attendu dans le cas d’une turbulence isotrope.	124

5.18	Ratio des spectres S_w et S_u en fonction de la fréquence et pour les quatre niveaux de mesure pour la situation de catabatique perturbé (20/11). Ligne horizontale pointillée : ratio de 4/3 attendu dans le cas d'une turbulence isotrope.	124
5.19	Histogramme des longueurs de Monin-Obukhov au niveau 1 ($z_1 = 1m$). Gris : ensemble des segments de mesures ; noir : segments de mesure vérifiant $z_j > z_1$.	127
5.20	Histogramme des longueur sans dimension z/L au niveau 1 ($z_1 = 1m$). Gris : ensemble des segments de mesures ; noir : segments de mesure vérifiant $z_j > z_1$.	127
5.21	Évolution temporelle des valeurs de hauteur de maximum de vent z_j et de longueur de Monin-Obukhov L .	128
5.22	Fonctions gradients sans dimension de vitesse (gauche) et température (droite) issues de la TSMO et calculé : (noir) lorsque le point de mesure est situé sous le maximum de vent ($z_j > z_i$ avec $i = 1, 2$) et (gris) pour tous les segments au niveau 1. Ligne noire : courbe théorique.	129
5.23	Écart-type adimensionné localement en fonction du paramètre sans dimension $\zeta = z/\Lambda(z)$ pour les trois composantes de vitesse (a , b et c) et pour la température (d). Courbes en trait plein : approximation des données par la fonction 5.8 pour les trois composantes de vitesse (voir coefficients en tableau 5.1) et par la fonction 5.10 pour la température. Courbes en tireté : fonctions extraites de $N12$	131
5.24	Gradients de vitesse (a) et de température (b) sans dimension. Symboles noir : points de mesure pris en compte pour l'analyse ; symboles gris : points de mesure écarté de l'analyse par manque de définition du gradient local (voir texte). Ligne noire : courbe théorique de la TSMO locale.	133
5.25	Profils adimensionnés par la hauteur du maximum de vent (z/z_j) des diffusivités turbulentes effectives et du nombre de Prandtl turbulent effectif. Les points noirs sont les points pour lesquels les valeurs sont négatives.	136
5.26	Profils des diffusivités et de nombre de Prandtl turbulents effectifs (étoiles) et interpolations proposées (ligne continue noire : polynôme d'ordre 3, ligne continue grise : solution empirique proposée (voir texte) et ligne pointillée : profils théoriques O'Brien 1970 pour K_m et constant pour K_h).	139
5.27	Profils de flux turbulent de quantité de mouvement a et de chaleur b adimensionnés par leur valeur en surface estimé par : la TSMO (gris) et GO01 (noir). Les lignes en tiretés sont les interpolations linéaires des flux adimensionnés entre le sol et $z/z_j = 1$.	142
5.28	Bilan d'énergie cinétique turbulente calculé sur l'ensemble des segments montrant un maximum de vent au dessus du premier niveau de mesure ($z_j > z_1$). Profils moyens : lignes ; variabilité inter-sergements (écarts-types) : zones colorées. Les termes sont : SP (production par cisaillement), BP (production par flottabilité), VD (dissipation visqueuse) et IMB (terme résiduel, comprenant les termes de transport turbulent et de pression).	145
5.29	Gauche : profil de TKE normalisée par σ_w^2 . Ligne noir : valeur moyenne. Droite : profil du flux de TKE (inspiré de Smeets et al. 2000).	146
6.1	Adaptée de Masson and Seity 2009 : Présentation schématique de différents couplages entre le schéma de surface et le schéma atmosphérique : (a) le schéma de surface est forcé "off-line", (b) le schéma de surface est couplé directement au modèle atmosphérique, (c) le schéma de surface est couplé au modèle SBL, lui-même forcé "off-line" et (d) le schéma de surface est couplé au modèle SBL, lui-même couplé au modèle atmosphérique.	153

6.2	Diagramme d'évolution indicative d'épaisseur des différentes couches caractéristiques de la CLA en fonction du paramètre de stabilité z/L et zone de validité de : (i) la loi type logarithmique ; (ii) le modèle de surface multicouche initial ; et (iii) le modèle multi couche de surface modifié dans ce travail de thèse. Inspiré de Mahrt 1998a.	154
6.3	Inspiré de Masson and Seity 2009. Cas neutre, profils théoriques et calculés par le modèle SBL de : vitesse (gauche) ; flux de QdM et de chaleur (centre) ; TKE (droite).	157
6.4	Évolution des profils de vitesse et de flux normalisés en fonction de la stabilité (augmentation de z/L).	158
6.5	Cas catabatique, profils théoriques et calculés par le modèle SBL de : vitesse (gauche) ; perturbation de température potentielle (centre) ; flux de QdM et de chaleur (droite). Cas pente : $\alpha = 30^\circ$; refroidissement : $C = -6K$; stratification : $\gamma = 0.003K.m^{-1}$; diffusivités turbulentes : $K_m = K_h = 0.01$; température de ref. : $\theta_0 = 276.15K$. $z_0(SBL) = 0.01m$	161
6.6	Vitesse et température potentielle normalisées par u_{max} et C (gauche et centre) et diffusivité correspondante (droite) pour : modèle de Prandtl à K constant (<i>Cas0</i>), modèle de Prandtl à $K(z)$ variable (<i>Cas1</i>) et modèle SBL initial (<i>Cas2</i>).	165
6.7	Gauche : Profils de température (haut) et de vitesse (bas), modèle de Prandtl et SBL modifié. Centre-gauche : longueur de mélange (haut) et diffusivité turbulente de QdM (bas). Centre-droite : Profil de TKE. Droite : bilan de TKE.	166
6.8	Gauche : Profils de température (haut) et de vitesse (bas), modèle de Prandtl et SBL modifié. Centre-gauche : longueur de mélange (haut) et diffusivité turbulente de QdM (bas). Centre-droite : profil de TKE. Droite : bilan de TKE. La hauteur du maximum de vent est représentée par une ligne en pointillés horizontale.	167
6.9	Vitesse et température potentielle normalisées par u_{max} et C (gauche et centre) pour le modèle de Prandtl à K constant (<i>Cas0</i>), modèle de Prandtl à $K(z)$ variable (<i>Cas1</i>), modèle de turbulence avec paramétrisation de longueur de mélange $\propto \kappa z$ (<i>Cas3</i>) et modèle avec paramétrisation de longueur de mélange de Grisogono 2010 (<i>Cas4</i>). Droite : longueur de mélange pour les <i>Cas3</i> et <i>Cas4</i>	170
6.10	Profils de vitesse, de température et de diffusivité dans le cas d'un écoulement catabatique avec forçage non nul au sommet du profil.	173
6.11	Simulation de référence pour le segment de donnée $n^\circ 35$ représentatif d'une situation de catabatique perturbé.	177
6.12	Variation sur le paramètre de pente α : vitesse et température potentielle (gauche), termes sources (centre) et flux de quantité de mouvement et de chaleur (droite).	179
6.13	Variation sur la température de référence θ_0 : vitesse et température potentielle (gauche), termes sources (centre) et flux de quantité de mouvement et de chaleur (droite).	180
6.14	Variation sur la stratification environnante γ : vitesse et température potentielle (gauche), termes sources (centre) et flux de quantité de mouvement et de chaleur (droite).	182
6.15	Variation sur le paramètre de non-linéarité de l'équation de température η : vitesse et température potentielle (gauche), termes sources (centre) et flux de quantité de mouvement et de chaleur (droite).	183

6.16	Variation sur l'estimation de l'advection via la vitesse d'entraînement au sommet du profil w_{top} : vitesse et température potentielle (gauche), termes sources (centre) et flux de quantité de mouvement et de chaleur (droite).	185
6.17	Modélisation de référence (ligne continues : <i>Ref.</i>) et modéliation améliorée (ligne en tiretés : <i>Tuned</i>) : vitesse et température potentielle (gauche), termes sources (centre) et flux de quantité de mouvement et de chaleur (droite). . . .	186
6.18	Diagnostic de la simulation et de l'observation "catabatique perturbé" (seg. n°35). (a) vitesse et température; (b) diffusivité turbulente de QdM et de chaleur; (c) flux QdM et de chaleur; (d) TKE; (e) longueur de mélange et (f) Pr.	188
6.19	Diagnostic de la simulation et de l'observation "purement catabatique" (seg. n°17). (a) vitesse et température; (b) diffusivité turbulente de QdM et de chaleur; (c) flux QdM et de chaleur; (d) TKE; (e) longueur de mélange et (f) Pr.	189
6.20	Modèle "hybride", voir texte. Diagnostic de la simulation "hybride" et de l'observation "catabatique perturbé" (seg. n°35). (a) vitesse et température; (b) diffusivité turbulente de QdM et de chaleur; (c) flux QdM et de chaleur; (d) TKE; (e) longueur de mélange et (f) Pr.	191
6.21	Modèle "hybride", voir texte. Diagnostic de la simulation "hybride" et de l'observation "purement catabatique" (seg. n°17). (a) vitesse et température; (b) diffusivité turbulente de QdM et de chaleur; (c) flux QdM et de chaleur; (d) TKE; (e) longueur de mélange et (f) Pr.	192
A.1	Série temporelle du 19/11 à 15h au 20/11 à 06h du profil <i>P1</i> : (i) vitesse longitudinale, modélisée à $k = 5$ ($\approx 7m$); (ii) température potentielle, modélisée à $k = 4$; (iii) flux de chaleur sensible modélisé par le modèle de surface <i>Surfex</i> ($z = 0m$). Champs de données : évolution temporelle du profil vertical (profil <i>P1</i>) de (i) vitesse longitudinale et (ii) température potentielle, simulée au sein du domaine 6. Ligne en tireté noire : localisation du niveau $k = 4$	222
A.2	Série temporelle du 19/11 à 15h au 20/11 à 06h du profil <i>P2</i> : (i) vitesse longitudinale, modélisée à $k = 5$ ($\approx 7m$); (ii) température potentielle, modélisée à $k = 4$; (iii) flux de chaleur sensible modélisé par le modèle de surface <i>Surfex</i> ($z = 0m$). Champs de données : évolution temporelle du profil vertical (profil <i>P2</i>) de (i) vitesse longitudinale et (ii) température potentielle, simulée au sein du domaine 6. Ligne en tireté noire : localisation du niveau $k = 4$	223
A.3	Série temporelle du 19/11 à 15h au 20/11 à 06h du profil <i>P3</i> : (i) vitesse longitudinale, modélisée à $k = 5$ ($\approx 7m$); (ii) température potentielle, modélisée à $k = 4$; (iii) flux de chaleur sensible modélisé par le modèle de surface <i>Surfex</i> ($z = 0m$). Champs de données : évolution temporelle du profil vertical (profil <i>P3</i>) de (i) vitesse longitudinale et (ii) température potentielle, simulée au sein du domaine 6. Ligne en tireté noire : localisation du niveau $k = 4$	224
B.1	Bilan d'énergie cinétique turbulente (adimensionnement locale : $termes \times \kappa z / u_{l*}^3$) calculé sur l'ensemble des segments montrant un maximum de vent au dessus du premier niveau de mesure ($z_j > z_1$). Profils moyens : lignes; variabilité inter-sergements (écarts-types) : zones colorées. Les termes sont : <i>SP</i> (production par cisaillement), <i>BP</i> (production par flottabilité), <i>VD</i> (dissipation visqueuse) et <i>IMB</i> (terme résiduel, comprenant les termes de transport turbulent et de pression)	226

B.2	Bilan d'énergie cinétique turbulente (non adimensionné) calculé sur l'ensemble des segments montrant un maximum de vent au dessus du premier niveau de mesure ($z_j > z_1$). Profils moyens : lignes ; variabilité inter-sergements (écarts-types) : zones colorées. Les termes sont : SP (production par cisaillement), BP (production par flottabilité), VD (dissipation visqueuse) et IMB (terme résiduel, comprenant les termes de transport turbulent et de pression)	227
C.1	Résultats de simulation $1D$ pour deux profils de diffusivité turbulente de chaleur, polynômiale d'ordre trois et tel que défini au chapitre 6	229
D.1	Impact de la variation du coefficient b dans la formulation 6.28	231
D.2	Impact de la variation du coefficient a dans la formulation 6.28	232

Liste des tableaux

3.1	Mat de vent, Baraque du Colon (hauteur max : $6.76m$).	36
3.2	Tableau des corrections de hauteur des capteurs	44
3.3	Pourcentage des segments identifiés comme contenant des défauts statistiques. Détails des identifications pour les erreurs d'estimation de flux et d'instation- narité sur le vecteur vent (voir texte).	50
3.4	Synthèse des échelles de temps définissant le pic de turbulence et le gap spectral pour les flux turbulents à chacun des niveaux de mesure.	60
3.5	Caractéristiques du maillage des 6 domaines. Les domaines grisés font partie des simulations LES, les autres domaines constituent le forçage actualisé toutes les $6h$	71
5.1	Détails des coefficients de la fonction 5.8 utilisés dans cette étude et dans l'étude de N12. Les coefficients sont donnés pour chaque composante de vitesse. . . .	132
6.1	Synthèse des paramétrisations de diffusivité	163
6.2	Synthèse des paramètres utilisés pour les simulations types : Seg. 35 pour la situation de catabatique perturbé et Seg. 17 pour le cas purement catabatique. Les paramètres grisés sont les paramètres faisant l'objet de l'étude paramétrique.	176

Bibliographie

- E. L. Andreas. Parameterizing scalar transfer over snow and ice : A review. Journal of Hydrometeorology, 3 :417–432, 2002.
- R. W. Arritt and R. A. Pielke. Interactions of nocturnal slope flows with ambient winds. Boundary-Layer Meteorology, 37 :183–195, 1986.
- C. M. Bender and S. A. Orszag. Advanced Mathematical Methods for Scientists and Engineers. McGraw-Hill, 1978.
- R. Berkowicz and L. Prahm. Evaluation of the profile method for estimation of surface fluxes of momentum and heat. Atmospheric Environment (1967), 16 :2809–2819, 1982.
- S. Blein. Modélisation numérique de couche limite atmosphérique : analyse de processus réalistes simulés à haute résolution. Master’s thesis, 2011.
- S. Blein, C. Brun, and J. Chollet. Atmospheric turbulence high resolution in mountain region : stably stratified atmospheric boundary layer on an alpine slope overlooking grenoble. In Proc. of the 31rd International Conference on Alpine Meteorology, Aviemore, Scotland, 2011.
- P. Bougeault, P. Mascart, , and J. Chaboureau. The mesonh atmospheric simulation system : Scientific documentation. Météo-France, CNRS, 2008. <http://mesonh.aero.obsmp.fr/mesonh/>, 2008.
- W. A. R. Brinkmann. Strong downslope winds at boulder, colorado. Monthly Weather Review, 102 :592–602, 1974.
- M. V. D. Broeke. Structure and diurnal variation of the atmospheric boundary layer over a mid-latitude glacier in summer. Boundary-Layer Meteorology, 83 :183–205, 1997.
- R. A. Brost and J. Wyngaard. A model study of the stably stratified planetary boundary layer. Journal of the Atmospheric Sciences, 35 :1427–1440, 1978.
- C. Brun and J. Chollet. Les of the turbulent katabatic flow developing along a hyperbolic tangent slope in stable atmospheric boundary layer. In In TSFP6, 2009, 2009.
- M. I. Budyko. Evaporation in natural conditions. Gidrometeorizdat, page 135, 1948.
- P. Burns and C. Chemel. Interactions between downslope flows and a developing col air pool. Boundary Layer Meteorology, 154 :57–80, 2014.

- J. Businger, J. Wyngaard, Y. Izumi, and E. F. Bradley. Flux-profile relationships in the atmospheric surface layer. Journal of the Atmospheric Sciences, 28 :181–189, 1971.
- S. Caughey. Boundary-layer turbulence spectra in stable conditions. Boundary Layer Meteorology, 11 :2–14, 1976.
- C. Chemel. Transport et melange en terrain complexe, application à la dynamique atmospherique dans les vallees encaissees. PhD thesis, 2005. Universite Joseph Fourier, Grenoble.
- C. Chemel, G. Arduini, C. Staquet, Y. Largeron, D. Legain, D. Tzanos, and A. Paci. Valley heat deficit as a bulk measure of wintertime particulate air pollution in the arve river valley. Atmospheric Environment, 128 :208–215, 2016.
- Y. V. Cheng and A. Howard. An improved model fir the turbulent pbl. Journal of the Atmosphéric Sciences, 59 :1550–1565, 2002.
- J. Cuxart, P. Bougeault, and J.-L. Redelsperger. A turbulence scheme allowing for mesoscale and large-eddy simulations. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 126 (562) :1–30, 2000.
- J. Cuxart, M. A. Jiménez, and D. Martinez. Nocturnal meso-beta basin and katabatic flows on a midlatitude island. Monthly Weather Review, 135 :918–932, 2007.
- M. de Franceschi, D. Zardi, M. Tagliazuca, and F. Tampieri. Analysis of second-order moments in surface layer turbulence in an alpine valley. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 135 :1750–1765, 2009.
- J. W. Deardorf. Three-dimensional numerical modeling of the planetary boundary layer. In. : Workshop on micrometeorology, Boston, 1973.
- J. W. Deardorff. Stratocumulus-capped mixed layers derived from a three-dimensional model. Boundary-Layer Meteorology, 18 :495–527, 1980.
- F. Defant. Zur theorie der hangwinde, nebst bemerkungen zur theorie der berg- und talwinde. Arch. Meteor. Geophys. Bioklim, A1 :421–450, 1949.
- F. Defant. Local winds. American Meteorological Society, page 672, 1951.
- Y. Delage. A numerical study of the nocturnal atmospheric boundary layer. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 100 :251–364, 1974.
- B. Denby. Second-order modelling of turbulence in katabatic flows. Boundary-Layer Meteorology, 92 :67–100, 1999.
- N. L. Dias, W. Brutsaert, and M. L. Wesely. Z-less stratification under stable conditions. Boundary-Layer Meteorology, 75 :175–187, 1995.
- J. C. Doran and T. W. Horst. Velocity and temperature oscillations in drainage winds. Journal of Applied Meteorology, 20 :361–365, 1981.
- P. Drobinski, P. Carlotti, R. K. Newsom, R. M. Banta, R. C. Foster, and J. Redelsperger. The structure of the near-neutral atmospheric surface layer. Journal of the Atmospheric Sciences, 61 :699–714, 2004.

- D. R. Durran. Numerical Methods for Wave Equations in Geophysical Fluid Dynamics. Springer-Verlag, New York, N, 1999.
- E. Fedorovich and A. Shapiro. Structure of numerically simulated katabatic and anabatic flows along steep slopes. In Acta Geophysica Prandtl 1942, pages 981–1010.
- J.-B. Filippi, X. Pialat, and C. B. Clements. Assessment of forefire/meso-nh for wild-land fire/atmosphere coupled simulation of the fireflux experiment. Proceedings of the Combustion Institute, 34 :2633–2640, 2013.
- J. R. Garratt. The atmospheric boundary layer. Cambridge University Press, 1992.
- B. Grisogono. Generalizing 'z-less' mixing length for stable boundary layers. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 136 :213–221, 2010.
- B. Grisogono and S. L. Axelsen. A note on the pure katabatic wind maximum over gentle slopes. Boundary-Layer Meteorology, 145 :527–538, 2012.
- B. Grisogono and D. Belusic. Improving mixing length-scale for stable boundary layers. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 134 :2185–2192, 2008.
- B. Grisogono and J. Oerlemans. A theory for the estimation of surface fluxes in simple katabatic flows. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 127 :2725–2739, 2001a.
- B. Grisogono and J. Oerlemans. Katabatic flow : Analytic solution for gradually varying eddy diffusivities. American Meteorological Society, 58 :3349–3354, 2001b.
- B. Grisogono and J. Oerlemans. Justifying the wkb approximation in pure katabatic flows. Tellus, 54A :453–462, 2002.
- B. Grisogono, L. Kraljevic, and A. Jericevic. The low-level katabatic jet height versus monin-obuhov height. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 133 :2133–2136, 2007.
- B. Grisogono, T. Jurlina, Z. VeCenaj, and I. Guttler. Weakly nonlinear prandtl model for simple slope flows. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 141 :883–892, 2015.
- D. Haugen, J. Kaimal, and E. Bradley. An experimental study of reynolds stress and heat flux in the atmospheric surface layer. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 97 :168–180, 1971.
- A. Holtslag. Estimates of diabatic wind speed profiles from near-surface weather observations. Boundary-Layer Meteorol., 29 :225–250, 1984.
- J. Howell and J. Sun. Surface layer fluxes in stable conditions. Boundary-Layer Meteorol., 1997.
- J. F. Howell and L. Mahrt. Multiresolution flux decomposition. Boundary-Layer Meteorology, 83 :117–137, 1997.
- J. Hunt and P. Carloti. Statistical structure at the wall of the high reynolds number turbulent boundary layer. Flow, Turbulence and Combustion, 66 :453–475, 2001.

- H. Högström. Non-dimensional wind and temperature profiles in the atmospheric surface-layer : A re-evaluation. Boundary Layer Meteorology, 42 :55–78, 1988.
- H. Högström. Analysis of turbulence structure in the surface layer with a modified similarity theory formulation for neutral conditions. Journal of Atmospheric Sciences, 47 :1949–1972, 1990.
- U. Högström. Review of some basic characteristics of the atmospheric surface layer. Boundary-Layer Meteorol., 78 :215–246, 1996.
- U. Högström, J. Hunt, and A. S. Smedman. Theory and measurements for turbulence spectra and variances in the atmospheric neutral surface layer. Boundary-Layer Meteorology, 103 :101–124, 2002.
- H. Irwin. Measurements in a self-preserving plane wall jet in a positive pressure gradient. Journal of Fluid Mechanic, 61 :33–63, 1973.
- J. Kaimal and J. Finnigan. Atmospheric Boundary Layer Flows : Their Structure and Measurement. Oxford University Press, Oxford, New York, 1994.
- J. Kaimal, J. Wyngaard, Y. Izumi, and O. Coté. Spectral characteristics of surface-layer turbulence. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 98 :563–589, 1972.
- I. Kavcic and B. Grisogono. Katabatic flow with coriolis effect and gradually varying eddy diffusivity. Boundary-Layer Meteorology, 125 :377–387, 2007.
- A. N. Kolmogorov. Dissipation of energy in a locally isotropic turbulence. Doklady Akad. Nauk SSSR, 32 :141–147, 1941.
- V. Kukharets and L. Tsvang. Spectra of turbulent heat flux in the atmospheric boundary layer. Izv. Atmos. Oceanic Phys., 5 :1132–1142, 1969.
- J. P. Lafore, J. Stein, N. Asencio, P. Bougeault, V. Ducrocq, J. Duron, C. Fischer, P. Hereil, P. Mascart, V. Masson, J. P. Pinty, J. L. Redelsperger, E. Richard, and J. V.-G. de Arellano. The meso-nh atmospheric simulation system. part i : adiabatic formulation and control simulations. Ann. Geophysicae, 16 :90–109, 1998.
- D. L. Laikhtman. Wind profile and the exchange in the surface layer of the atmosphere. Bull. A. Sc. USSR, Feogr. & Geophys., Serie 8(1), 1944.
- N. Lareau, E. Crosman, C. D. Whiteman, J. D. Horel, S. W. Hoch, W. O. J. Brown, and T. W. Horst. The persistent cold-air pool study. Bulletin of the American Meteorological Society, 94 :51–63, 2013.
- Y. Largeron. Dynamique de la CLA stable en relief complexe. Application aux épisodes de pollution particulaire des vallées alpines. PhD thesis, 2010. Université Joseph Fourier, Grenoble.
- Y. Largeron and C. Staquet. Persistent inversions dynamics and wintertime pm10 air pollution in alpine valleys. Atmospheric Environment, 2015.
- Y. Largeron, C. Staquet, and C. Chemel. Turbulent mixing in a katabatic wind under stable conditions. Meteorologische Zeitschrift, 19 :467–480, 2010.
- Y. Largeron, C. Staquet, and C. Chemel. Characterization of oscillatory motions in the stable atmosphere of a deep valley. Boundary Layer Meteorology, 148 :439–454, 2013.

- D. Lilly. The representation of small-scale turbulence in numerical simulation experiments. In IBM Scientific Computing Symposium on environmental sciences, pages 195–210, 1967.
- M. Litt, J.-E. Sicart, W. D. Helgason, and P. Wagon. Turbulence characteristics in the atmospheric surface layer for different wind regimes over the tropical zongo glacier (bolivia, 16°s). Boundary-Layer Meteorology, 154 :471–495, 2014.
- J.-F. Louis. A parametric model of vertical eddy fluxes in the atmosphere. Boundary-Layer Meteorology, 17 :187–202, 1979.
- Y. Mahli. The significance of the dual solutions for heat fluxes measured by the temperature fluctuation method in stable conditions. Boundary-Layer Meteorol., 74 :389–396, 1995.
- L. Mahrt. Momentum balance of gravity flows. Journal of the Atmospheric Sciences, 39 : 2701–2711, 1982.
- L. Mahrt. Stratified atmospheric boundary layers and breakdown of models. Theoretical and computational fluid dynamics, 11(3-4) :263–279, 1998a.
- L. Mahrt. Nocturnal boundary-layer regimes. Boundary-layer meteorology, 88(2) :255–278, 1998b.
- L. Mahrt, J. Sun, W. Blumen, T. Delany, and S. Oncley. Nocturnal boundary-layer regimes. Boundary-Layer Meteorology, 88 :255–278, 1998.
- P. Mascart, J. Noilhan, and H. Giordani. A modified parameterization of flux-profile relationships in the surface layer using different roughness length values for heat and momentum. Boundary-Layer Meteorology, 72 :331–344, 1995.
- V. Masson and Y. Seity. Including atmospheric layers in vegetation and urban offline surface schemes. American Meteorological Society, 48 :1377–1397, 2009.
- G. McBean. The turbulent transfert mechanisms in the atmospheric surface layer. PhD thesis, 1970. University of British Columbia, Canada.
- R. T. McNider. A note on velocity fluctuations in drainage flows. Journal of the Atmospheric Sciences, 39 :1658–1660, 1982.
- G. L. Mellor and T. Yamada. Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems. Reviews of Geophysics and Space Physics, 20 (4) :851–875, 1982.
- A. Monin and A. Obukhov. Basic laws of turbulent mixing in the surface layer of the atmosphere. Tr. Akad. Nauk SSSR Geophys. Inst., 24 (151) :163–187, 1954.
- D. Munro. Surface roughness and bulk heat transfer on a glacier : Comparison with eddy correlation. Journal of Glaciology, 35 :343–348, 1989.
- D. Nadeau, E. Pardyjak, C. Higgins, and M. Parlange. Similarity scaling over a steep alpine slope. Boundary-Layer Meteorology, 147 :401–419, 2012.
- F. T. M. Nieuwstadt. The turbulent structure of the stable, nocturnal boundary layer. Journal of the Atmospheric Sciences, 41 :2202–2216, 1984.
- J. J. O’Brien. A note on vertical structure of the eddy exchange coefficient in the planetary boundary layer. Journal of the Atmospheric Sciences, 27 :1213–1215, 1970.

- J. Oerlemans. The atmospheric boundary layer over melting glaciers. Holtslag AAM, Duynkerke PG (eds) Clear and cloudy boundary layers. Royal Netherlands Academy of Arts and Sciences : 129-153, 1998.
- J. Oerlemans. The Microclimate of Valley Glaciers. Institute for Marine and Atmospheric Research Utrecht University. Igitur, Utrecht Publishing & Archiving Services, Universiteitsbibliotheek Utrecht, 2010.
- J. Oerlemans and B. Grisogono. Glacier winds and parameterisation of the related surface heat fluxes. Tellus, 54A :440–452, 2002.
- T. R. Oke. Boundary layer climates. Routledge, London, 1987.
- A. Paci, C. Staquet, and the Passy-2015 Team. The passy-2015 field experiment : wintertime atmospheric dynamics and air quality in a narrow alpine valley. In Vol. 18, EGU2016-3162-1, 2016 EGU General Assembly, 2016.
- H. Panofsky and E. Mares. Recent measurements of cospectra for heat flux and stress. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 94 :581–584, 1968.
- O. Parmhed, J. Oerlemans, and B. Grisogono. Describing surface fluxes in katabatic flow on breidamerkurjökull, iceland. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 130 : 1137–1151, 2004.
- L. Prandtl. Führer durch die strömungslehre. Vieweg und Sohn (Braunschweig), page 382, 1942.
- J. L. Redelsperger, F. Mahe, and P. Carlotti. A simple and general subgrid model suitable both for surface layer and free-stream turbulence. Boundary-Layer Meteorology, 101 :375–408, 2001.
- P. Richards, S. Fong, and R. Hoxey. Anisotropic turbulence in the atmospheric surface layer. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 69-71 :903–913, 1997.
- P. Richards, R. Hoxey, and J. Short. Spectral models of the atmospheric surface layer. Proc. 10th Int. Conf. on Wind Engineering, Copenhagen, Denmark, 1999.
- M. W. Rotach, P. Calanca, G. Graziani, J. Gurtz, D. G. Steyn, R. Vogt, M. Andretta, A. Christen, S. Cieslik, R. Connolly, S. F. J. D. Wekker, S. Galmarini, E. N. Kadygrov, V. Kadygrov, E. Miller, B. Neininger, M. Rucker, E. V. Gorsel, H. Weber, A. Weiss, and M. Zappa. Turbulence structure and exchange processes in an alpine valley. the riviera project. American Meteorological Society, 85(9) :1367–1385, 2004.
- V. Sitaraman. Spectra and cospectra of turbulence in the atmospheric surface layer. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 96 :744–749, 1970.
- W. C. Skamarock, P. K. Smolarkiewicz, and J. B. Klemp. Preconditioned conjugate-residual solvers for helmholtz equations in nonhydrostatic models. Monthly Weather Review, 125 : 587–599, 1997.
- E. D. Skillingstad. Large-eddy simulation of katabatic flows. Boundary-Layer Meteorology, 106 :217–243, 2003.
- J. Smagorinsky. General circulation experiments with the primitive equations : I. the basic experiment. Monthly weather review, 91(3) :99–164, 1963.

- A. Smedman, H. Bergström, and U. Högström. Spectra, variances and length scales in a marine stable boundary layer dominated by a low level jet. Boundary-Layer Meteorol., 76 : 211–232, 1995.
- C. J. P. P. Smeets, P. Duynkerke, and H. F. Vugts. Turbulence characteristics of the stable boundary layer over a mid-latitude glacier. part i : A combination of katabatic and large-scale forcing. Boundary-Layer Meteorology, 87 :117–145, 1998.
- C. J. P. P. Smeets, P. G. Duynkerke, and H. F. Vugts. Observed wind profiles and turbulence fluxes over an ice surface with changing surface roughness. Boundary-Layer Meteorology, 92 :101–123, 1999.
- C. J. P. P. Smeets, P. Duynkerke, and H. F. Vugts. Turbulence characteristics of the stable boundary layer over a mid-latitude glacier. part ii : Pure katabatic forcing conditions. Boundary-Layer Meteorology, 97 :73–107, 2000.
- G. Sommeria. Three-dimensional simulation of turbulent processes in an undisturbed trade wind boundary layer. Journal of the Atmospheric Sciences, 33 :216–241, 1976.
- C. Staquet, A. Paci, J. Allard, G. Arduini, H. Barral, M. Barret, S. Blein, C. Brun, F. Burnet, G. Canut, D. Chapuis, C. Chemel, F. Chevrier, J.-M. Cohard, A. Dabas, H. Guyard, J.-L. Jaffrezo, P. Martinet, S. Mercier, G. Mocnik, I. Peinke, J. Quimbayo, J.-E. Sicard, D. Six, F. Troude, and I. Zin. The passy project : objectives, underlying scientific questions and preliminary numerical modelling of the passy alpine valley. In Proc. of the 33rd International Conference on Alpine Meteorology, Innsbruck, Austria, 2015.
- R. B. Stull. An introduction to boundary layer meteorology. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 1988.
- J. Sun, C. Nappo, L. Mahrt, D. Belusic, B. Grisogono, D. Stauffer, M. Pulido, C. Staquet, Q. Jiang, A. Pouquet, C. Yagüe, B. Galperin, R. Smith, J. Finnigan, S. Mayor, G. Svensson, A. Grachev, and W. Neff. Review of wave-turbulence interactions in the stable atmospheric boundary layer. Reviews of Geophysics, 53-3 :956–993, 2015.
- O. G. Sutton. Micrometeorology. McGraw-Hill, 1953.
- P. Taylor. A note on the log-linear velocity profile in stable conditions. Quart. J. Roy. Met. Soc., 97 :326–329, 1971.
- O. Thévenot, M. Bouin, V. Ducrocq, C. Lebeaupin Brossier, J. Pianezze, F. Duffourg, and O. Nuissier. Influence of the sea state on mediterranean heavy precipitation : a case study from hymex sop1. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 2015.
- E. VanDerAvoird and P. G. Duynkerke. Turbulence in a katabatic flow. Boundary-Layer Meteorology, 92 :39–66, 1999.
- D. Vickers and L. Mahrt. Quality control and flux sampling problems for tower and aircraft data. Journal of Atmospheric and Oceanic Technology, 14 :512–526, 1997.
- D. Vickers and L. Mahrt. The cospectral gap and turbulent flux calculations. Journal of Atmospheric and Oceanic Technology, 20 :660–672, 2003.
- D. Vickers and L. Mahrt. A solution for flux contamination by mesoscale motions with very weak turbulence. Boundary-Layer Meteorology, 118 :431–447, 2005.

- P. Welch. The use of the fast fourier transform for the estimation of power spectra : A method based on time averaging over short, modified periodograms. IEEE Trans. Audio Electroacoust., 15 :70–73, 1967.
- C. D. Whiteman. Mountain Meteorology : Fundamentals and Applications. Oxford University Press, 2000.
- C. D. Whiteman, S. W. Hoch, J. D. Horel, and A. Charland. Relationship between particulate air pollution and meteorological variables in utah’s salt lake valley. Atmospheric Environment, 94 :742–753, 2014.
- J. Wilczak, S. Oncley, and S. Stage. Sonic anemometer tilt correction algorithms. Boundary-Layer Meteorology, 99 :127–150, 2001.
- J. Wyngaard and O. Coté. Cospectral similarity in the atmospheric surface layer. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 98 :590–603, 1972.
- J. C. Wyngaard and O. Cote. The evolution of a convective planetary boundary layer - a higher-order-closure model study. Boundary-Layer Meteorology, 7 :289–308, 1974.
- J. C. Wyngaard and O. Coté. The budgets of turbulent kinetic energy and temperature variance in the atmospheric surface layer. Journal of Atmospheric Sciences, 28 :190–201, 1971.
- A. M. Yaglom. Similarity laws for constant pressure and pressure gradient wall flows. Ann. Rev. Fluid. Mech., 11 :504–540, 1979.
- A. M. Yaglom. Similarity laws for wall turbulence flows. New Approches and Concepts in Turbulence. Dracos and Tsinober, Birkhäuser, 1991.
- S. S. Zilitinkevich, T. Elperin, N. Kleeorin, I. Rogachevskii, I. Esau, T. Mauritsen, and M. W. Miles. Turbulence energetics in stably stratified geophysical flows : Strong and weak mixing regimes. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 134 :793–799, 2008.

— Annexe A —

Évolution temporelle des profils P_1 , P_2 et P_3

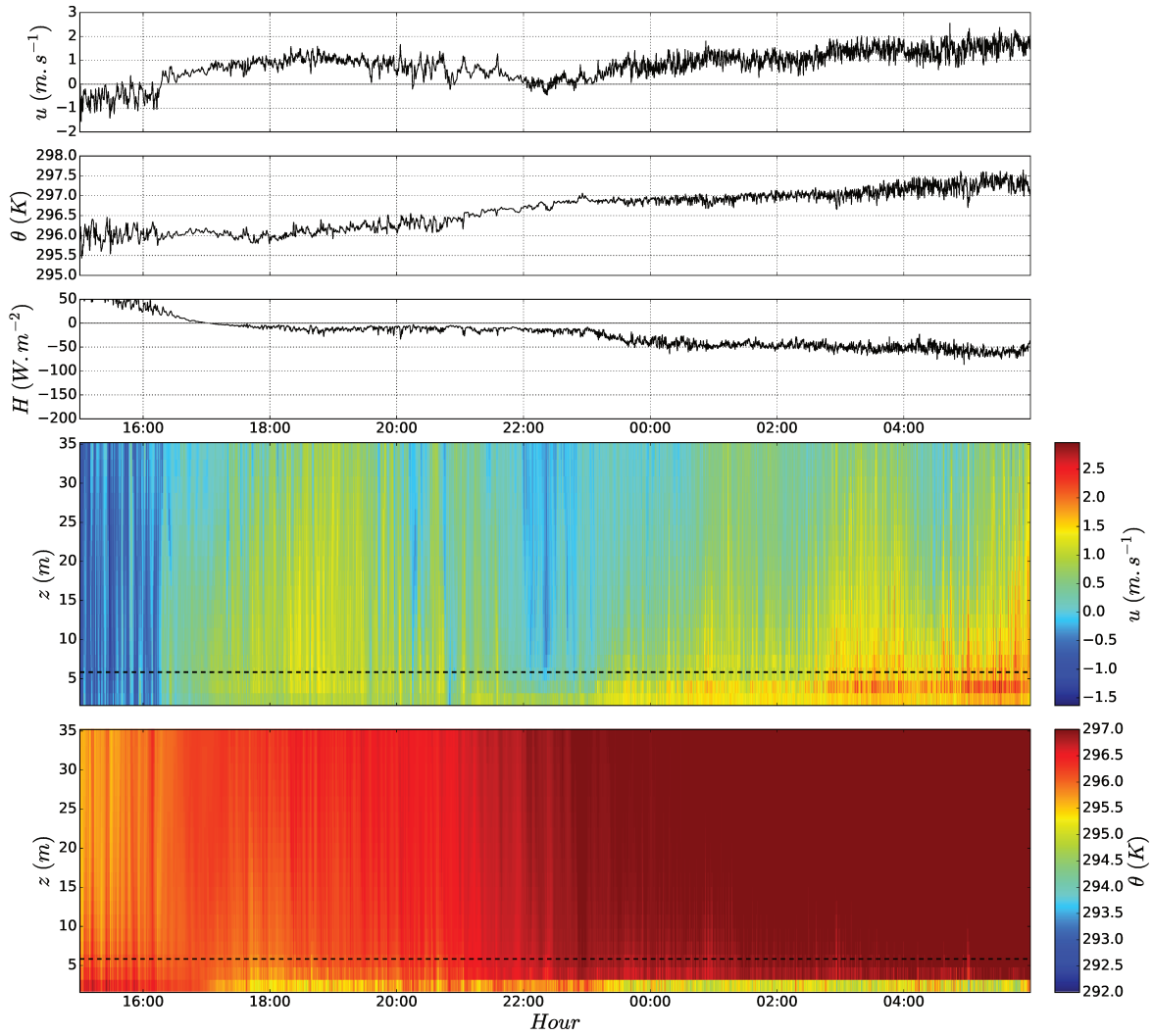


FIGURE A.1: Série temporelle du 19/11 à 15h au 20/11 à 06h du profil $P1$: (i) vitesse longitudinale, modélisée à $k = 5$ ($\approx 7m$); (ii) température potentielle, modélisée à $k = 4$; (iii) flux de chaleur sensible modélisé par le modèle de surface *Surfex* ($z = 0m$). Champs de données : évolution temporelle du profil vertical (profil $P1$) de (i) vitesse longitudinale et (ii) température potentielle, simulée au sein du domaine 6. Ligne en tireté noire : localisation du niveau $k = 4$

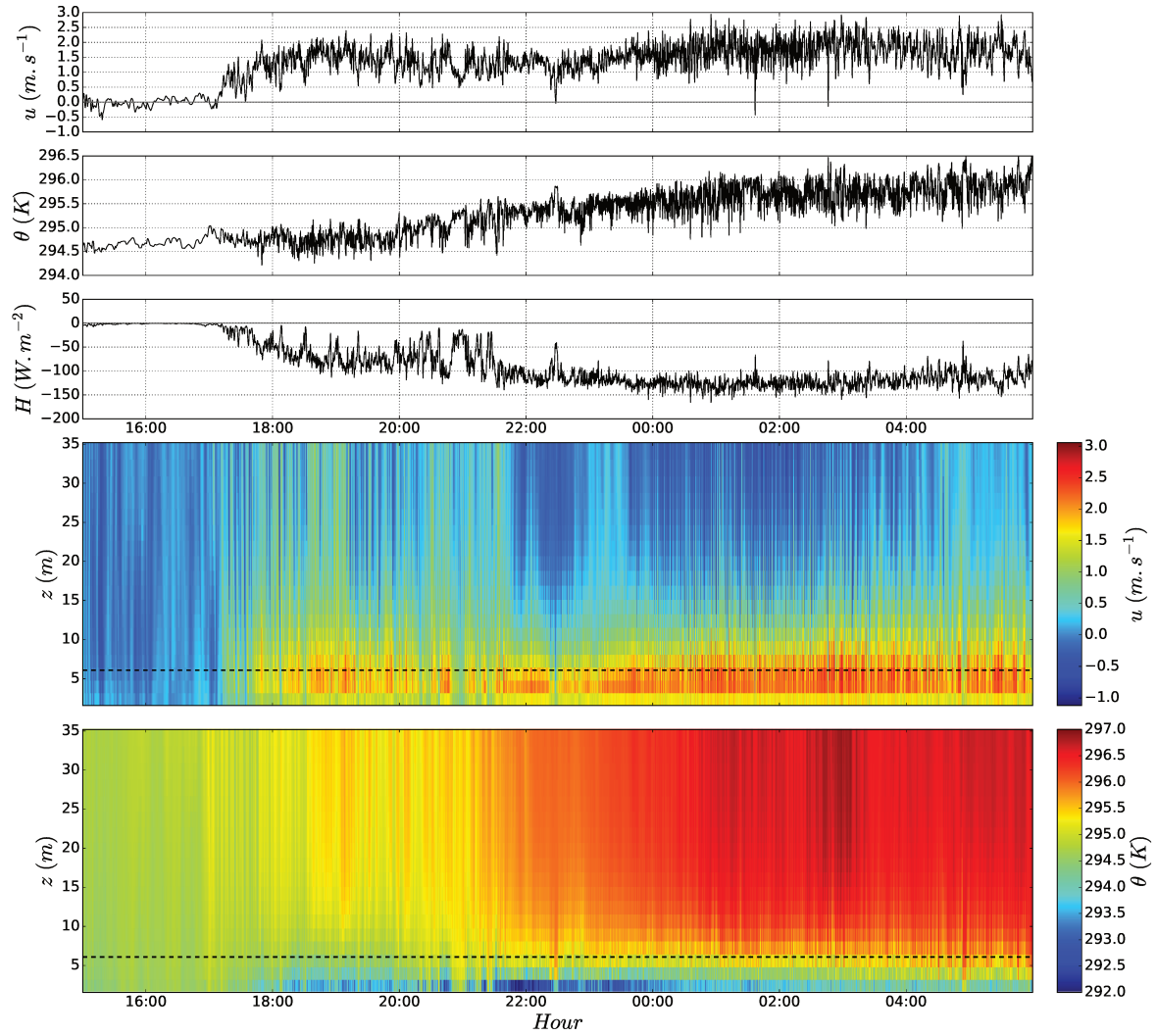


FIGURE A.2: Série temporelle du 19/11 à 15h au 20/11 à 06h du profil $P2$: (i) vitesse longitudinale, modélisée à $k = 5$ ($\approx 7m$); (ii) température potentielle, modélisée à $k = 4$; (iii) flux de chaleur sensible modélisé par le modèle de surface *Surfex* ($z = 0m$). Champs de données : évolution temporelle du profil vertical (profil $P2$) de (i) vitesse longitudinale et (ii) température potentielle, simulée au sein du domaine 6. Ligne en tireté noire : localisation du niveau $k = 4$

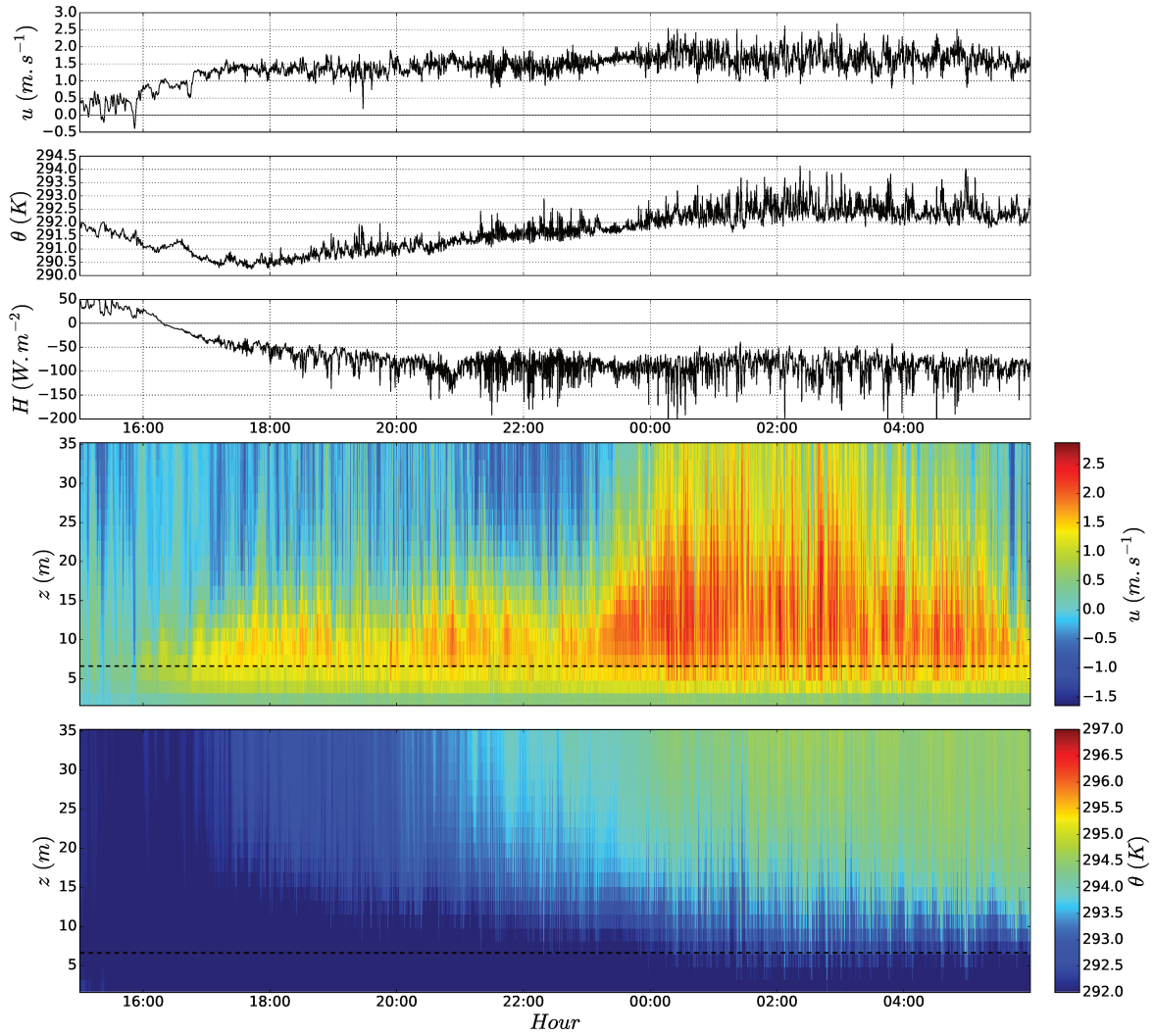


FIGURE A.3: Série temporelle du 19/11 à 15h au 20/11 à 06h du profil $P3$: (i) vitesse longitudinale, modélisée à $k = 5$ ($\approx 7m$) ; (ii) température potentielle, modélisée à $k = 4$; (iii) flux de chaleur sensible modélisé par le modèle de surface *Surfex* ($z = 0m$). Champs de données : évolution temporelle du profil vertical (profil $P3$) de (i) vitesse longitudinale et (ii) température potentielle, simulée au sein du domaine 6. Ligne en tireté noire : localisation du niveau $k = 4$

— Annexe B —

**Bilan de TKE : différents
adimensionnements**

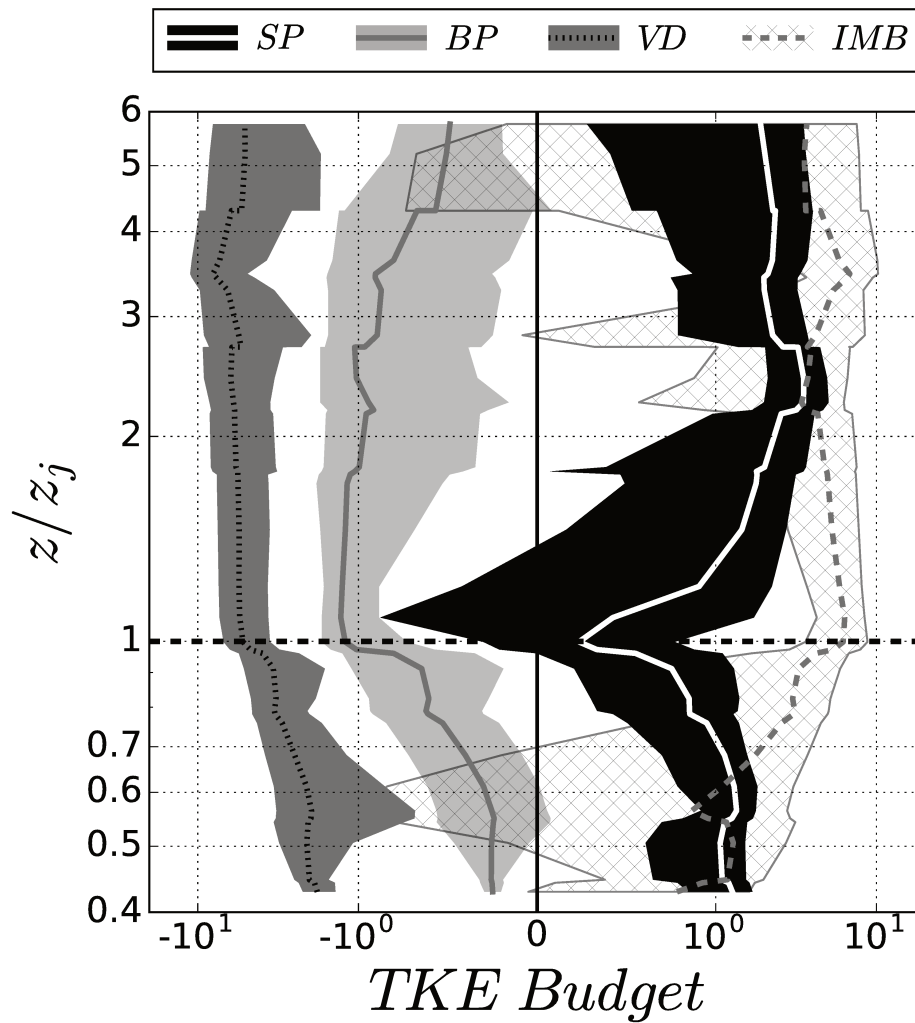


FIGURE B.1: Bilan d'énergie cinétique turbulente (adimensionnement locale : $termes \times \kappa z / u_{i*}^3$) calculé sur l'ensemble des segments montrant un maximum de vent au dessus du premier niveau de mesure ($z_j > z_1$). Profils moyens : lignes ; variabilité inter-sergements (écarts-types) : zones colorées. Les termes sont : SP (production par cisaillement), BP (production par flottabilité), VD (dissipation visqueuse) et IMB (terme résiduel, comprenant les termes de transport turbulent et de pression)

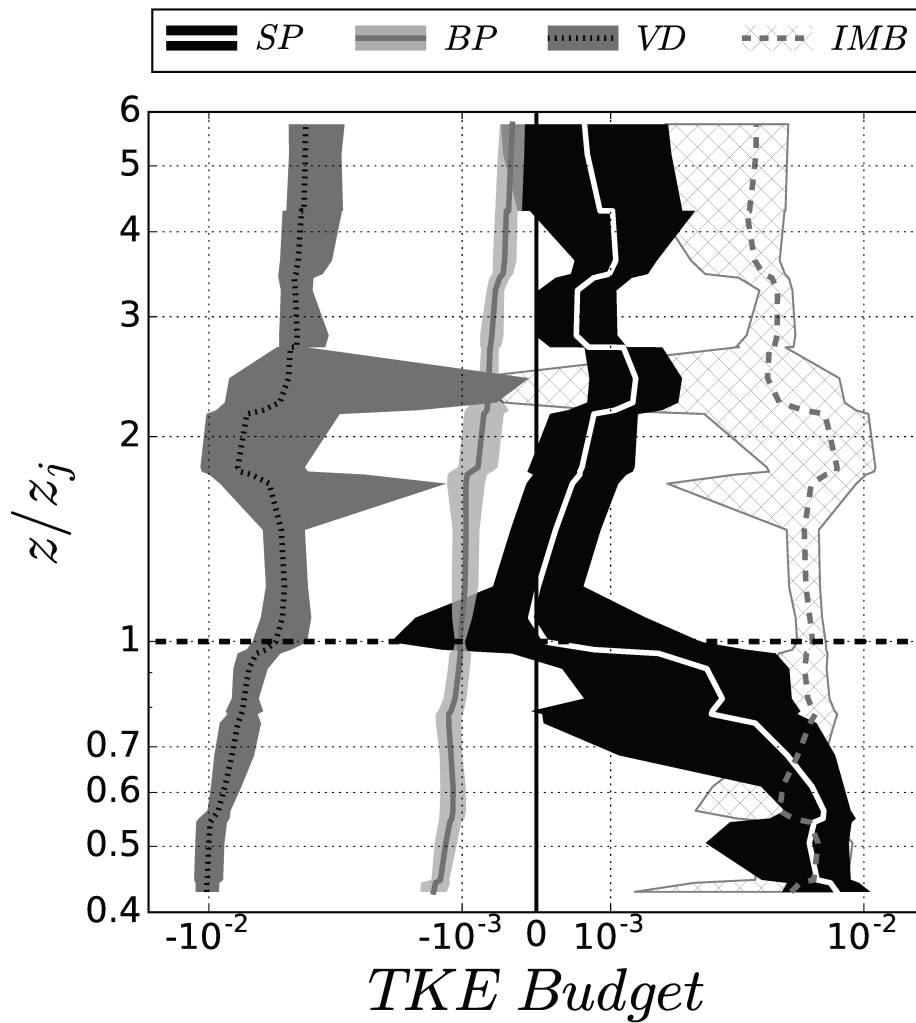


FIGURE B.2: Bilan d'énergie cinétique turbulente (non adimensionné) calculé sur l'ensemble des segments montrant un maximum de vent au dessus du premier niveau de mesure ($z_j > z_1$). Profils moyens : lignes ; variabilité inter-segments (écarts-types) : zones colorées. Les termes sont : SP (production par cisaillement), BP (production par flottabilité), VD (dissipation visqueuse) et IMB (terme résiduel, comprenant les termes de transport turbulent et de pression)

Annexe C

Complément étude paramétrique 1D

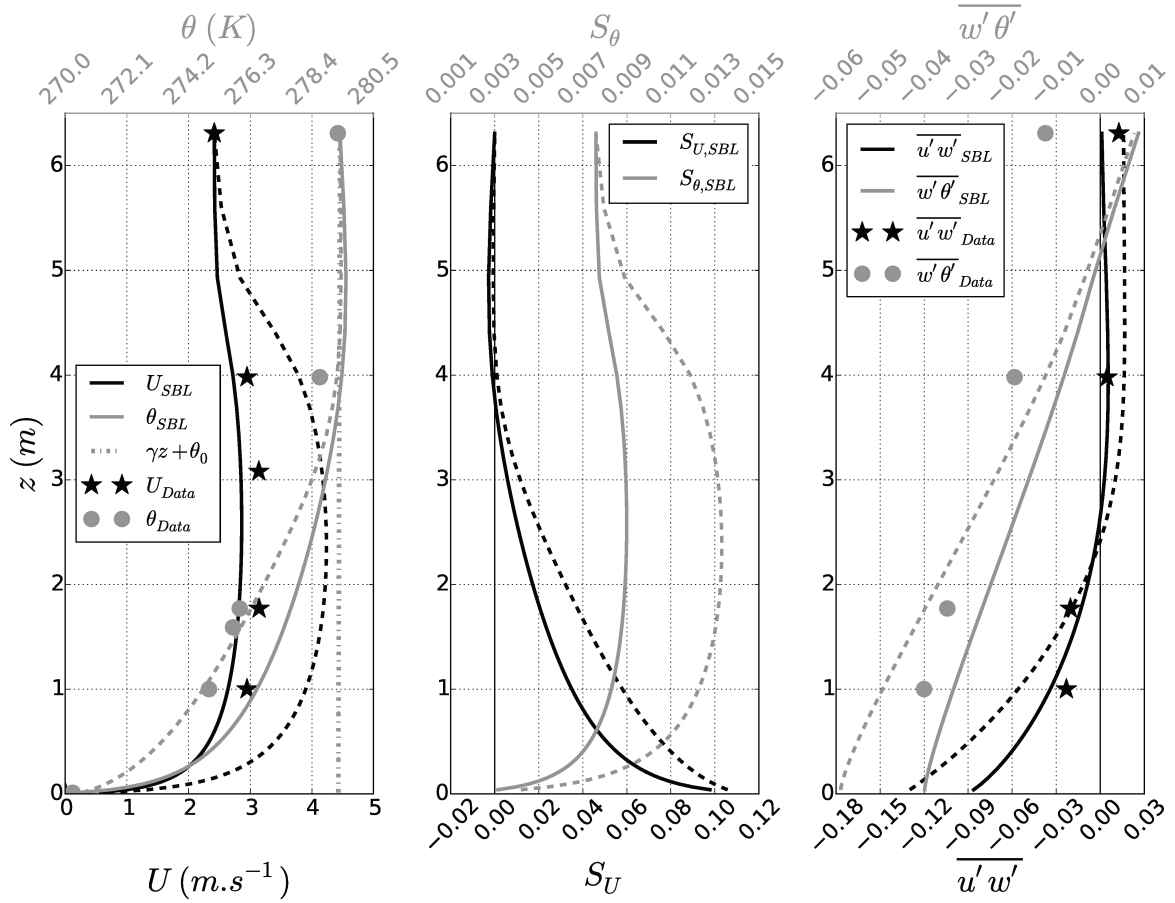


FIGURE C.1: Résultats de simulation 1D pour deux profils de diffusivité turbulente de chaleur, polynômiale d'ordre trois et tel que défini au chapitre 6

Annexe D

Variation des coefficients pour $l_m(G10)$

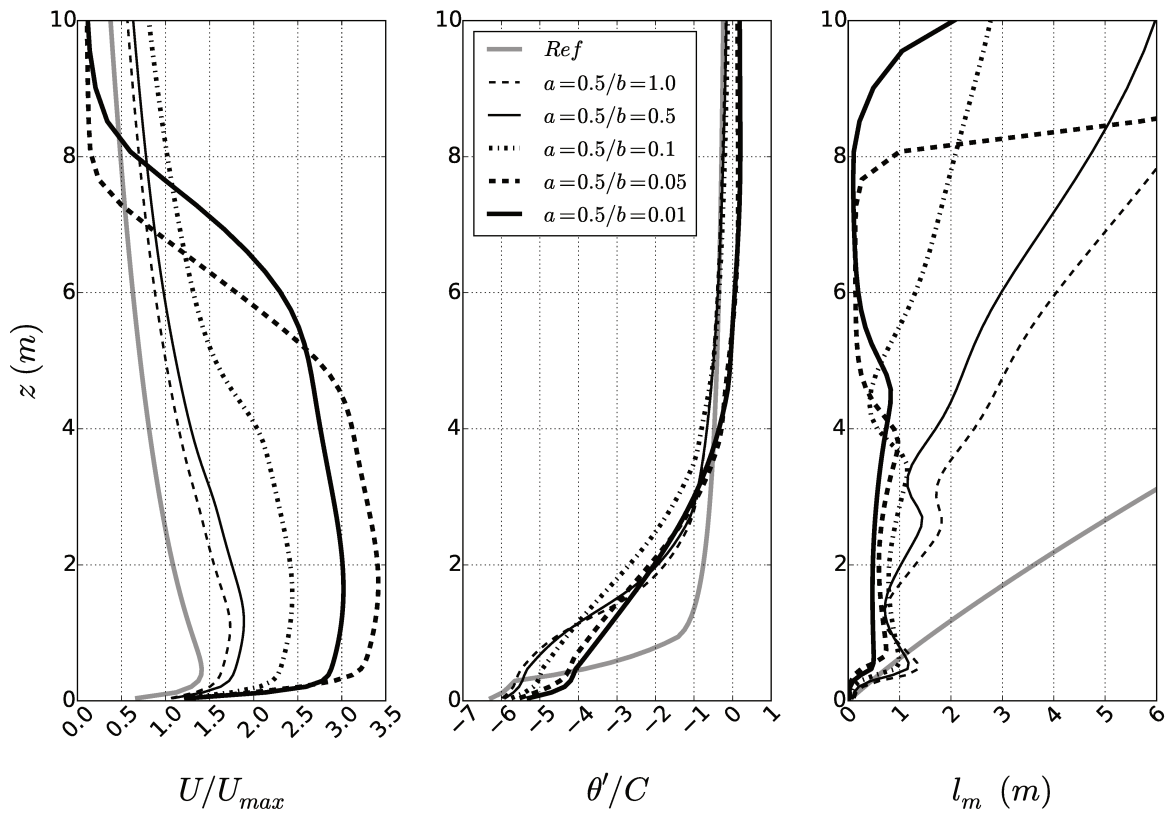


FIGURE D.1: Impact de la variation du coefficient b dans la formulation 6.28

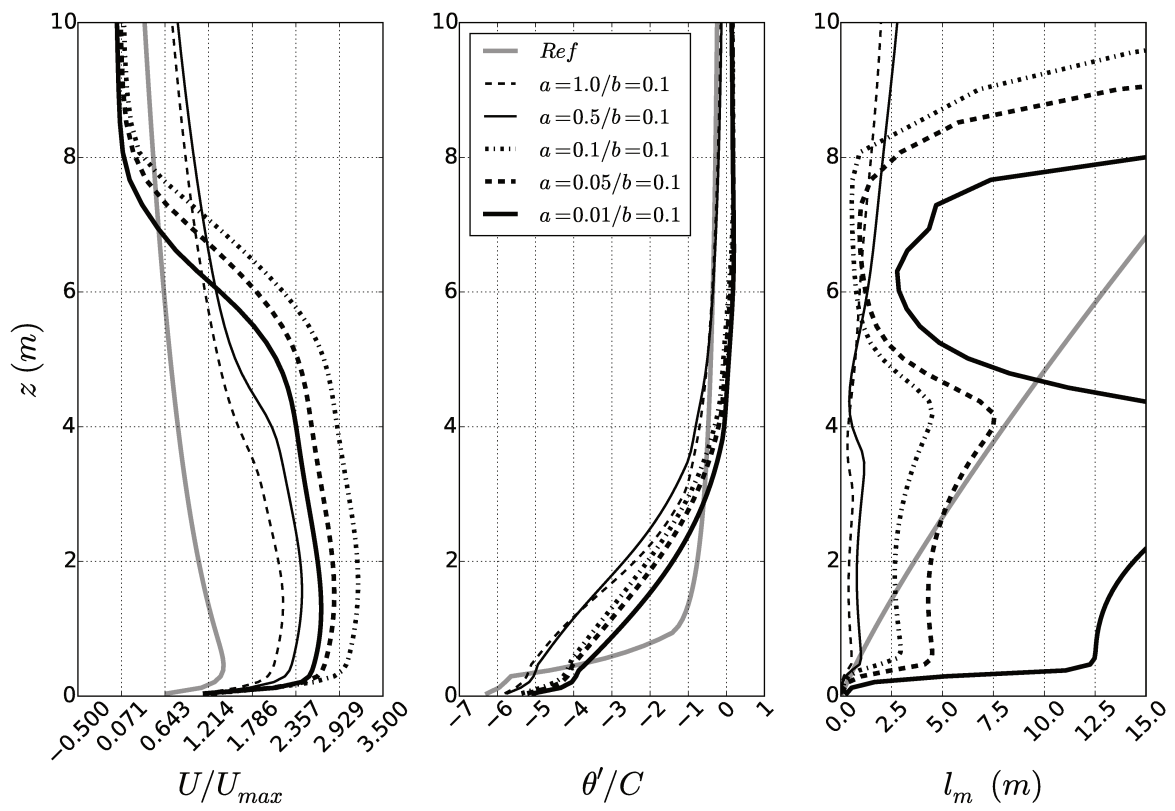


FIGURE D.2: Impact de la variation du coefficient a dans la formulation 6.28