



HAL
open science

Etude de la couche de surface atmosphérique et des flux turbulents sur deux glaciers de montagne dans les Andes tropicales et les alpes Françaises

Maxime Litt

► To cite this version:

Maxime Litt. Etude de la couche de surface atmosphérique et des flux turbulents sur deux glaciers de montagne dans les Andes tropicales et les alpes Françaises. Sciences de la Terre. Université Grenoble Alpes, 2015. Français. NNT : 2015GREAU005 . tel-01681289v1

HAL Id: tel-01681289

<https://theses.hal.science/tel-01681289v1>

Submitted on 11 Jan 2018 (v1), last revised 12 Jan 2018 (v2)

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 L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Sciences de la Terre et de l'Univers, Environnement**

Arrêté ministériel : 7 Août 2006

Présentée par

Maxime Litt

Thèse dirigée par **Jean-Emmanuel Sicart**
et codirigée par **Patrick Wagnon**

préparée au sein du **Laboratoire des Transferts en Hydrologie et Environnement**
et de l'**Ecole Doctorale "Terre Univers Environnement"**

Etude de la couche de surface atmosphérique et des flux turbu- lents sur deux glaciers de mon- tagne dans les Andes tropicales et les Alpes françaises.

Thèse soutenue publiquement le **16 février 2015**,
devant le jury composé de :

Chantal Staquet

Professeur, LEGI, Présidente

Mathias Rotach

Directeur de recherche, Université d'Innsbruck, Rapporteur

Yves Brunet

Directeur de recherche, INRA, Rapporteur

Hendrik Huwald

Chargé de recherche, EPFL, Examineur

Eric Martin

Chargé de recherche, CNRM-GAME Toulouse, Examineur

Warren D. Helgason

Lecturer, University of Saskatchewan, Canada, Invité

Jean-Emmanuel Sicart

Chargé de Recherche, IRD, Directeur de thèse

Patrick Wagnon, IRD

Chargé de Recherche, Co-Directeur de thèse



Etude de la couche de surface atmosphérique et des flux turbulents sur
deux glaciers de montagne dans les Andes tropicales et les Alpes
françaises.

Maxime Litt



*Au commencement fut la vitesse–
Une nappe de foudre fine sans
couleur ni matière–qui se dilatait
par le ventre–fuyant de toutes
part dans un espace étalé à mesure
– et qui s’appelait... le purvent !*

[...]

"^ : " ^ " ^ " ^ ... !° ... ; (...) ^ " ^ ! ! !° ! ! !o ! ! ! ! !....

!-! ?OOO

–C’est le furvent !

Alain Damasio, La Horde du Contrevent

"When I meet God, I am going to ask him two questions :

Why relativity, and why turbulence ?

I really believe he will have an answer for the first."

Werner Heisenberg

Remerciements

La réalisation d'un travail de thèse et la rédaction d'un rapport consistant, représentent pour le moins un travail exigeant, nécessitant une certaine abnégation et une certaine détermination. Souvent, nous entendons que le doctorat est une expérience de solitude, un travail indépendant. Cela étant dit, et relativement correct, mon travail n'a cependant pu se faire qu'avec l'aide, l'appui, le soutien de nombreuses personnes. J'aimerais ici remercier tous ces gens qui m'ont entouré durant cette période particulière.

Avant tout, un grand merci à Jean-Emmanuel Sicart, mon directeur de thèse, pour sa rigueur et son exigence, qui m'ont permis d'affiner mon travail, ma vision et mon questionnement scientifique. Cela sur deux aspects, premièrement une exigence sans faille concernant les détails des analyses que nous avons effectuées, et une demande forte concernant l'écriture. Merci également de m'avoir fait confiance, pour réaliser avant tout un stage, m'avoir envoyé prendre soin du Zongo et du Charquini pendant deux ans à La Paz, puis finalement m'avoir proposé cette thèse. Merci à Warren Helgason, mon co-encadrant, qui a souligné des aspects clefs de mon étude, proposé des idées originales qui se sont avérées des balises essentielles dans le développement de mon raisonnement, ainsi que pour son soutien dans la rédaction des articles. Je tiens à remercier Patrick Wagnon, pour son optimisme permanent, sa capacité à me remotiver même dans les cas les plus difficiles et toujours présent pour la relecture, prodiguant des commentaires bien utiles.

Merci aux rapporteurs de cette thèse, Yves Brunet et Mathias Rotach, pour leur lecture, leur retours extrêmement positifs et leur questions pertinentes, qui m'ont permis d'avancer dans ma réflexion. Merci également aux examinateurs, Hendrik Huwald et Eric Martin d'avoir relu ce document technique, d'avoir prodigué tant de conseils pertinents et de suggestions, qui m'aideront certainement, notamment pour la future soumission des articles préparés dans cette thèse. Merci enfin à Chantal Staquet d'avoir accepté de présider mon jury de thèse.

Au quotidien, il aurait été impossible de vivre aisément cette expérience sans l'entourage de tous les autres thésards, la dynamique du groupe des doctorants au LTHE, Lise, Benoit, Marine, directement concernés car partageant mon bureau, Baptiste, Solène, Jérémy, Olivier, Eric, Antoine, Valentin, Camille, Anette,...et tous les autres, vous m'avez apporté un soutien indispensable, compagnon de galères et de rigolade, lors de nombreux partages en termes de réflexion, de psychologie aussi, mais aussi de fêtes et autres amusements. Aussi, merci aux collègues du LGGE, Guillaume pour m'avoir toujours permis de garder le lien avec la poésie dans ce monde rationnel de la thèse, Marion, l'appui sans faille dans toutes les situations et le positivisme (avec un "spécial merci" pour la période de soutenance), Chloé, pour tourner en dérision tout ce sérieux relatif au monde scientifique. Merci à Adrien, pour nous rappeler que finalement tout est facile : la thèse, l'escalade,...même quand cela paraît dur... Merci à Seb pour avoir partagé la galère de la thèse sur la turbulence, pour ses modèles LES très parlants et les mises en situations directes pendant les vols parapentes à la pause de midi, sans oublier bien sûr les cafés serrés au LEGI sous le canal d'expérimentation, et les aventures sur les 6000 de la cordillère blanche.

Milles de gracias a todos en Bolivia. Benji choucho, Isabelle choucho, Cinthya, Gonzalo, Jules, Florimond, Amélie, Max, Daniella... et tous les autres chouchous, c'était des bouffées d'air incroyables, des remises en confiance merveilleuses. Vous m'avez aussi bien aidé à donner du sens à tout ça.

Merci à Clémence, compatriote belge expatriée à Grenoble et à Nico, qui furent d'un soutien plus que néces-

saire pour prendre de la distance face à ce terrible pays qu'est la France ! Merci à Nic, de m'avoir légué les Tournelles et sa cave à bières remplie d'Orval. Je dois également dédier un clin d'œil spécial au monde Breton pour son appui dans cette contrée incongrue, et particulièrement dans les derniers instants de ma thèse.

Merci aux amis en Belgique, compagnons des débuts sur les bancs des cours de physique à Liège, Arthur, Marie, Antoine, Alice, pour toutes ces discussions (méta-)physiques depuis tant de temps, cette reconnexion avec les enseignements théoriques, et la motivation pour pousser jusqu'à la thèse et jusqu'à la fin de celle-ci. Merci aussi à tous les autres amis Belges également.

Enfin, Nanou, merci mille fois, tu à été là. Jusqu'au bout, malgré une situation inconfortable et nos projets divergents. Je n'y serais pas arrivé sans toi, sans toutes ces visites, à Grenoble ou au pays, qui m'ont chaque fois reconnecté à mes racines, et permis de garder contact avec un monde de nature, de douceur et d'humanité.

Encore merci à tous.

Grenoble, 20 Mai 2015.

Résumé : Nous étudions les flux turbulents de chaleur sensible et de chaleur latente, qui sont mal compris et mal mesurés sur les glaciers, à l'aide de campagnes de terrain déployées dans la zone d'ablation du glacier tropical du Zongo (16°S, Bolivie, 4900-6000 m) durant la saison sèche de l'hiver austral, et sur le glacier alpin de Saint-Sorlin (Alpes Françaises, 45°N, 2600-3400 m) durant l'été boréal. Un mât de 6 m permettait la mesure des profils verticaux de vitesse de vent et de température de l'air et des mâts de 2 m comportaient des systèmes de covariances turbulentes (CT). Nous étudions l'évolution temporelle des flux turbulents et l'applicabilité de la méthode aérodynamique des profils en terrain complexe de montagne. Les hypothèses sont discutées via la caractérisation des régimes de vent et de la turbulence. Nous calculons ensuite les flux et les erreurs associées.

Sur le Zongo, sous forçage synoptique faible, un écoulement catabatique s'installe de la fin d'après-midi jusqu'au matin, avec un maximum de vitesse de vent à environ 2 m de hauteur. Les forçages synoptiques forts s'alignent approximativement avec le glacier, provoquant un intense écoulement descendant, et dans ce cas nous n'observons pas de maximum de vitesse de vent. Souvent, autour de midi, des vents ascendants sont observés. Sur le glacier de Saint-Sorlin les forçages associés à des épisodes de Foehn ou à des dépressions se déplaçant depuis l'ouest, s'alignent approximativement avec le glacier, générant des vents forts descendants. Quand le forçage synoptique est modéré, un maximum de vitesse de vent est observé nuit et jour 50% du temps. Des vents ascendants sont observés 15% du temps, quand le forçage synoptique est faible. La couche de surface est perturbée par des tourbillons de couches externes sous vent fort, ou de lentes oscillations en écoulement catabatique. Ces perturbations influencent les flux turbulents.

Les erreurs aléatoires sur la méthode des profils sont dues principalement à des incertitudes sur la température. L'erreur reste faible sur les flux moyens. La couche de surface est rarement plus épaisse que 2 m et la méthode des profils appliquée à l'aide des mesures plus obtenus plus haut sous-estime les flux de surface de 20% à 70%. Quand un maximum de vitesse de vent est observé, les flux sont sous-estimés même à 2 m. L'influence des perturbations de la couche de surface n'est pas capturée par la méthode des profils, et les flux sont environ 40% inférieurs à ceux mesurés par CT. Ces derniers sont affectés par d'importantes erreurs aléatoires, en raison d'un échantillonnage statistique insuffisant des grands tourbillons. La méthode sous-estime probablement les flux à cause d'une sous-estimation de la vitesse verticale ($\sim 15\%$) et de la divergence verticale des flux.

Sur le glacier du Zongo, l'air de haute altitude est très sec et la sublimation (quelques mm d'eau par jour) est un important puits d'énergie à la surface. Le flux de chaleur sensible est un important gain d'énergie la nuit sous l'influence de vents forts (de 30 à 50 W m^{-2}), car l'inversion de température est marquée. Quand un maximum de vitesse de vent est observé, les flux sont faibles (de 5 à 20 W m^{-2}) car la vitesse du vent est faible. La somme des flux turbulents est faible dans ces deux cas car ils sont opposés et les biais se compensent. En vent ascendant, le flux de chaleur sensible est faible ($< 5 \text{ W m}^{-2}$) car la stratification est neutre, mais le flux de chaleur latente reste important (de -25 à -35 W m^{-2}), le flux net est donc important et les biais ne se compensent plus. Sur le glacier de Saint-Sorlin, le flux de chaleur latente est faible car l'air est humide, et le flux de chaleur sensible peut être intense ($\sim 25 \text{ W m}^{-2}$) quand la vitesse du vent est élevée. Le flux net est fort par vent fort et les biais sur les flux calculés par la méthode des profils peuvent être élevés.

Abstract : We study turbulent fluxes of sensible and latent heat, that are a poorly-known and difficult term to measure over glaciers, with the help of two field campaigns deployed over the ablation zone of Zongo glacier (16°S, Bolivia, 4900-6000 m.a.s.l.) during the austral winter dry season, and from two field campaigns deployed over the Saint-Sorlin glacier (French Alps, 45°N, 2600-3400 m.a.s.l.) during the boreal summer. A 6-m mast allowing for wind speed and air temperature vertical profile measurements was installed, along with 2-m masts holding eddy-covariance systems. The focus is on the temporal evolution of turbulent fluxes and the applicability of the aerodynamic profile method in the complex terrain of high mountains. The assumptions of the method are discussed by characterizing the wind regimes and the turbulence. We then compute fluxes and associated errors.

Above Zongo glacier, under weak synoptic forcing, katabatic flows are observed from late afternoon to early morning, with a wind-speed maximum at around 2 m. Strong synoptic forcing roughly aligns with the glacier, leading to strong downslope flows for which no wind-speed maximum is observed. Most of the days around noon, upslope flows are observed. On Saint-Sorlin glacier in summer, flows associated with low-pressure systems coming from the west or Foehn events roughly align with the glacier, leading to strong downslope winds. Wind-speed maxima are observed night and day, ~50% of the time, when synoptic forcing is moderate. Upslope flows are observed 15% of the time, when synoptic forcing is weak. The surface layer is disturbed by outer-layer eddies in strong flows and by slow oscillations if katabatic flow prevails. These disturbances influence turbulent fluxes.

Random errors on the fluxes derived from the profile method are mainly due to temperature uncertainties. Errors remain small on the mean fluxes. The surface layer is rarely deeper than 2 m on both glaciers and the profile method with measurements made above that height underestimates the surface fluxes by 20% to 70%. When a wind-speed maximum is observed, fluxes are underestimated even at 2 m. The influence on the fluxes of the surface-layer disturbances is not captured by the profile method, and fluxes are about 40% smaller than the eddy-covariance fluxes. The latter are affected by large random errors due to inadequate statistical sampling of large-scale eddies and are probably underestimated, mainly due to vertical wind speed underestimation (~15%) and to vertical flux divergence.

Above Zongo glacier, due to the dry high-elevation air, sublimation (a few millimeters w. e. per day) is a large energy loss for the surface. Sensible heat flux is a large energy gain in strong nocturnal downslope flows (from 30 to 50 W m⁻²) and strong winds, due to a marked temperature inversion. When a wind-speed maximum is observed, low wind speeds cause small turbulent fluxes (from 5 to 20 W m⁻²). The sum of turbulent fluxes is small in those two cases because the fluxes are opposed in sign and the biases mostly compensate. In upslope flows, the sensible heat flux is small (< 5 W m⁻²) due to near-neutral stratification, but latent heat losses remain large (around -25 to -35 W m⁻²), so that the net turbulent flux is large and the biases do not compensate. Above Saint-Sorlin glacier, the latent heat flux remains small because the air is generally humid, whereas the sensible heat flux can be large (~25 W m⁻²) when wind speed is high. The net flux is large when wind speed is high, and the biases on net turbulent fluxes derived from the profiles can be significant.

Table des matières

1	Introduction	5
1.1	Contexte de l'étude	5
1.1.1	Les glaciers de vallée et de montagne	5
1.1.2	Retrait glaciaire récent dans le monde	7
1.1.3	Le bilan d'énergie	8
1.2	Problématique et objectifs	9
1.2.1	Problématique	9
1.2.2	Variabilité spatio-temporelle des flux turbulents	10
1.2.3	Les flux turbulents : une mesure difficile	11
1.2.4	Projet de recherche et campagnes de mesures : "Turbulence et Ablation Glaciaire"	11
1.2.5	Objectifs, méthodologie et plan de l'étude	12
2	Théorie et sites d'étude.	15
2.1	Introduction	15
2.2	Bilan d'énergie des glaciers de montagne.	15
2.2.1	Flux radiatifs	15
2.2.2	Flux turbulents	16
2.2.3	Particularités des écoulements turbulents sur les glaciers de montagne	30
2.3	Deux sites d'étude	35
2.3.1	Le glacier du Zongo, Bolivie	35
2.3.2	Le glacier de Saint-Sorlin, France	38
3	Mesures et méthodes.	41
3.1	Introduction	41
3.2	Descriptif des campagnes de mesures	41
3.2.1	Campagnes de mesure sur le glacier du Zongo	44
3.2.2	Campagnes de mesure sur le glacier de Saint-Sorlin	45
3.3	Traitement des données	45
3.3.1	Données à haute fréquence et covariances turbulentes	45
3.3.2	Données météorologiques à basse fréquence	49
3.4	Méthodes de caractérisation de l'écoulement turbulent et des flux	51
3.4.1	Données à haute fréquence et covariances turbulentes	51
3.4.2	Données météorologiques à basse fréquence	54

4	Turbulence sur le glacier du Zongo.	57
	Article publié dans “ <i>Boundary-Layer Meteorology</i> ”	58
4.1	Introduction	59
4.2	Location, measurements and data processing	60
4.3	Climate and wind regimes	62
4.3.1	Climate	62
4.3.2	Wind regimes	63
4.4	Methods	65
4.4.1	Turbulence variables and statistics	65
4.4.2	Spectral analysis	66
4.4.3	Wavelet analysis	66
4.4.4	Turbulent sensible heat flux	67
4.4.5	Wind regime classification	68
4.5	Mean and turbulent properties of the surface flow	68
4.5.1	Vertical profiles of wind speed and temperature	68
4.5.2	Turbulence statistics	69
4.5.3	Spectral characteristics of wind components	71
4.5.4	Typical katabatic and downslope events	71
4.5.5	Detection of ramp patterns	74
4.6	Turbulent sensible heat fluxes	75
4.6.1	Heat flux Cospectra	75
4.6.2	Heat flux calculations	76
4.7	Discussion	76
4.7.1	Downslope flow	76
4.7.2	Pure katabatic forcing	77
4.8	Conclusion	78
4.9	Acknowledgements	79
5	Incertitudes sur les flux turbulents	81
	Article soumis dans “ <i>Atmospheric Measurements and Techniques</i> ”	82
5.1	Introduction	83
5.2	Location and data	85
5.2.1	Site and measurements	85
5.2.2	Data processing	85
5.2.3	Meteorological conditions and wind regimes	86
5.3	Methods	87
5.3.1	Run selection according to wind regimes	87
5.3.2	Eddy-covariance fluxes	88
5.3.3	Bulk-aerodynamic method	90
5.4	Results and discussion	93
5.4.1	Eddy covariance method	93
5.4.2	Bulk-aerodynamic method	96
5.4.3	Net turbulent fluxes and wind regimes	98
5.5	Conclusions	100
5.6	Appendix	102

5.6.1	Random error propagation in the bulk-aerodynamic method.	102
5.7	Acknowledgements	105
5.8	Note : détermination des échelles de temps intégrales pour la caractérisation des erreurs aléatoires sur les covariances turbulentes	105
6	Turbulence sur le glacier de Saint Sorlin	109
6.1	Introduction	109
6.2	Caractérisation des hauteurs de rugosité	110
6.2.1	Profils de température	110
6.2.2	Hauteurs de rugosité	110
	Article préparé pour “ <i>Journal of Glaciology</i> ”	113
6.3	Introduction	114
6.4	Site and data	115
6.4.1	Saint-Sorlin glacier	115
6.4.2	Field campaigns	116
6.4.3	Data processing	117
6.5	Methods	117
6.5.1	Characterization of large-scale forcing	117
6.5.2	Turbulence characteristics of the surface flow	118
6.5.3	Turbulent fluxes	118
6.5.4	Errors on the turbulent fluxes	119
6.5.5	Surface energy balance and melt	120
6.6	Results	120
6.6.1	Meteorology and wind regimes	120
6.6.2	Turbulent characteristics of the surface flow	126
6.6.3	Melt and surface energy balance	129
6.7	Discussion	130
6.7.1	Turbulence in the surface layer.	130
6.7.2	Surface energy balance	131
6.8	Conclusion	132
6.9	Aknowledgements	133
7	Discussion	135
7.1	Régimes de vent et propriétés de la turbulence	135
7.1.1	Vent catabatique	136
7.1.2	Influences du forçage de grande échelle sur les vents sur le glacier du Zongo	138
7.1.3	Simulations numériques de l’écoulement atmosphérique au voisinage du glacier du Zongo	139
7.2	Flux turbulents	142
7.2.1	Sous-estimation des flux turbulents	142
7.2.2	Régimes de vents et flux turbulents : comparaison entre les deux glaciers	142
7.2.3	Possibles améliorations des paramétrisations des flux	143
7.2.4	Spatialisation des flux	146

8 Conclusion générale	149
8.1 Objectifs	149
8.2 Méthodes	149
8.3 Résultats principaux	151
8.3.1 Hauteurs de rugosité	151
8.3.2 Régimes de vent	151
8.3.3 Caractéristiques de l'écoulement turbulent et des flux de chaleur associés	152
8.3.4 Incertitudes sur la mesure des flux	153
8.3.5 Implications pour le calcul de la fonte à l'aide du bilan d'énergie	154
8.4 Perspectives	155
Annexe	157
Article paru dans " <i>Journal of Geophysical Research</i> "	158
Bibliographie	175

Chapitre 1

Introduction

1.1 Contexte de l'étude

1.1.1 Les glaciers de vallée et de montagne

L'essentiel de l'eau douce disponible sur terre est entreposée sous forme de glace sur les plateformes continentales. L'essentiel de cette glace continentale, environ 99 %, est concentrée dans les calottes des pôles, en Antarctique ($\sim 27 \times 10^6 \text{ km}^3$) avant tout, mais également au Groenland ($\sim 2.7 \times 10^6 \text{ km}^3$). Celles-ci sont l'objet d'importantes préoccupations car leur fonte, qui s'accélère ces dernières années, entraînerait une augmentation considérable du niveau des mers, d'environ 7 m pour le Groenland, et d'environ 65 m pour la fonte intégrale de l'Antarctique¹ (Stocker *et al.*, 2013). Une bien plus faible partie de la glace continentale se trouve entreposée dans les glaciers situés dans des chaînes de montagne à plus basses latitudes ($\sim 0.08 \times 10^6 \text{ km}^3$). La participation de ces glaciers à l'élévation du niveau des mers devrait être peu importante ($\sim 0.24 \text{ m}$) en comparaison de la participation des géants que sont les calottes polaires. Cependant, ces glaciers sont susceptibles de fondre plus rapidement, et leur contribution à l'augmentation du niveau des mers serait donc plus immédiate. De plus, les glaciers de montagne sont situés dans des régions souvent plus fortement peuplées que les régions souvent désertes situées aux abords des calottes polaires. L'influence des glaciers de montagne sur les sociétés humaines est donc plus directe. Ceux-ci jouent notamment un rôle hydrologique, car l'eau générée par leur fonte influence le débit des rivières prenant leur source en montagne, et ils ont également un impact géomorphologique significatif. De ce fait, le retrait accéléré de ces glaciers a soulevé ces dernières années, dans certaines régions du globe, d'importantes questions d'ordre scientifique et sociétal (Viviroli *et al.*, 2011; Bradley *et al.*, 2006).

Ces glaciers se forment lorsque, en un lieu donné, l'accumulation de neige annuelle dépasse, en quantité, les pertes en termes de fonte (Paterson & Cuffey, 1994). Sous l'effet de l'accumulation de neige, d'année en année, l'action combinée de l'augmentation de la pression dans le manteau neigeux et de différents processus de métamorphisme dans la neige favorisent la formation de glace. La glace étant un matériel viscoplastique, elle s'écoule par gravité le long des pentes et fini par occuper les vallées, situées à plus basse altitude que les zones où l'accumulation de neige prédomine sur la fonte. A basse altitude, l'accumulation neigeuse est plus faible et la fonte plus intense, et l'extension du glacier vers le bas s'achève au point où le flux de glace descendant et l'accumulation neigeuse ne compensent plus les pertes dues à la fonte. La présence et la pérennité des glaciers en montagne sont fortement liées à des variables climatiques telles que la quantité de précipitation solide, la température ou le rayonnement solaire.

1. Une partie de la glace de l'Antarctique est conservée sous forme de glace flottant sur la surface de l'océan, ce sont des "ice-shelves", la fonte de ces derniers ne contribue pas à l'élévation du niveau des mers. C'est pourquoi, même si environ 10 fois plus de glace est stockée en Antarctique qu'au Groenland, ce rapport n'est pas exactement respecté en termes d'élévation potentielle du niveau des mers.

Deux des propriétés marquantes des glaciers des régions montagneuses constituent la trame de fond de cette étude. En premier lieu, la mise en relation des reconstructions climatiques avec l'étude des extensions glaciaires passées montre que ces dernières sont intimement liées aux fluctuations climatiques. Cette interdépendance amène à penser que les fluctuations des glaciers peuvent procurer une indication sur d'éventuelles modifications climatiques (Oerlemans, 2005). Ceci n'est possible que dans la mesure où les processus reliant les bilans de masse et le climat sont correctement compris. La compréhension de ces liens passés permet alors de mieux anticiper les changements futurs des fluctuations glaciaires en relation avec les changements climatiques à venir.

La deuxième propriété marquante des glaciers, retenue ici, est le rôle important qu'ils jouent potentiellement en termes d'hydrologie. En effet, les glaciers retiennent une partie de l'eau précipitée en montagne, et la relibèrent sous forme d'eau de fonte, en décalage temporel avec l'instant où la précipitation a eu lieu (Mark & Seltzer, 2003). Ce décalage est plus ou moins marqué selon le régime climatique auquel est soumis le glacier. En ce sens, les glaciers agissent comme des retenues d'eau naturelles. Le décalage temporel entre la précipitation et la production d'eau de fonte peut avoir un rôle important pour la régulation du régime hydrologique des rivières, dans des régions où le régime pluviométrique est soumis à une saisonnalité marquée. C'est le cas par exemple dans les Andes subtropicales, où l'année hydrologique est caractérisée par une saison sèche et une saison humide. Ce rôle est important également dans les Alpes, où les glaciers relibèrent durant l'été plutôt sec, l'eau accumulée sous forme de neige ou de glace durant l'hiver, une période nettement plus humide. Les processus de fonte étant reliés au climat, ce rôle de tampon hydrologique des glaciers est, *a priori*, lui-même influencé par le climat. Il est donc susceptible de changer dans les années à venir sous l'influence des changements climatiques. Le premier point évoqué, la compréhension des liens entre les bilans de masse et le climat dans le passé, qui permet d'améliorer notre connaissance des potentiels futurs changements, est donc crucial afin de déterminer l'évolution de la ressource hydrologique et du rôle tampon joué par les glaciers.

1.1.1.1 Les glaciers comme indicateurs climatiques

Comprendre les liens entre le climat et les bilans de masse glaciaires passe avant tout par l'étude de l'évolution passée des glaciers, en relation avec la connaissance de l'évolution passée du climat. L'évolution passée des glaciers s'étudie à l'aide de méthodes géomorphologiques. Les glaciers, sur leur passage, laissent des traces dans le paysage, tels que des dépôts morainiques et des résidus d'une érosion marquée. Ces traces permettent de reconstruire les étendues glaciaires passées et leur évolution dans le temps. Ce type d'études géomorphologiques montrent que les surfaces glaciaires ont vu leur extension varier énormément au cours du temps, à des échelles de temps très variables. Celles-ci indiquent notamment que, il y a environ 10000 ans, se terminait une phase de glaciation communément qualifiée de "dernier maximum glaciaire", ou glaciation du Würm. Lors de cette période de glaciation qui commença il y a environ 120000 ans, l'extension de la calotte du pôle nord atteignait les pays du sud de l'Europe, et les glaciers alpins coulaient jusque dans la plaine du Rhône. Un peu partout dans le monde, des traces marquantes attestent de la présence de très grandes calottes de glace ainsi que de grandes extensions des glaciers de montagne à cette époque (Derruau, 2010). Cette extension marquante s'explique par des bilans de masse glaciaires fortement positifs, favorisé par un climat plus froid, lui-même dû à une orientation de l'axe de rotation de la terre favorisant un bilan radiatif plus négatif du globe (ce processus est expliqué par la théorie de Milankovitch, Roe, 2006). Depuis 10000 ans, le climat est passé dans une phase plus chaude, et les glaciers ont globalement perdu de la masse sur l'ensemble de la terre. Des épisodes sporadiques de ré-avancées limitées des glaciers ont été reportés malgré une tendance globale au retrait. La dernière en date était liée à un refroidissement global intervenu entre le seizième et le dix-neuvième siècle. Cette période est connue sous le nom de petit âge de glace. Ceci montre que le climat a eu un impact sur les fluctuations glaciaires. Il est donc *a priori* possible de comprendre le climat à partir de l'étude des extensions glaciaires passées, si les processus

liés à l'accumulation de neige et sa fonte ou à celle de la glace, sont bien représentés. Dans cette thèse nous étudierons les processus de fonte. Sur les glaciers, l'essentiel de la fonte se produit en surface et les liens entre les processus de fonte et le climat peuvent donc être modélisés efficacement à l'aide du concept de bilan d'énergie qui est un modèle simple recensant tous les échanges d'énergie ayant potentiellement lieu entre le sol et l'atmosphère (Oke, 1987), appliqué aux spécificités des glaciers. Pour approfondir la compréhension des liens entre le climat et la fonte, nous nous focalisons dans cette thèse sur l'étude du bilan d'énergie glaciaire. Celui-ci est détaillé dans la section 1.1.3.

1.1.1.2 Les enjeux hydrologiques liés aux glaciers

Comme nous l'avons vu plus haut, les glaciers peuvent jouer un rôle important pour l'hydrologie de bassins versants situés en montagne. La contribution glaciaire au régime hydrologique d'un bassin versant dépend fortement de la proportion de surfaces englacées sur le bassin considéré. Ainsi, dans des régions situées à une lointaine distance en aval des glaciers, c'est essentiellement la précipitation, ou encore les stockages souterrains, qui seront de prime importance pour les apports au débit des rivières. Mais plus en amont, dans des zones montagneuses où la proportion de superficie englacée n'est pas négligeable, la fonte glaciaire peut jouer un rôle important et contrôler une part significative du débit des rivières. Le rôle des glaciers peut se montrer essentiel pour caractériser les régimes hydrologiques dans les régions marquées par une forte saisonnalité des précipitations. La fonte glaciaire peut alors permettre de maintenir un étiage non négligeable dans les rivières quand l'apport des précipitations est très faible. Soulignons également qu'en termes hydrologiques le couvert neigeux saisonnier peut jouer un rôle important dans l'hydrologie d'un bassin versant de montagne, et que la fonte de la neige suit des processus relativement similaires à la fonte de la glace (Bookhagen & Burbank, 2010). De ce fait, les conclusions d'études menées sur les glaciers peuvent être aisément transférées pour le couvert neigeux saisonnier. Le rôle hydrologique des glaciers prend tout son sens lorsque le bassin versant est mis à contribution pour la génération d'hydroélectricité ou encore pour l'irrigation des cultures en zone de montagne.

La compréhension du bilan d'énergie est primordiale pour comprendre la fonte et donc le rôle des glaciers dans le régime hydrologique de bassins versants fortement englacés. Elle est également primordiale afin de comprendre les processus de fonte du manteau neigeux saisonnier. Afin d'anticiper les changements futurs de ce régime hydrologique, il importe de comprendre comment fonctionne le bilan d'énergie et la fonte en relation avec le climat. Beaucoup d'études hydrologiques se basent actuellement sur des modèles simplifiés afin de quantifier la fonte. Ce sont souvent des modèles de type degrés-jours, qui se basent sur des calibrations empiriques de coefficients qui permettent de quantifier la fonte en fonction de la température (Braithwaite, 1995; Hock, 2003; Pellicciotti *et al.*, 2012). Ces approches présentent l'avantage de fournir une évaluation de la fonte à partir de peu de paramètres et donc de fournir un outil opérationnel efficace. Cependant, ces modèles se basent sur l'hypothèse que la fonte est correctement reliée à la température, et ils sont calibrés sur des périodes fixées et limitées dans le temps, pour lesquelles un certain type de conditions climatiques règnent. Aucune certitude ne peut être obtenue sur la validité de ces calibrations si le contexte climatique change. Bien que ces méthodes soient efficaces, elles doivent nécessairement être validées, pour vérifier la pertinence et la persistance sous différents climats de l'hypothèse de corrélation entre la température et la fonte. Cette problématique doit être abordée *via* des études approfondies du bilan d'énergie, qui permettent d'obtenir plus d'informations sur les liens entre les paramètres météorologiques et la fonte.

1.1.2 Retrait glaciaire récent dans le monde

Les études montrent que globalement, à quelques exceptions près, les glaciers de montagne sont en retrait, sur l'ensemble de la planète : en regroupant les données de bilans de masse glaciaires sur la période 1967-1996, en

excluant les glaciers d'Afrique et des Andes (qui n'étaient alors pas suivis), le bilan de masse spécifique² moyen est de -265 mm par an (Francou & Vincent, 2010). Cette perte est le reflet d'une tendance ayant commencé il y a environ 10000 ans après la sortie de la glaciation du Würm. La tendance au retrait s'est inversée durant plusieurs décennies, durant le petit âge de glace entre le seizième et le vingtième siècle. Le retrait a repris au cours du vingtième siècle à un rythme (presque) constant jusque dans la décennie 1980-1990. Durant cette décennie, une augmentation nette de l'intensité des bilans de masses négatifs des glaciers a été enregistrée un peu partout sur le globe, avec un taux de changement de l'ordre de -12 mm par an.

Le retrait des glaciers de montagne est particulièrement marqué sous les tropiques et s'est également accéléré depuis les années 1980. Sur la période 1964-1975, le bilan de masse spécifique moyen annuel était de l'ordre de -200 mm par an et est passé à -760 mm par an sur la période 1976-2010 (Rabatel *et al.*, 2013). Bien que les glaciers tropicaux représentent une partie négligeable de l'ensemble de la masse de glace présente sur terre, ils sont très sensibles aux fluctuations du climat, et ils jouent donc de manière efficace le rôle d'indicateurs climatiques.

Le retrait glaciaire généralisé, auquel vient s'ajouter une récente accélération, marque l'inconscient collectif ; ce processus est communément interprété comme une conséquence d'un déplacement des équilibres climatiques induit par les activités humaines *via* les émissions de gaz à effet de serre, et donc comme un signal fort d'un réchauffement climatique d'origines anthropiques. S'il apparaît aujourd'hui clair que la récente hausse des températures moyennes de l'air dans l'atmosphère terrestre ne peut être expliquée sans l'intervention des émissions de gaz à effet de serre provenant des activités humaine (Stocker *et al.*, 2013), le lien entre les changements climatiques d'origines anthropiques et les bilans de masse glaciaires négatifs est loin d'être direct (Hormes *et al.*, 2006). Les glaciers sont influencés par la variabilité climatique, tant d'origine anthropique que naturelle, *via* un ensemble de processus complexes, et faire la part entre les effets naturels et les effets anthropiques n'est pas aisé (Marzeion *et al.*, 2014). L'étude des bilans d'énergie permet de mieux comprendre ces processus.

Comme indiqué plus haut, dans certaines régions, les glaciers jouent un rôle de tampon hydrologique, c'est particulièrement le cas sous les tropiques externes où la saisonnalité est caractérisée par une unique saison sèche marquée ; durant cette saison, l'apport d'eau sous forme de précipitations peut être très faible. Les glaciers maintiennent alors le débit d'étiage dans les rivières de montagne. Si la fonte s'accélère, le rôle tampon du glacier peut être accentué car celui-ci fournit plus d'eau durant une certaine période. Mais lorsque sa surface devient trop petite à cause de bilans de masse fortement négatifs, l'augmentation de la fonte ne permet plus de compenser les pertes de surface. Il s'ensuit que dans un contexte de retrait glaciaire, le débit provenant du glacier augmente avec le temps pour atteindre un optimum, puis diminue après cet optimum. De cette manière, le retrait glaciaire peut donc représenter un risque hydrologique. Par exemple, le dimensionnement d'ouvrages dédiés au stockage d'eau pour la génération d'hydro-électricité, pour l'irrigation ou pour stocker l'eau potable, doit être judicieusement choisi pour optimiser l'exploitation de cet optimum de fonte.

1.1.3 Le bilan d'énergie

Nous avons vu que la compréhension des liens existants entre le climat et le retrait glaciaire, ainsi que la quantification des apports hydrologiques dus à la fonte, et leur évolution respective en relation avec les variations climatiques, passe par l'étude du bilan d'énergie. Le bilan d'énergie est un modèle simple d'échange de chaleur, qui relie les variations d'énergie thermique au sein du glacier et la fonte de celui-ci aux échanges thermiques du glacier avec l'atmosphère. Il permet d'expliquer la fonte de la glace ou de la neige à l'aide de variables météorologiques, en recensant tous les processus d'échange d'énergie ayant lieu entre l'atmosphère et le glacier.

2. le bilan de masse spécifique exprime les pertes de masse à l'échelle d'un glacier, pondérées par leur surface. Cela permet de limiter dans les calculs le poids des petits glaciers, car ceux-ci affichent généralement des bilans de masse plus négatifs que les grands glaciers.

Il prend en compte les échanges radiatifs, sous forme de rayonnement solaire de courtes longueurs d'onde et de rayonnement thermique de grandes longueurs d'ondes. Il inclut les transferts turbulents de chaleur sensible et de chaleur latente (résultant des changements de phase de l'eau en surface) qui résultent de la diffusion turbulente dans la couche d'air en contact avec la glace. Il prend également en compte la conduction de chaleur dans le manteau neigeux ou la glace, et les apports de chaleur *via* les précipitations. Si nous négligeons les transferts de chaleur horizontaux, le bilan d'énergie d'un volume de contrôle du glacier, situé en surface, peut se résumer par l'équation suivante (Oke, 1987) :

$$\frac{dQ}{dt} = LW \downarrow - LW \uparrow + SW \downarrow - SW \uparrow + H + LE + P + F_d, \quad (1.1)$$

Où chaque terme est exprimé en $W m^{-2}$. La variable Q représente l'énergie contenue par mètre carré à la surface du volume de contrôle. $LW \downarrow$ représente le rayonnement de grandes longueurs d'onde incident, $LW \uparrow$ le rayonnement de grandes longueurs d'onde émis et réfléchi par la surface, $SW \downarrow$ le rayonnement de courtes longueurs d'ondes incident, $SW \uparrow$ le rayonnement de courtes longueurs d'onde réfléchi par la surface, H le flux turbulent de chaleur sensible, LE le flux turbulent de chaleur latente. F_d est le flux de conduction à la profondeur d au pied du volume de contrôle situé en surface et enfin, P , les apports d'énergie dus aux précipitations. La somme des termes de rayonnement est regroupée sous l'appellation de bilan radiatif. Les flux de chaleur sensible et de chaleur latente sont regroupés sous l'appellation de flux turbulents. Les apports d'énergie en provenance des précipitations sont généralement faibles en comparaison des autres termes et sont en général négligés.

Les variations de l'énergie contenue dans le volume de contrôle résultent des changements de température de la glace (ou de la neige) ou de changements de phase de l'eau dans le volume de contrôle. En intégrant sur la profondeur (d) du volume de contrôle (z est la coordonnée verticale), on peut exprimer les variations de Q sous la forme :

$$\frac{dQ}{dt} = \int_0^d \frac{d}{dt} (\rho_g(z) c_{p,g}(z) T_g(z)) dz + M \quad (1.2)$$

Où ρ_g est la densité du glacier dans le volume de contrôle, $c_{p,g}$ est la chaleur spécifique du glacier (ces valeurs peuvent varier en fonction de la composition du glacier dans le volume de contrôle considéré : glace, neige, débris), et $T_g(z)$ sa température. Dans cette équation, M représente les changements d'énergie interne dans le volume de contrôle qui sont dus aux changements de phase de l'eau dans le glacier, c'est à dire de la fonte et du regel de l'eau de fonte pouvant potentiellement percoler depuis d'autres parties du glacier. C'est ce terme qui dans le bilan d'énergie, permet de quantifier la fonte à partir de la connaissance des autres termes. Ce terme n'inclut pas l'évaporation, la sublimation ou la condensation en surface, qui sont pris en compte par le terme LE , plutôt inclus dans les termes d'échanges d'énergie en surface car ces processus induisent des transferts d'énergie importants, mais de faibles pertes ou gains de masse.

1.2 Problématique et objectifs

1.2.1 Problématique

Nous avons vu qu'il était crucial de caractériser correctement le bilan d'énergie afin de pouvoir quantifier le rôle de la fonte nivo-glaciaire dans le régime hydrologique des bassins de montagne. Une compréhension claire du bilan d'énergie est nécessaire afin de pouvoir projeter correctement l'évolution future de la fonte dans un contexte de changement climatique. Nous avons vu qu'en particulier, des études de bilan d'énergie étaient nécessaires afin de valider les calibrations des modèles simplifiés de type degrés-jours utilisés généralement pour quantifier la fusion de la glace ou de la neige dans les modèles hydrologiques, en vertu de leur efficacité opérationnelle.

La compréhension du bilan radiatif peut présenter de sérieux défis, particulièrement dans des terrains complexes, caractéristiques de l'environnement des glaciers de montagne. L'inclinaison des pentes peut induire des biais dans les mesures, le partitionnement du rayonnement en une part directe et diffuse peut être influencé par des effets d'ombre, *etc.*, (Matzinger *et al.*, 2003). Cependant, les flux radiatifs sont généralement relativement bien mesurés à l'aide d'instruments fiables. La modélisation de ces flux est relativement directe, ainsi que la spatialisation des mesures à l'échelle des bassins versants.

En revanche, la compréhension actuelle des flux turbulents est beaucoup moins approfondie. Celle-ci passe par la compréhension des écoulements atmosphériques turbulents en surface. Les processus associés aux flux turbulents sont complexes, et restent mal compris, car un écoulement turbulent est un système chaotique et il n'existe pas de formulation analytique exacte permettant de prévoir son évolution. Seules des lois statistiques sont applicables à un tel système physique. Cependant, les flux turbulents peuvent représenter une part importante du bilan d'énergie sur les glaciers et sur la neige (Sicart *et al.*, 2008).

1.2.2 Variabilité spatio-temporelle des flux turbulents

Cette contribution des flux turbulents au bilan d'énergie est très variable selon la situation des glaciers sur le globe. En général, les glaciers des hautes latitudes, sous l'influence d'une atmosphère froide, peuvent être situés en basse altitude où la densité de l'air est élevée, ce qui favorise d'importants flux de chaleur sensible. Ceux-ci sont souvent dirigés vers le glacier mais des flux dirigés vers l'atmosphère peuvent être observés fréquemment. Certains glaciers de hautes latitudes sont sous l'influence de masses d'air très humides en raison de la proximité de l'océan ou de la mer, ce qui peut favoriser la condensation en surface et des flux de chaleur latente dirigés vers le glacier. Le rayonnement solaire est peu intense car l'angle d'incidence du soleil est faible. Les flux turbulents peuvent alors jouer un rôle prépondérant dans le bilan d'énergie. Sous les tropiques, les glaciers sont généralement situés à haute altitude, où la densité de l'air est faible et donc l'air relativement sec, favorisant une sublimation importante, et les flux de chaleur sensible sont plus faibles qu'à basse altitude en raison de la faible densité de l'air. Le rayonnement solaire est par contre très intense, et la contribution des flux turbulents au bilan d'énergie présente une dynamique très différente qu'aux hautes latitudes. Aux moyennes latitudes, dans les Alpes par exemple, la situation est encore différente. La sublimation est plus faible que sous les tropiques car les glaciers sont situés à plus basse altitude où l'air est plus dense. Celle-ci reste néanmoins non-négligeable. Le flux de chaleur sensible est généralement dirigé vers la surface pendant l'été lorsque la fonte est importante, et ce flux peut être intense lorsque le vent est fort, en raison de températures assez hautes. Peu d'informations sont disponibles sur les flux turbulents en hiver en raison de la difficulté de maintenir des mesures fiables.

Les flux turbulents représentent un des termes du bilan d'énergie les plus fortement liés aux variables météorologiques telles que la température de l'air, la vitesse du vent ou l'humidité, susceptibles de se modifier considérablement sous l'effet des changements climatiques. Pour cette raison, l'évolution future des flux turbulents dépend fortement de l'évolution du climat. Les incertitudes sur ces flux sont grandes, en raison de la complexité des processus qui leur sont associés et du peu d'études qui documentent concrètement l'impact de ces incertitudes sur la quantification des bilans d'énergie. Il est donc primordial d'améliorer l'estimation des flux turbulents et de quantifier l'effet des incertitudes qui leur sont associées et leur impact sur l'estimation des bilans d'énergie glaciaires. La compréhension de ces processus sur des sites aux climatologies distinctes est également importante afin de bien caractériser l'évolution possible de ces flux dans des contextes climatiques différents aux dynamiques hétérogènes.

1.2.3 Les flux turbulents : une mesure difficile

Les flux turbulents sont mal connus, car dans les études de bilan d'énergie sur les glaciers et sur la neige, ils sont généralement paramétrés, à partir de mesures moyennes des champs de vitesse du vent, de température et d'humidité obtenus à partir de stations météorologiques ou de réanalyses climatiques (Conway & Cullen, 2013). Ces paramétrisations reposent en général sur les hypothèses fortes de la théorie des similitudes de Monin & Obukhov (1954). Pour que ces hypothèses soient remplies, l'écoulement turbulent doit être stationnaire, c'est à dire que les statistiques des variables caractéristiques de l'écoulement, calculées sur des échelles de temps variables, ne doivent pas changer. De même l'écoulement doit être homogène spatialement, ce qui signifie que les statistiques doivent être invariantes dans l'espace. Enfin, les mesures doivent être effectuées dans une couche de fluide pour laquelle les flux turbulents ne divergent pas verticalement, afin que l'évaluation des flux, effectuée à une distance donnée du sol, soit représentative du flux en surface.

Il est très probable que sur les glaciers et sur la neige en montagne, ces hypothèses ne soient généralement pas remplies. En effet, l'orographie complexe, les terrains en pente, l'hétérogénéité des surfaces où encore l'influence thermique des surfaces de glace et de neige froide, qui induisent une stratification stable de l'air au dessus de la surface, sont toutes des caractéristiques des terrains montagneux et des glaciers qui laissent penser que l'écoulement turbulent ne remplit pas les conditions d'application des paramétrisations se basant sur la théorie des similitudes de Monin-Obukhov (e.g. Smeets *et al.*, 1999, 2000; Denby & Greuell, 2000). Les écoulements atmosphériques à grande échelle peuvent interagir avec l'orographie complexe et générer des structures turbulentes de grande échelle. Ces structures peuvent être transportées jusqu'à proximité de la surface du glacier où elles peuvent interagir avec l'écoulement turbulent en induisant de puissantes rafales de vent, brisant la stationnarité de l'écoulement. Ces structures peuvent transporter de l'énergie cinétique turbulente générée loin de la surface, et de ce fait l'intensité de la turbulence proche de la surface n'est plus reliée aux grandeurs moyennes de l'écoulement proche de la surface. En couche stable sur des terrains en pente, l'air froid proche de la surface est plus lourd que l'air au-dessus, et il s'écoule par gravité le long de la pente, générant des vents catabatiques (Poulos *et al.*, 2007). Ceux-ci présentent un maximum de vent à faible hauteur au dessus de la surface et provoquent une divergence des flux turbulents dans les premiers mètres au-dessus de la surface. Cependant, malgré tous les problèmes liés à la mesure des flux turbulents, les accès et les conditions météorologiques étant difficiles et contraignants sur les terrains glaciaires de montagne, des études de caractérisation des écoulements turbulents, et donc des flux associés, n'ont pas souvent été menées dans ces milieux.

1.2.4 Projet de recherche et campagnes de mesures : "Turbulence et Ablation Glaciaire"

En considérant la problématique détaillée dans la section précédente, un projet de recherche, nommé "Turbulence et Ablation Glaciaire" (TAG), à été mis au point conjointement par les chercheurs de l'Institut de Recherche pour le Développement (IRD), du Centre d'Etude de la Neige (CEN) de Météo France et de l'Université Joseph Fourier (UJF), dans le but de mieux caractériser la turbulence et les flux turbulents en couche de surface sur les glaciers. Ce projet, coordonné par Jean-Emmanuel Sicart, à reçu l'approbation et à été financé par l'Agence Nationale de la Recherche (ANR). Le projet s'insérait dans les problématiques de recherche du Laboratoire Mixte International GREAT-ICE (glaciers et Ressources en Eau des Andes Tropicales) et de l'observatoire de recherche en environnement GLACIOCLIM (Les glaciers, un Observatoire du CLIMat). Ces structures ont pour but d'organiser le travail des équipes de recherche en vue de mieux comprendre les liens existant entre le climat et les fluctuations glaciaires, ainsi que la contribution hydrologique des glaciers dans les bassins versants de montagne. Le financement "Jeune Chercheur" procuré par l'ANR (Turbulence et Ablation Glaciaire, TAG 05-JCJC-0135) à permis l'achat de matériel de mesure et le financement de plusieurs campagnes de terrain. Celles-ci ont été effectuées dans les zones d'ablation du glacier tropical du Zongo (16° S) en Bolivie et du glacier alpin de Saint-Sorlin

(45° N) en France, entre les années 2005 et 2012.

Durant ces campagnes, des instruments permettant la mesure des variables turbulentes ont été mis en place. Nous avons à notre disposition des anémomètres soniques, réalisant des mesures à haute fréquence du vecteur de vent et de la température, des analyseurs de gaz permettant la mesure du contenu en eau de l'air, à haute fréquence également. Nous avons également à notre disposition un mât vertical permettant la mesure de profils verticaux de vitesse du vent et de température de l'air, ainsi que des stations météorologiques de l'observatoire GLACIOCLIM, permanentes, permettant la mesure des variables météorologiques moyennes.

1.2.5 Objectifs, méthodologie et plan de l'étude

Etant donné les fortes incertitudes planant sur l'évaluation des flux turbulents dans les bilans d'énergie glaciaires, l'objectif de cette thèse est de mieux comprendre le comportement des écoulements turbulents en surface des glaciers, et par la même, de mieux comprendre les incertitudes liées à l'utilisation des méthodes basées sur les théories des similitudes de [Monin & Obukhov \(1954\)](#). L'objectif final est de mieux caractériser la part jouée par les flux turbulents dans les bilans d'énergie glaciaires. Nous utilisons pour ce faire les données récoltées durant les campagnes financées par l'ANR TAG.

La méthode certainement la plus communément employée pour évaluer les flux turbulents sur les glaciers, à partir des variables météorologiques moyennes, est la méthode aérodynamique des profils ; celle-ci considère les gradients de vitesse de vent, de température et d'humidité de l'air, entre deux niveaux de mesure au-dessus de la surface, et relie ces grandeurs à des flux turbulents. En général, elle est appliquée en utilisant la surface comme premier niveau de mesure. Cependant, comme indiqué au paragraphe précédent, les fortes hypothèses de la théorie des similitudes sous-tendant cette méthode, ne sont peut-être pas respectées sur les glaciers de montagne. Il s'ensuivrait que de fortes incertitudes affectent l'évaluation des flux turbulents.

Nous avons donc dans un premier temps focalisé notre étude sur la compréhension et la caractérisation des écoulements turbulents proche de la surface des glaciers, afin de mieux comprendre le degré d'influence des processus complexes qui leur sont associés sur les glaciers situés en terrain montagneux. Une attention particulière a été portée à la caractérisation du vent catabatique et des structures de grande échelle influençant l'écoulement turbulent. Nous étudions comment ces processus peuvent être reliés aux influences des forçages de grande échelle, afin de créer un lien entre nos observations et des considérations d'ordre climatique. Nous étudions ces caractéristiques sur les deux sites où des données sont disponibles, pour mettre en évidence les potentielles similitudes et différences en termes de dynamique dans des conditions climatiques fortement distinctes. Une fois cette caractérisation réalisée, nous étudions comment les processus mis en évidence peuvent influencer la mesure des flux turbulents par la méthode aérodynamique des profils et quelles sont les erreurs les plus importantes sur cette mesure. Enfin, nous étudions comment ces erreurs peuvent influencer l'évaluation du bilan d'énergie à partir de données météorologiques, et quels biais potentiels peuvent être attendus sur l'estimation de la fonte.

Cette étude est organisée comme suit : nous proposons, dans un premier chapitre, de décrire le contexte général et les connaissances sur les bilans d'énergie, et plus précisément sur la turbulence et les flux turbulents. Nous présentons les hypothèses de similitude sous-jacentes aux techniques généralement employées pour l'évaluation des flux turbulents et nous exposons les facteurs limitant caractéristiques des glaciers de montagne. Nous présentons également les sites de mesure et leurs caractéristiques. L'étude expérimentale de la turbulence et des flux de chaleur qui lui sont associés demande l'application de nombreux traitements de données. Ainsi, dans un deuxième chapitre, nous décrivons les méthodes développées puis employées au cours de cette étude. Les méthodes sont ensuite appliquées sur les campagnes effectuées sur le glacier du Zongo, qui furent les plus complètes et les mieux documentées. Nous commençons par une analyse des caractéristiques de la turbulence sur ce glacier. Cette étude a fait l'objet d'une publication, que nous présentons dans un troisième chapitre ([Litt](#)

et al., 2014a). Ensuite, nous réalisons une étude des incertitudes liées à l'évaluation des flux turbulents, que nous présentons également sous la forme d'un article soumis pour publication (Litt *et al.*, 2014b). Enfin, après avoir testé et appliqué nos méthodes sur le glacier du Zongo, nous les appliquons sur les données récoltées sur le glacier de Saint-Sorlin, nous présentons cette étude sous forme d'un article préparé pour soumission. Un dernier chapitre propose une discussion et une comparaison des études réalisées sur les deux glaciers.

Chapitre 2

Théorie et sites d'étude.

2.1 Introduction

Nous présentons dans ce chapitre le contexte général de notre étude brièvement présentée en introduction. Nous détaillons les différents termes du bilan d'énergie en nous focalisant sur les flux turbulents. Afin de donner un bon aperçu des enjeux propres à la mesure des flux turbulents sur les glaciers de montagne, et avant de se pencher sur l'étude de cas concrets, nous exposons les principes fondamentaux qui gouvernent les écoulements turbulents. A partir de cet aperçu, nous présentons comment certaines approximations et hypothèses sur les caractéristiques de ces écoulements permettent de définir des méthodes de mesures des flux, telles celles qui sont communément appliquées sur les glaciers. Nous discutons des limitations de ces méthodes, qui sont liées aux caractéristiques particulières des écoulements atmosphériques sur les glaciers de montagne. Dans une deuxième partie nous décrivons les sites de mesures des campagnes de l'ANR TAG sur lesquels notre étude s'est penchée, à savoir le glacier du Zongo dans les Andes Tropicales de Bolivie, et le glacier de Saint-Sorlin, dans le massif des Grandes Rousses dans les Alpes Françaises. Nous décrivons les spécificités climatiques de ces sites ainsi que les particularités des bilans d'énergie telles qu'elles ont été mises en évidence lors d'études précédentes.

2.2 Bilan d'énergie des glaciers de montagne.

Nous reprenons ici la description des différents termes du bilan d'énergie, dont la formulation à été présentée en introduction. Nous nous focalisons sur les échanges d'énergie provenant de l'atmosphère. Nous laissons de côté pour l'instant les variations d'énergie interne (le terme de variations de Q). Nous verrons que ce terme n'a pas été mesuré directement durant cette étude. Nous reviendrons dessus lorsque nous tenterons de caractériser la fonte à partir du bilan d'énergie, dans le chapitre 6. Nous commençons par décrire succinctement le bilan radiatif, pour poursuivre de manière plus approfondie sur les flux turbulents. La combinaison des équations 1.1 et 1.2 qui décrivent le bilan d'énergie se résume comme suit :

$$\int_0^d \frac{d}{dt} (\rho_g(z) c_{p,g}(z) T_g(z)) dz + M = LW \downarrow - LW \uparrow + SW \downarrow - SW \uparrow + H + LE + P + F_d, \quad (2.1)$$

2.2.1 Flux radiatifs

Les flux d'énergie provenant de l'atmosphère sont repris dans le membre de droite. Le rayonnement de courtes longueurs d'ondes (λ entre 250 et 2500 nm) incidente reçue à la surface d'un glacier, $SW \downarrow$, provient du rayonnement solaire direct et diffus. La partie directe est constituée de photons provenant en ligne droite du soleil. La partie diffuse provient de l'atmosphère et également de la réflexion du rayonnement par les surfaces

des pentes environnant le site, ou par les nuages. $SW \downarrow$ varie avec l'évolution saisonnière de l'inclinaison du soleil par rapport au plan de l'équateur céleste, et est fortement influencé par le couvert nuageux. La réflexion du rayonnement sur les surfaces environnantes dépend de la configuration du terrain proche du site et du site lui-même. De même, en présence de relief, les masques constitués par les pentes environnant le site peuvent fortement influencer la quantité de rayonnement solaire reçu, et cela de manière variable selon la saison et le parcours du soleil dans la sphère céleste. L'intensité du rayonnement de courtes longueurs d'ondes réfléchi par la surface est contrôlée par le pouvoir de réflexion du sol. Celui-ci est quantifié par le rapport du rayonnement réfléchi sur le rayonnement incident, nommé albédo. Cette grandeur varie entre 0 et 1. Sur les glaciers, la neige fraîche reflète une grande partie du rayonnement incident et est donc caractérisée par un albédo fort (0.8 – 0.9). L'albédo de la neige décroît rapidement lorsque celle-ci se transforme et peut atteindre 0.3 – 0.4 pour une neige sale et fortement transformée. L'albédo de la glace est beaucoup plus faible que celui de la neige, de l'ordre de 0.4 lorsque celle-ci est propre, et varie aussi fortement avec le taux d'impuretés (poussières par exemple) qu'elle contient.

Le rayonnement de grandes longueurs d'onde (λ situé entre 4000 et 20000 nm) incident provient de l'émission thermique de l'atmosphère. Celle-ci provient essentiellement de l'eau (nuages et vapeur) et du CO_2 . Le rayonnement incident est fortement influencé par la température de l'atmosphère et par sa composition. Une atmosphère claire et pure émet moins qu'une atmosphère chargée de nuages, ceux-ci étant d'efficaces émetteurs de grandes longueurs d'onde. La nuit, le ciel clair, plus froid que le ciel en journée, émet moins de rayonnement. Le rayonnement de grandes longueurs d'onde incident peut également contenir une contribution provenant de l'émission des parois avoisinantes en terrain encaissé. Le rayonnement thermique provenant de la surface dépend fortement de son émissivité ε . Celle-ci est élevée (de l'ordre de 0.95 – 1) pour la plupart des corps terrestres incluant la glace et la neige. La réflectance thermique est égale à $1 - \varepsilon$, de sorte que :

$$LW \uparrow = \varepsilon \sigma T_s^4 + (1 - \varepsilon) LW \downarrow \quad (2.2)$$

Où T_s est la température de la surface exprimée en Kelvin, σ est la constante de Stefan-Boltzmann ($5,670373 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$). La forte valeur de l'émissivité de la glace se traduit par d'importantes pertes de chaleur à la surface via le terme de rayonnement de grandes longueurs d'onde. Lorsque celles-ci ne sont pas compensées par le rayonnement incident ou par les flux turbulents, la surface peut se refroidir de plusieurs degrés en quelques heures.

2.2.2 Flux turbulents

2.2.2.1 Théorie

Les flux turbulents sont les échanges d'énergie en surface dus aux transports de chaleur et d'humidité par les mouvements de l'air dans l'atmosphère. En surface des glaciers, ceux-ci peuvent prendre deux formes : les flux de chaleur sensible (H), résultant de l'advection de masses d'air de température différente que celle de la surface, et les flux de chaleur latente (LE), résultant des changements de phase de l'eau en surface du glacier. Ces deux termes résultent de l'action de mouvements turbulents et non pas de la diffusion moléculaire dans l'atmosphère, qui est bien moins efficace que la diffusion dite "turbulente". La diffusion moléculaire de chaleur dans l'air est donc en général négligée dans l'étude du bilan d'énergie, et nous nous focalisons sur les flux turbulents. La compréhension de ces flux passe par l'étude des écoulements et de la turbulence atmosphérique, que nous décrivons dans les sections suivantes.

Les équations de Navier-Stokes pour les écoulements atmosphériques

Les déplacements d'air dans l'atmosphère, qui contrôlent les flux turbulents, peuvent être décrits à l'aide des équations de Navier-Stokes. Leur forme pour les écoulements atmosphériques est décrite ci-dessous. Le développement est inspiré de [Stull \(1988\)](#). Considérons avant tout que l'air répond à la loi des gaz parfaits :

$$p = \rho \mathfrak{R} T_v \quad (2.3)$$

Où p est la pression de l'air en N m^{-2} , ρ est la densité de l'air (humide) en kg m^{-3} , \mathfrak{R} la constante des gaz parfaits ($287 \text{ J K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$) et T_v la température virtuelle de l'air. La conservation de la masse impose

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0 \quad (2.4)$$

Les études des écoulements atmosphériques considèrent généralement que les fluctuations de densité de l'air sont suffisamment petites pour être négligées, excepté lorsque que nous traitons de flottabilité : c'est l'approximation de Boussinesq. L'équation 2.4 devient simplement :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0 \quad (2.5)$$

En prenant en compte l'approximation de Boussinesq, la conservation de la quantité de mouvement s'écrit :

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} = -g \vec{z} - \frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2(\vec{u}) - 2\vec{\Omega} \wedge \vec{u} \quad (2.6)$$

Où g indique l'accélération de la gravité (9.81 m s^{-2}), t indique la coordonnée temporelle, \vec{u} le vecteur de vitesse du vent, de composantes (u, v, w) dans le repère cartésien de coordonnées (x, y, z) , z représentant la verticale, \vec{z} est un vecteur unitaire vertical, $\vec{\Omega}$ est le vecteur rotation de la terre, et ν la viscosité cinématique de l'air. Le premier terme du membre de gauche représente les variations de la vitesse en un point (l'inertie), le deuxième terme l'advection. Le premier terme du membre de droite représente la force de gravité, le deuxième l'influence du gradient de pression, le troisième l'effet des forces visqueuses et le quatrième les forces fictives d'inertie dues à la rotation de la terre. Nous faisons l'approximation de l'équilibre hydrostatique :

$$\frac{dp}{dz} = -\rho g \quad (2.7)$$

A ces équations, il faut ajouter l'équation de transport de la chaleur :

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} \theta = \nu_h \nabla^2 \theta - \frac{1}{\rho C_p} (\vec{\nabla} Q^*) - \frac{L_p M_a}{\rho C_p} \quad (2.8)$$

Où θ représente la température potentielle. Le premier terme du membre de gauche représente le stockage de température et le deuxième terme l'advection par l'écoulement. Le premier terme du membre de droite représente la diffusion moléculaire, avec ν_h la diffusivité thermique moléculaire et C_p la chaleur spécifique de l'air, le deuxième terme du membre de droite représente les sources de chaleur provenant des apports radiatifs dans la couche d'air, où Q^* est un terme radiatif en W m^{-2} , et L_p représente la chaleur latente de changement de phase de l'eau (J kg^{-1}) et M_a le taux de changement de phase de l'eau dans l'air en $\text{kg m}^{-3} \text{ s}^{-1}$. Dans la suite, nous négligerons en général ces deux derniers termes, en supposant que l'eau ne change de phase qu'en surface et que les apports radiatifs dans la couche de surface sont négligeables. L'équation de transport des traceurs (molécules telle que l'eau ou le CO_2) s'écrit comme suit :

$$\frac{\partial(\rho\chi_s)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\vec{u}\rho\chi_s) = v_s \vec{\nabla}^2 \chi_s + S_s \quad (2.9)$$

Dans cette équation, χ_s représente la concentration du traceur s dans l'air (en kg par kg⁻¹) v_s est la diffusivité moléculaire du traceur s et S_s (kg m⁻³ s⁻¹) est un terme source (qui regroupe les émissions ou absorptions par la surface, et la production ou destruction par des processus physico-chimiques du traceur dans l'air). Le premier terme du membre de gauche représente le stockage temporel, le deuxième l'advection par l'écoulement.

La turbulence atmosphérique

Décomposition de Reynolds

Les équations de Navier-Stokes ci-dessus comportent un terme non-linéaire dû aux forces visqueuses $v\nabla^2(\vec{u})$. Dans les cas où ce terme est important par rapport aux autres, il en résulte que pour deux configurations identiques, et des conditions initiales infiniment proches, l'évolution du système peut être sensiblement différente après très peu de temps. Dans ce cas le système est dit chaotique, et l'écoulement devient turbulent. Suivant cette approche, nous désignons par turbulence l'état d'un fluide dont les mouvements sont chaotiques, tourbillonnaires, en tout point de l'espace et du temps. Les tourbillons turbulents sont formés à de nombreuses échelles spatiales différentes, et leur comportement ne peut être prévu exactement sur de longues échelles. Cet état se développe lorsque la vitesse du fluide, ou plus exactement les forces inertielles du fluide, sont suffisamment grandes en regard des forces de viscosité qui tendent à le ralentir. Le rapport des forces inertielles sur les forces de viscosité définit le nombre de Reynolds (Re) :

$$Re = \frac{VL}{\nu} \quad (2.10)$$

Où V et L sont des vitesses et longueurs caractéristiques, respectivement, de l'écoulement, et ν la viscosité cinématique du fluide. Lorsque le nombre de Reynolds est suffisamment grand, l'écoulement devient turbulent, chaotique : la connaissance absolue de toutes les conditions initiales est nécessaire afin d'en prévoir son comportement. Cette connaissance absolue étant inaccessible, seul le comportement statistique de l'ensemble de l'écoulement sur un intervalle de temps ou d'espace peut être décrit. Dans les équations de Navier-Stokes pour les fluides turbulents, il est alors commode de décomposer les variables turbulentes en une somme d'une partie moyenne et d'une partie turbulente. Nous avons, par exemple, pour la vitesse longitudinale du vent u :

$$u = \bar{u} + u' \quad (2.11)$$

Où la variable surlignée représente la moyenne de la variable et le prime les fluctuations autour de cette moyenne. Cette décomposition est communément appelée décomposition de Reynolds. Elle est justifiée par le fait que les fluctuations turbulentes se déroulent *a priori*, et selon les observations, sur des échelles temporelles et spatiales plus petites, distinctes des échelles caractéristiques de variation des écoulements moyens. Nous pouvons développer les équations de Navier-Stokes en y insérant cette décomposition pour chaque variable, et en prenant la moyenne des équations. Par exemple, pour la conservation de la quantité de mouvement :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{\vec{u}} + \overline{u'}}{\partial t} + \overline{(\vec{u} + u') \cdot \vec{\nabla} (\vec{u} + u')} = \\ -g \vec{z} - 2\vec{\Omega} \wedge \overline{(\vec{u} + u')} - \frac{1}{\overline{\rho} + \rho'} \nabla(\overline{p} + p') + \overline{v\nabla^2(\vec{u} + u')} \end{aligned} \quad (2.12)$$

Le développement aboutit à un système d'équations non fermé. Il contient plus d'inconnues que d'équations. Il en résulte que le système ne peut être résolu et l'écoulement turbulent demeure imprévisible. En particulier, ce développement fait apparaître des termes de dérivées partielles spatiales de covariances turbulentes, du type $\overline{u'w'}$ (pour les flux de quantité de mouvement) qui sont des flux turbulents, pour lesquels des équations pronostiques fermées ne sont pas dérivables analytiquement.

Energie cinétique turbulente

Une variable clef en micrométéorologie est l'énergie cinétique turbulente, car elle donne une indication sur l'intensité de la turbulence dans un écoulement. Elle est définie comme suit, sur base de la composante fluctuante des composantes de la vitesse du vent :

$$\bar{e} = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad (2.13)$$

Nous pouvons dériver une expression analytique pour l'évolution de l'énergie cinétique turbulente à partir des équations de Navier-Stokes. Nous obtenons, sous une forme simplifiée pour laquelle l'advection par l'écoulement moyen et la subsidence sont négligées, dans un système homogène horizontalement et en s'alignant sur le vent moyen :

$$\frac{\partial \bar{e}}{\partial t} = \frac{g}{\theta_v} \overline{w'\theta'_v} - \overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \frac{\partial \overline{w'e}}{\partial z} - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \overline{w'p'}}{\partial z} - \varepsilon \quad (2.14)$$

Cette équation nous renseigne sur les sources possibles de turbulence dans un écoulement. Le premier terme du membre de droite représente la production de turbulence par effet de flottabilité, le deuxième représente la production par effet de cisaillement, le troisième terme représente le transport de turbulence par les tourbillons turbulents eux-mêmes, le quatrième la redistribution de l'énergie cinétique par les termes de fluctuation de la pression et enfin, le dernier terme représente la dissipation de la turbulence par les forces visqueuses.

Cascade d'énergie

Les tourbillons turbulents sont générés par les mécanismes de cisaillement et de convection à différentes échelles. Kolmogorov (1941) a introduit l'hypothèse que les grands tourbillons perdent leur énergie en générant des tourbillons plus petits, qui à leur suite transfèrent cette énergie à des tourbillons encore plus petits, et ainsi de suite jusqu'à atteindre des échelles spatiales et temporelles sur lesquelles peut agir la viscosité. A cette échelle, les tourbillons sont dissipés sous forme de chaleur. Ce processus est appelé "cascade d'énergie". Dans la gamme de fréquences caractéristique de ce processus, il est possible d'obtenir une représentation spectrale de l'énergie contenue dans l'écoulement. Le spectre d'énergie des fluctuations des composantes de la vitesse doit montrer un maximum à la fréquence caractéristique des plus grands tourbillons puis doit diminuer vers les plus hautes fréquences en suivant une loi de puissance déterminée $S(f) \sim f^{-j}$ (où S est le spectre d'énergie et f est la fréquence). Nous verrons que l'étude des spectres turbulents en comparaison de ces lois de puissance peut donner des indications sur la qualité des mesures obtenues ainsi que sur les caractéristiques de l'écoulement turbulent.

L'hypothèse d'ergodicité

L'ergodicité est la propriété d'un système qui parcourt tous ses états possibles avec des probabilités égales. L'étude statistique des variables d'un système doit normalement se faire en utilisant une infinité d'échantillons obtenus lors d'une infinité de réalisations du système dans des conditions similaires. Nous parlons alors de statistiques d'ensemble. La moyenne dans l'équation 2.11 doit, en théorie, être une moyenne d'ensemble, c'est à dire une moyenne de la variable mesurée pour une infinité de répétitions de l'expérience, présentant toutes les mêmes conditions. Dans le cas d'un écoulement turbulent, si celui-ci est homogène spatialement et stationnaire,

un échantillonnage suffisamment long, ou réalisé sur un espace suffisamment grand permet d'égaliser les statistiques temporelles ou spatiales à des statistiques d'ensemble. Les hypothèses de stationnarité et d'homogénéité sont donc équivalentes à l'hypothèse ergodique : si le temps est suffisamment long et que les conditions ne changent pas, sur un terrain homogène, le système passera par toutes ses configurations possibles.

Notion de stabilité

En météorologie, on qualifie d'atmosphère stable une atmosphère pour laquelle la température potentielle croît avec l'altitude. Dans une telle situation, une parcelle d'air déplacée adiabatiquement d'une altitude z à une altitude supérieure $z + dz$ redescendra à sa position initiale z . Dans une atmosphère instable, la température potentielle décroît avec l'altitude. Les parcelles d'air situées le plus bas possèdent une densité plus faible et sont donc entraînées vers le haut.

La notion de stabilité peut être introduite pour les écoulements turbulents, mais elle a un sens différent. Elle désigne la propension d'un écoulement à rester laminaire (stable), ou au contraire à devenir turbulent (instable). De même, un écoulement turbulent dit stable a tendance à devenir laminaire et un écoulement laminaire instable aura tendance à devenir turbulent. Généralement, la stabilité est exprimée comme le rapport adimensionnel entre les deux sources principales de génération et de destruction de turbulence (voir Equation 2.14). La première source importante est la production par cisaillement, par exemple lors d'épisodes de vent intense, nous parlons alors de convection forcée. La seconde source importante provient des effets de flottabilité : une couche atmosphérique instable (en termes de température potentielle) favorise la convection thermique, qui produit de la turbulence et une couche atmosphérique stable diminue l'intensité de la turbulence. Lorsque la température potentielle augmente avec l'altitude, nous observons généralement un flux de chaleur dirigé vers le sol. La turbulence produite par cisaillement agit contre la force de flottabilité qui elle tend à affaiblir la turbulence. Lorsque la température potentielle diminue avec l'altitude, nous avons un flux dirigé vers le haut et le mélange turbulent dû au cisaillement agit dans le même sens que la convection ce qui favorise la turbulence. Le nombre de Richardson de flux est un rapport entre ces termes principaux de production et de destruction d'énergie cinétique turbulente. Il permet de synthétiser les processus décrit ci-dessus en évaluant l'importance relative des deux termes :

$$Ri_f = \frac{g}{\theta_v} \frac{\overline{w'\theta'}}{\overline{u'w' \frac{\partial u}{\partial z} + v'w' \frac{\partial v}{\partial z}}} \quad (2.15)$$

Quand Ri_f est négatif nous parlons d'un écoulement instable, en conditions convectives. Quand Ri_f est positif, l'écoulement est stable, en conditions d'inversion de température. Le cisaillement par le vent tend à contrecarrer les effets de flottabilité et figure au dénominateur. Les conditions de vents forts conduisent à des écoulements neutres.

La couche limite atmosphérique

La couche limite atmosphérique peut être définie comme la partie basse de l'atmosphère qui évolue en réponse aux changements des caractéristiques de la surface terrestre sur des échelles de temps de l'ordre de l'heure. Suivant cette définition, la couche limite peut avoir une extension verticale très variable, selon les conditions, durant la journée ou la nuit. Les écoulements atmosphériques proches de la surface de la terre sont caractérisés par des nombres de Reynolds élevés, et sont donc fréquemment turbulents. La Figure 2.1 conceptualise l'évolution de la couche limite atmosphérique durant un cycle jour/nuit (la figure est centrée sur minuit).

En journée, le sol se réchauffe sous l'influence du rayonnement solaire, l'atmosphère en contact avec la surface se réchauffe plus vite que les couches d'air situées au-dessus : l'air devient instable et s'élève progressivement en générant un mélange turbulent intense et la création d'une couche limite convective, fortement

mélangée, qui s'étend jusqu'au-dessous de l'inversion de température en altitude. L'extension de cette couche peut atteindre des ordres de grandeur de 1000 m.

La nuit, par émission thermique, le sol se refroidit plus rapidement que l'air. La température potentielle augmente alors avec l'altitude, entraînant la création d'une couche d'air stable où l'intensité de la turbulence est faible. Cette couche s'étend jusqu'à une altitude limitée au-dessus du sol, de l'ordre d'une centaine de mètres. En montagne, c'est généralement jusqu'à la hauteur des crêtes. Au-dessus de cette couche se maintient une couche résiduelle qui conserve en partie les conditions de mélange de la journée. Quand le jour se lève, le processus de mélange convectif se remet en route, et détruit rapidement la couche stable pour laisser la place à une couche mélangée.

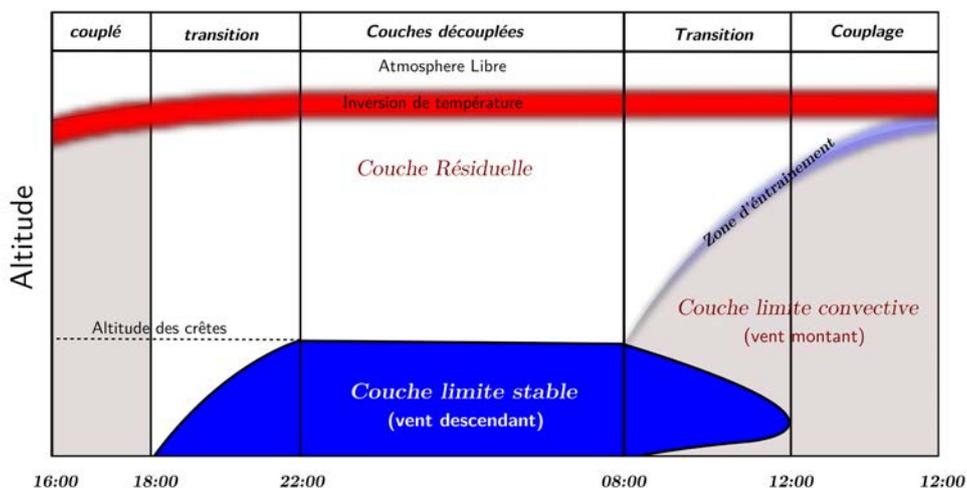


FIGURE 2.1 – Schéma d'évolution de la couche limite atmosphérique le long d'une nuit (Inspiré de Whiteman, 2000).

La couche de surface

La couche de surface est généralement définie comme la partie inférieure de la couche limite atmosphérique, située juste au-dessus de la surface, où les flux turbulents de quantité de mouvement et de chaleur ne varient pas de plus de 10% de leur valeur en surface. Au sein de la couche de surface nous pouvons définir d'autres sous-couches (Figure 2.2). La sous-couche dynamique est la couche où les profils de vitesse de vent et de température sont *a priori* logarithmiques. En dessous de la couche de surface, nous pouvons définir une couche nommée sous-couche visqueuse, ou sous-couche rugueuse, dans laquelle les effets de viscosité ne peuvent plus être négligés. Les profils de vitesse et de température sont influencés par la nature de la surface. Dans le cas du profil de vent, une surface plus rugueuse provoque plus de friction et ralentit plus fortement le vent. Pour une vitesse de vent constante, si la rugosité de la surface est plus importante, la couche de surface aura tendance à être plus développée verticalement (Figure 2.2). Dans le cas du profil de température nous parlons de rugosité thermique, mais celle-ci ne peut pas être aisément reliée aux caractéristiques physiques de la surface, elle est plutôt un terme de paramétrisation.

2.2.2.2 Estimation et mesure des flux turbulents.

Cadre général

Les flux turbulents peuvent jouer un rôle important dans le bilan d'énergie des glaciers (Sicart *et al.*, 2008; Conway & Cullen, 2013). D'importants efforts ont donc été mis en œuvre afin de développer des méthodes permettant l'évaluation de ceux-ci. Parmi celles-ci la plus utilisée est sans doute la méthode des profils aéro-

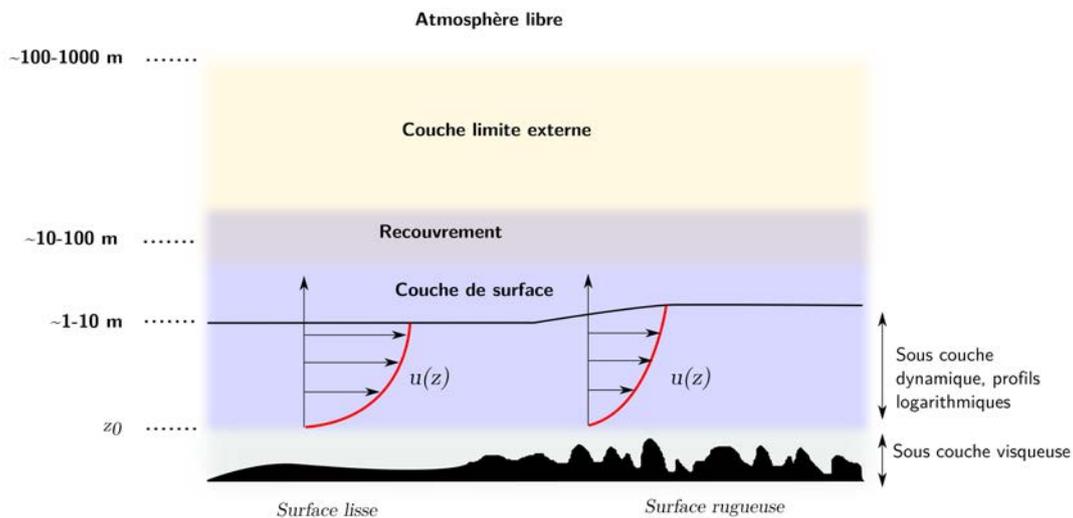


FIGURE 2.2 – Schéma des différentes couches constituant la couche limite atmosphérique et en particulier, la couche de surface (Figure adaptée de Brutsaert, 1982).

dynamiques, dérivée de la théorie des similitudes de Monin-Obukhov. Cependant, cette théorie repose sur des hypothèses fortes (voir Introduction) qui ne sont sans doute pas remplies sur les glaciers de montagnes (Smeets *et al.*, 1998, 2000; Denby & Greuell, 2000). La méthode des covariances de turbulences permet une mesure directe des flux et donne accès aux variables de la turbulence (par exemple, elle donne une mesure de \bar{e}). L'objet de cette étude est d'améliorer la connaissance et les limitations de la méthode aérodynamique des profils en terrain glaciaire en utilisant des données de covariances de turbulences. Nous décrivons ci-après ces deux méthodes d'évaluation des flux turbulents et donnons un aperçu de leurs limitations respectives. Nous commençons par une description théorique du fonctionnement des flux turbulents.

Approche conceptuelle

Dans un écoulement turbulent, l'advection de masses d'air par les tourbillons induit des transferts de quantité de mouvement, de chaleur et d'espèces chimiques. Ce sont les flux turbulents. L'efficacité de ces transferts dépasse de plusieurs ordres de grandeur celle de la diffusion ou de la viscosité moléculaire. Dès lors, cette dernière est négligée. Dans ce travail nous approcherons deux processus de transfert d'énergie : le flux de chaleur sensible, qui résulte directement de la diffusion turbulente de la chaleur et le flux de chaleur latente, qui résulte des changements de phase de l'eau en surface. Pour ce dernier nous supposons que tout déplacement d'une quantité de vapeur d'eau vers le haut provient de l'évaporation de l'eau ou de la sublimation de la glace en surface, et inversement un déplacement de vapeur d'eau vers le bas indique qu'il y a condensation ou formation de givre en surface.

Les transferts turbulents de chaleur sensible peuvent être décrits en considérant les fluctuations turbulentes de température potentielle θ' et les fluctuations de la vitesse du vent vertical w' . Si un tourbillon turbulent provoque une fluctuation de température positive associée à une fluctuation de vitesse verticale positive, cela indique que le tourbillon a provoqué un transfert de chaleur du bas vers le haut. Une fluctuation de température négative associée à une fluctuation de vitesse verticale positive indique un transfert de chaleur du haut vers le bas, et *vice et versa* (Figure 2.3). Si nous considérons la quantité $\rho C_p w' \theta'$ (C_p est la chaleur spécifique de l'air, $1004.67 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ pour l'air sec), celle-ci a la dimension d'un flux (W m^{-2}). La moyenne des $\rho C_p w' \theta'$ sur un intervalle de temps t , $\rho C_p \overline{w' \theta'}$ donne le flux turbulent de chaleur sensible le long de l'axe vertical. De même, les transferts verticaux d'humidité indiquent l'occurrence de changements de phase de l'eau en surface, et sont appelés flux turbulents de chaleur latente. Ce flux prend la forme $\rho L_e \overline{w' q'}$, où L_e est la chaleur spécifique de sublimation de la glace ($2.83 \times 10^6 \text{ J kg}^{-1}$ à 0°C) et q l'humidité spécifique de l'air (en kg d'eau par kg d'air). De même

nous pouvons définir un flux turbulent vertical de quantité de mouvement, qui prend la forme $\overline{u'w'}$. Celui-ci décrit la propulsion de la turbulence dans une couche horizontale d'air à ralentir l'écoulement dans les couches supérieures ou inférieures sous l'effet de forces de cisaillement.

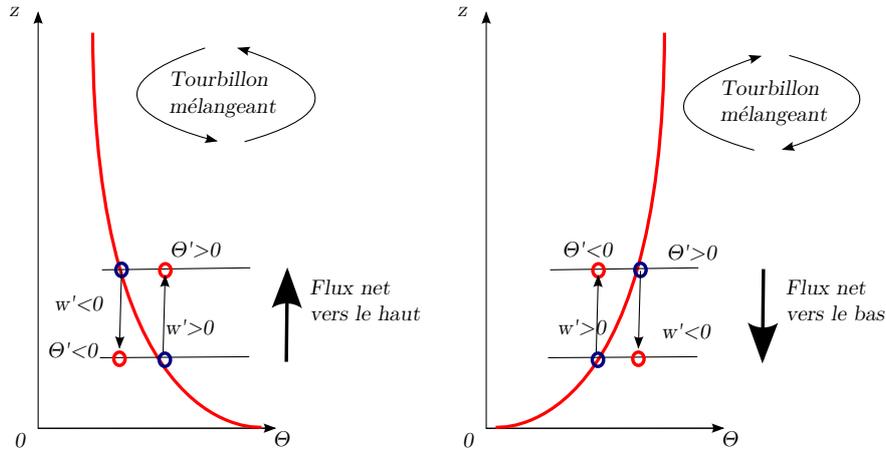


FIGURE 2.3 – Conceptualisation des échanges turbulents par des tourbillons de petite taille (Figure adaptée de Stull, 1988).

Equation de transport turbulent.

L'approche que nous venons de présenter permet de conceptualiser le fonctionnement du transport turbulent. Une approche mathématique rigoureuse est nécessaire dans le cadre de ce travail afin de pouvoir comprendre et analyser les processus, la contribution des flux turbulents au transport d'énergie entre l'air et la surface, la mesure de ces flux et la caractérisation des incertitudes. Prenons l'équation 2.9 de conservation d'un traceur quelconque dans l'atmosphère :

$$\frac{\partial(\rho\chi_s)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\vec{u}\rho\chi_s) = S_s \quad (2.16)$$

Où nous avons négligé la diffusion moléculaire, car l'expérience montre que celle-ci est beaucoup moins efficace que la diffusion turbulente. Appliquons la décompositions de Reynolds : $\chi_s = \overline{\chi_s} + \chi'_s$, $\rho_s = \overline{\rho_s} + \rho'_s$, $S_s = \overline{S_s} + S'_s$, $\vec{u} = \overline{\vec{u}} + \vec{u}'$ ($\vec{u} = (u, v, w)$), et prenons la moyenne de chaque côté de l'équation :

$$\overline{\rho}_d \frac{\partial \overline{\chi}_s}{\partial t} + \overline{\rho}_d u \frac{\partial \overline{\chi}_s}{\partial x} + \overline{\rho}_d v \frac{\partial \overline{\chi}_s}{\partial y} + \overline{\rho}_d w \frac{\partial \overline{\chi}_s}{\partial z} + \frac{\partial \overline{\rho}_d u' \chi'_s}{\partial x} + \frac{\partial \overline{\rho}_d v' \chi'_s}{\partial y} + \frac{\partial \overline{\rho}_d w' \chi'_s}{\partial z} = \overline{S}_s \quad (2.17)$$

Le premier terme du membre de gauche représente toujours le stockage temporel du traceur. Les 3 termes suivants indiquent l'advection du traceur par l'écoulement moyen. Les trois derniers termes du membre de gauche représentent le transport turbulent. Intégrons cette équation sur un volume de contrôle tel que celui représenté dans la Figure 2.4.

$$\begin{aligned} & \frac{1}{4L^2} \int_{-L}^L \int_{-L}^L \int_0^{h_m} \overline{\rho}_d \frac{\partial \overline{\chi}_s}{\partial t} + \overline{\rho}_d u \frac{\partial \overline{\chi}_s}{\partial x} + \overline{\rho}_d v \frac{\partial \overline{\chi}_s}{\partial y} + \overline{\rho}_d w \frac{\partial \overline{\chi}_s}{\partial z} \\ & + \frac{\partial \overline{\rho}_d u' \chi'_s}{\partial x} + \frac{\partial \overline{\rho}_d v' \chi'_s}{\partial y} + \frac{\partial \overline{\rho}_d w' \chi'_s}{\partial z} dx dy dz = \frac{1}{4L^2} \int_{-L}^L \int_{-L}^L \int_0^{h_m} \overline{S}_s dx dy dz \end{aligned} \quad (2.18)$$

En effectuant un changement de repère pour s'orienter dans la direction du vent moyen, et en supposant que l'écoulement est homogène horizontalement, nous obtenons :

$$\int_0^{h_m} \overline{\rho}_d \frac{\partial \overline{\chi}_s}{\partial t} dz + \overline{\rho}_d w' \chi'_s|_{h_m} = \overline{F}_s \quad (2.19)$$

Nous voyons apparaître dans cette équation un terme de stockage entre le capteur et la surface (le premier terme

du membre de gauche) et un flux turbulent à la hauteur h_m du capteur (deuxième terme du membre de gauche). Le terme source intégrée sur la colonne d'air entre la surface et le capteur \overline{F}_s représente le flux en surface si aucune autre source n'intervient entre la surface et le capteur. Nous voyons donc que la grandeur $\overline{\rho_d w' \chi'_s}|_{h_m}$ donne le flux de surface dans la mesure ou le stockage est nul, le terme source négligeable au-dessus de la surface, et l'hypothèse d'homogénéité horizontale valide. Notons que la décomposition de Reynolds utilisée ici impose aussi que les échelles caractéristiques des fluctuations turbulentes soient distinctes de celles des mouvements moyens, ce qui impose que l'écoulement soit stationnaire.

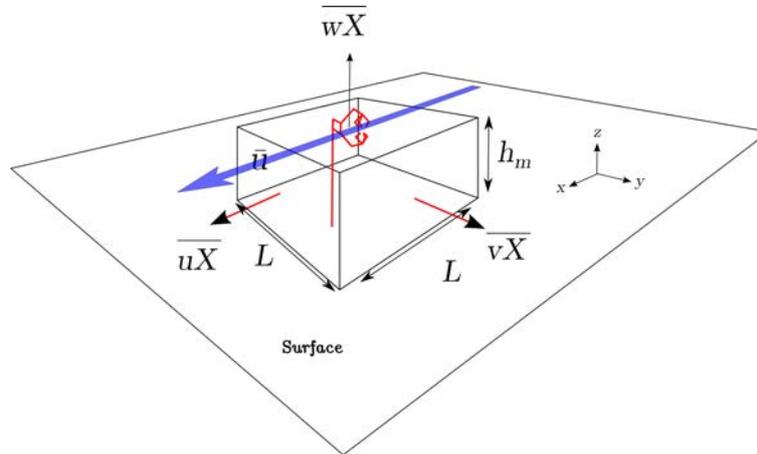


FIGURE 2.4 – Schéma de la mesure des flux turbulents.

Méthode des covariances de turbulences

La méthode des covariances de turbulences repose sur la mesure directe des fluctuations des grandeurs turbulentes. La théorie repose sur les développements mathématiques présentés dans la section 2.2.2.2. Le flux de chaleur sensible, par exemple, peut être évalué via un instrument disposé au-dessus de la surface permettant la mesure directe de θ' et w' . Si nous supposons que l'advection et que le stockage sont négligeables, nous pouvons alors calculer H à partir de ces mesures :

$$H = -\rho C_p \overline{w' \theta'} \quad (2.20)$$

De même le flux de chaleur latente LE peut être déterminé à partir de la mesure des fluctuations de l'humidité spécifique q' :

$$LE = -\rho L_e \overline{w' q'} \quad (2.21)$$

Dans ces équations, contrairement aux conventions de signe habituelles en météorologie, nous adoptons un point de vue glaciologique : les flux dirigés vers le bas, donc vers la surface, sont considérés comme positifs. Les flux dirigés vers le haut, qui représentent une perte pour la surface, sont considérés comme négatifs. Il importe de noter que les développements de la section précédente reposent sur une hypothèse d'homogénéité spatiale. De même, si nous utilisons un capteur fixe dans l'espace, la décomposition de Reynolds utilisée pour ces développements implique que la moyenne utilisée pour calculer les fluctuations w' , θ' ou q' doit être suffisamment longue pour que l'hypothèse ergodique soit valide.

Avantages, désavantages et problèmes liés à la méthode

Cette méthode présente l'avantage d'être une mesure directe des flux. De plus, les variables mesurées permettent une caractérisation fine de la turbulence. Elle repose néanmoins sur un nombre important d'hypothèses :

l'absence de stockage sous le capteur, une advection négligeable ou encore l'homogénéité spatiale. Pour pouvoir calculer une moyenne sur une période suffisamment longue afin de pouvoir appliquer l'hypothèse ergodique et la décomposition de Reynolds, il faut que les conditions de grandes échelles ne varient que faiblement. C'est ce que l'on nomme la stationnarité de l'écoulement turbulent.

Nous verrons dans le chapitre suivant que ce type de mesure requiert également l'application d'un grand nombre de post-traitements et de corrections afin d'obtenir une valeur fiable du flux. Les instruments utilisés sont également plus coûteux que ceux utilisés dans les stations météorologiques classiques et sont plus exigeants en termes de maintenance et d'apports énergétiques, un problème crucial pour les observations sur plusieurs années dans des terrains reculés comme les glaciers de montagne.

Théorie des similitudes de Monin-Obukhov

L'application de l'équation 2.19 en vue d'évaluer les flux turbulents en surface nécessite l'utilisation d'instruments spécifiques permettant la mesure directe des fluctuations verticales de la vitesse du vent w' et des traceurs (température, humidité, ou autre). Ces mesures ne sont pas systématiquement possibles à mettre en oeuvre. Sur les glaciers, nous utilisons plus fréquemment des stations météorologiques mesurant des grandeurs moyennes telles que la vitesse horizontale du vent, la température moyenne ou l'humidité moyenne. L'hypothèse de similitude de Monin-Obukhov permet de relier ces grandeurs à des flux turbulents verticaux.

Le profil de vitesse logarithmique

Nous allons décrire la théorie des similitudes de Monin-Obukhov en commençant par un cas simple. Nous nous plaçons dans le cas où le champ de température est homogène dans l'espace, nous avons donc une couche de surface neutre. Supposons que l'écoulement turbulent se déplace de manière stationnaire au-dessus d'une surface rugueuse, infinie, horizontale, plane et homogène. L'écoulement est alors homogène horizontalement. Dès lors, la turbulence ne peut être produite que par des effets de cisaillement dans la couche de surface, et le profil de vitesse ne dépend que de la hauteur au-dessus du sol et de ce cisaillement. Nous définissons la vitesse de friction u_* comme la racine du rapport entre le cisaillement horizontal τ en (N m^{-1}) (où $\tau = \partial_z F_x$, avec F_x la force de cisaillement horizontale) et la densité ρ :

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}} \quad (2.22)$$

Nous imposons $z \gg d$ où d est la hauteur caractéristique des éléments de rugosité caractéristiques de la surface. Les hypothèses d'homogénéité et de stationnarité permettent d'affirmer que les statistiques de l'écoulement sont invariantes suivant les transformations :

$$x' = kx \quad y' = ky \quad z' = kz \quad t' = kt \quad (2.23)$$

L'invariance selon la transformation 2.23 permet d'affirmer que la différence pondérée de vitesse moyenne entre deux hauteurs n'est fonction que du rapport entre ces deux hauteurs :

$$\frac{\overline{u(z_2)} - \overline{u(z_1)}}{u_*} = f\left(\frac{z_2}{z_1}\right) \quad (2.24)$$

La seule fonction admettant cette égalité est une fonction logarithmique, ce qui implique :

$$\overline{u(z_2)} - \overline{u(z_1)} = C \ln\left(\frac{z_2}{z_1}\right) \quad (2.25)$$

Où, sous forme différentielle :

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \frac{C}{z} \quad (2.26)$$

Comme la vitesse de friction est invariante selon la transformation 2.23, nous pouvons écrire :

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \frac{u_*}{kz} \quad (2.27)$$

Où nous avons introduit la constante de von Kármán k . Cette équation démontre simplement que l'évolution de la vitesse est logarithmique avec la hauteur si les hypothèses ci-dessus sont respectées. Cependant, elle ne donne aucune information sur la vitesse absolue. La valeur absolue de la vitesse dépend des conditions aux limites de l'écoulement, donc de la nature de la surface. L'expérience montre que le cisaillement τ est proportionnel au carré de la vitesse, et que ces deux grandeurs sont liées par un coefficient de traînée β qui dépend de la hauteur au-dessus de la surface et de la nature de cette surface. Nous pouvons donc écrire :

$$u_* = \beta(z)\bar{u}(z) \quad (2.28)$$

En substituant l'équation 2.28 dans l'équation 2.27, nous obtenons :

$$\frac{1}{\beta(z_2)} - \frac{1}{\beta(z_1)} = \frac{1}{k} \ln\left(\frac{z_2}{z_1}\right) \quad (2.29)$$

Et donc :

$$z_1 \exp(-k/\beta(z_1)) = z_2 \exp(-k/\beta(z_2)) = Cste = z_0 \quad (2.30)$$

Où z_0 est une caractéristique de la surface, indépendante de la hauteur de mesure. Nous obtenons :

$$\beta(z) = \frac{k}{\ln\left(\frac{z}{z_0}\right)} \quad (2.31)$$

Et :

$$\bar{u}(z) = \frac{u_*}{k} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (2.32)$$

Le profil de vitesse vertical suit donc une loi logarithmique si les conditions susmentionnées sont remplies, et la forme de ce profil ne dépend que de la friction en surface u_* et d'un paramètre qui dépend uniquement de la nature de la surface et qui a la dimension d'une hauteur, z_0 . Cette grandeur est nommée hauteur de rugosité. Elle peut être vue comme la hauteur à laquelle le profil de vent moyen dans la couche de surface est égal à 0 (Figure 2.2). Il résulte de cette analyse que le flux turbulent de quantité de mouvement dans la couche de surface u_* , dans la limite des hypothèses sus-décrites, peut être évalué à partir de la connaissance des gradients moyens verticaux de la vitesse du vent.

Similarité de Monin-Obukhov

Dans le paragraphe précédent, nous avons adopté une approche pour laquelle le champ de température était constant et homogène, pour laquelle les flux de chaleur sont nuls. Nous allons maintenant faire intervenir les termes d'évolution de la température. Voyons tout d'abord, selon les hypothèses de stationnarité et d'homogénéité, la forme des équations de Navier-Stokes dans la couche de surface. En supposant en plus que les apports radiatifs de chaleur ainsi que les termes de changement de phase des gaz dans la couche de surface sont négligeables,

en admettant l'équilibre hydrostatique, l'approximation de Boussinesq, en négligeant la force de Coriolis, en négligeant la subsidence et en considérant que les variations de température θ sont faibles en comparaison de la température moyenne de la couche θ_0 nous pouvons réécrire les équations de Navier-Stokes sous la forme suivante :

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \quad (2.33)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p}{\partial y} = 0 \quad (2.34)$$

$$\frac{dw}{dt} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial z} + \frac{g}{\theta_0} \theta' \quad (2.35)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2.36)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = 0 \quad (2.37)$$

Dans ce cadre, nous cherchons une manière d'évaluer les flux turbulents de chaleur en surface en utilisant des mesures des champs moyens de vitesse et de température. Voyons comment la théorie des similitudes permet de résoudre ce problème. Le raisonnement se base sur l'analyse dimensionnelle de Buckingham-Pi (Monin & Obukhov, 1954). Nous devons d'abord déterminer les variables clefs qui déterminent les caractéristiques de l'écoulement. Le système d'équations ci-dessus nous enseigne que l'écoulement est entièrement déterminé par les valeurs du flux de chaleur sensible $\overline{w'\theta'} = \frac{-H}{\rho C_p}$, de la friction en surface τ/ρ (nous avons vu au paragraphe précédent que celle-ci déterminait l'intensité du vent), et de la flottabilité $\frac{g}{\theta_0}$. De plus, les caractéristiques de l'écoulement ne dépendent que de la hauteur au-dessus de la surface, z . Nous pouvons construire des échelles caractéristiques dimensionnées de l'écoulement à partir de ces variables clefs. Nous avons la vitesse de friction :

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}} \quad (2.38)$$

Une échelle de longueur (appelée longueur de Obukhov) :

$$L_* = -\frac{\rho C_p}{k(-H)} \frac{u_*^3}{\frac{g}{\theta_0}} \quad (2.39)$$

Et une échelle de température :

$$\theta_* = -\frac{1}{ku_*} \frac{(-H)}{\rho C_p} \quad (2.40)$$

Où nous avons introduit la constante de von Kàrmàn par soucis de consistance avec les développements du paragraphe précédent. Dans ces équations, un signe négatif est appliqué au flux de chaleur sensible en conséquence de la convention de signe utilisée dans ce document. Toute variable adimensionnée du système ne dépend alors que de fonctions univoques d'autres variables adimensionnées. Pour rejoindre les développements du paragraphe précédent considérons les gradients adimensionnés $\frac{kz}{u_*} \frac{d\bar{u}}{dz}$ et $\frac{kz}{\theta_*} \frac{d\bar{\theta}}{dz}$. Nous examinons leur dépendance selon $-\frac{z}{L_*}$. Nous avons :

$$\frac{kz}{u_*} \frac{d\bar{u}}{dz} = \phi_m \left(\frac{z}{L_*} \right) \quad (2.41)$$

$$\frac{kz}{\theta_*} \frac{d\bar{\theta}}{dz} = \phi_h \left(\frac{z}{L_*} \right) \quad (2.42)$$

Les fonctions $\phi_{m,h}$ sont communément appelées fonctions de stabilité. A partir de mesures effectuées dans la couche de surface, la forme de ces fonctions peut être déterminée. L'expérience montre que les profils verticaux de vent et de température dans la couche de surface avec un champ de température variable selon z peuvent être écrits sous la forme :

$$\bar{u}(z) = \frac{u_*}{k} \left[\ln \left(\frac{z}{z_0} \right) - \psi_m \left(\frac{z}{L_*} \right) \right] \quad (2.43)$$

$$\bar{\theta}(z) = \bar{\theta}_s + \frac{\theta_*}{k} \left[\ln \left(\frac{z}{z_t} \right) - \psi_h \left(\frac{z}{L_*} \right) \right] \quad (2.44)$$

Où nous avons fait apparaître la hauteur de rugosité thermique z_t (m), qui est l'analogie de la hauteur de rugosité dynamique z_0 explicitée dans le cas du profil vertical de vitesse de vent. Cette hauteur peut être vue comme la hauteur à laquelle la température de l'air est égale à la température de la surface. Ces équations prédisent une forme logarithmique, telle que dérivée dans la section précédente pour le profil de vitesse de vent, mais agrémentée d'une correction. Cette forme est bien équivalente à la forme des équations 2.41 et 2.42 où les fonctions $\psi_{m,h}$ sont données par :

$$\psi_{m,h} = \int \frac{1 - \phi_{m,h}(\xi)}{\xi} d\xi \quad (2.45)$$

De même, suivant ces mêmes raisonnements, nous pouvons dériver la forme des profils de concentration de différents traceurs, en l'occurrence notre intérêt se porte ici sur l'humidité spécifique q . Nous avons :

$$\frac{kz}{q_*} \frac{d\bar{q}}{dz} = \phi_q \left(\frac{z}{L_*} \right) \quad (2.46)$$

$$\bar{q}(z) = \bar{q}_s + \frac{q_*}{k} \left[\ln \left(\frac{z}{z_q} \right) - \psi_q \left(\frac{z}{L_*} \right) \right] \quad (2.47)$$

Où nous avons introduit l'humidité de friction q_* :

$$q_* = -\frac{1}{ku_*} \frac{(-LE)}{\rho L_e} \quad (2.48)$$

la hauteur de rugosité humide z_q (m) qui est la hauteur à laquelle le profil d'humidité atteint la valeur de l'humidité de la surface, et une fonction de stabilité pour le profil d'humidité ϕ_q .

K-théorie

Nous pouvons écrire les équations 2.41, 2.42 et 2.46 sous une autre forme, en faisant intervenir des coefficients de diffusivité turbulente.

$$u_* = K_m \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad (2.49)$$

$$H = K_h \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \quad (2.50)$$

$$LE = K_q \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} \quad (2.51)$$

La forme de ces flux est la même que la forme des flux moléculaires, où les diffusivités moléculaires ν , ν_h et ν_q (pour la vapeur d'eau) ont été remplacées par les diffusivités turbulentes K_m , K_h et K_q . La valeur de ces diffusivités peut-être calculée, dans le cadre de la théorie des similitudes, à partir des fonctions de stabilité $\phi_{m,h,q}$ (Equations 2.41, 2.42 et 2.46).

Méthode des profils aérodynamiques.

En supposant que les hypothèses de similarité de Monin-Obukhov sont remplies, nous pouvons utiliser la théorie des similitudes pour, à partir des mesures des paramètres moyens de l'écoulement, déterminer la valeur des flux turbulents. Les flux turbulents de chaleur sensible H et de chaleur latente LE sont donnés par :

$$H = -\rho C_p u_* \theta_* \quad (2.52)$$

$$LE = -\rho L_e u_* q_* \quad (2.53)$$

Suivant les équations 2.41, 2.42 et 2.46 nous avons donc

$$u_* \theta_* = -(kz)^2 \frac{d\bar{u}}{dz} \frac{d\bar{\theta}}{dz} (\phi_m \phi_h)^{-1} \quad (2.54)$$

$$u_* q_* = -(kz)^2 \frac{d\bar{u}}{dz} \frac{d\bar{q}}{dz} (\phi_m \phi_q)^{-1} \quad (2.55)$$

Où, en intégrant 2.41, 2.42 et 2.46 entre des hauteurs z_1 et z_2 ($z_2 > z_1$), nous obtenons :

$$u_* \theta_* = -k^2 \frac{(\bar{\theta}_2 - \bar{\theta}_1)(\bar{u}_2 - \bar{u}_1)}{\left(\ln\left(\frac{z_2}{z_1}\right) - \psi_m\left(\frac{z_2}{L_*}\right) + \psi_m\left(\frac{z_1}{L_*}\right)\right) \left(\ln\left(\frac{z_2}{z_1}\right) - \psi_h\left(\frac{z_2}{L_*}\right) + \psi_h\left(\frac{z_1}{L_*}\right)\right)} \quad (2.56)$$

$$u_* q_* = -k^2 \frac{(\bar{q}_2 - \bar{q}_1)(\bar{u}_2 - \bar{u}_1)}{\left(\ln\left(\frac{z_2}{z_1}\right) - \psi_m\left(\frac{z_2}{L_*}\right) + \psi_m\left(\frac{z_1}{L_*}\right)\right) \left(\ln\left(\frac{z_2}{z_1}\right) - \psi_q\left(\frac{z_2}{L_*}\right) + \psi_q\left(\frac{z_1}{L_*}\right)\right)} \quad (2.57)$$

Cette formule montre qu'il est possible d'évaluer le flux à partir de mesures de la vitesse et de la température moyenne à deux hauteurs dans la couche de surface.

Avantages, désavantages et problèmes liés à la méthode

La méthode des profils aérodynamiques permet l'évaluation des flux turbulents de chaleur sensible et de chaleur latente à partir de mesures moyennes de la vitesse du vent, de la température de l'air et de la surface, ainsi que de l'humidité relative. L'ensemble de ces variables météorologiques est facilement obtenu à partir de stations météorologiques classiques équipées d'instruments résistants aux conditions météorologiques difficiles des glaciers de montagne. C'est pourquoi la méthode des profils aérodynamiques est communément utilisée sur la plupart des glaciers pour estimer la contribution des flux turbulents au bilan d'énergie. Elle permet aussi l'utilisation de données climatiques à grande échelle, telle que des réanalyses, pour évaluer les flux turbulents.

Cependant, le développement théorique de cette méthode repose sur des hypothèses fortes concernant l'écoulement turbulent dans la couche de surface. Nous verrons dans les sections suivantes que ces conditions ne sont probablement pas remplies dans la couche limite au-dessus des glaciers de montagne. La condition d'homogénéité n'est pas toujours respectée car le terrain est accidenté. Au dessus de la glace, une inversion de

température apparaît fréquemment, et sur un terrain en pente, cet air froid s'écoule vers le bas par gravité provoquant un écoulement catabatique avec un maximum de vitesse de vent à faible hauteur. Cela peut provoquer une divergence verticale des flux (Nadeau *et al.*, 2013b). L'écoulement peut être fortement non stationnaire en raison d'oscillations interne de l'écoulement catabatique, ou en raison d'interactions avec la couche de surface de structures turbulentes de grandes échelles générées par l'interaction de l'écoulement atmosphérique avec l'orographie complexe. Nous abordons ces points plus en détail dans la section suivante.

De plus, la méthode aérodynamique nécessite la connaissance des fonctions de stabilité ϕ_m , ϕ_h et ϕ_q , ainsi que la connaissance des hauteurs de rugosité. Dans ce travail nous avons choisi d'utiliser les fonctions de stabilité proposées par Brutsaert (1982). En effet, ces fonctions de stabilité sont bien adaptées pour des couches de surface atmosphériques proches de la neutralité où faiblement stables, telles qu'observées sur nos sites d'étude, comme nous le verrons dans les chapitres 4, 5 (consacrés au glacier du Zongo) et 6 (consacré au glacier de Saint-Sorlin). Cependant ces fonctions ne sont pas adaptées en cas de forte stabilité (Andreas, 2002). Les intégrales (notées ψ) des fonctions ϕ_m , ϕ_h et ϕ_q de Brutsaert (1982) sont données par les équations suivantes (la variable x est définie comme $x = (1 - 16z/L_*)^{1/4}$). Si $z/L_* < 0$, nous avons :

$$\psi_m = 2 \ln \left[\frac{1+x}{2} \right] + \ln \left[\frac{1+x^2}{2} \right] - 2 \arctan(x) + \frac{\pi}{2}, \quad (2.58)$$

$$\psi_h = \psi_q = 2 \ln \left[\frac{1+x^2}{2} \right]. \quad (2.59)$$

si $0 < z/L_* < 1$, nous avons :

$$\psi_m = \psi_h = \psi_q = -5 \frac{z}{L_*}, \quad (2.60)$$

et si $z/L_* > 1$, nous avons :

$$\psi_m = \psi_h = \psi_q = -5 \left[\ln \left(\frac{z}{L_*} \right) + 1 \right]. \quad (2.61)$$

Les hauteurs de rugosité peuvent être extrêmement variables selon l'état de la surface du glacier, et l'évaluation des flux turbulents est sensible à ces valeurs. L'application de la méthode aérodynamique entre un niveau dans l'air et un niveau en surface nécessite une connaissance précise de la température de cette dernière. Celle-ci est en général dérivée du rayonnement de grandes longueurs d'onde émise par la surface en faisant une hypothèse sur son émissivité (équation 2.2). La température de surface est généralement mal connue, car des erreurs de mesures sur le rayonnement peuvent être importantes, particulièrement en milieu de montagne enneigée où le rayonnement solaire peut être puissante et perturber la mesure du rayonnement de grandes longueurs d'ondes (Obleitner & De Wolde, 1999). De plus, l'émissivité de la glace et de la neige peut être très variable, ce qui induit une forte incertitude sur les flux turbulents, excepté en conditions de fonte où la température est sans équivoque égale à 0°C. Enfin, le fort rayonnement solaire peut affecter la mesure de la température de l'air (Huwald *et al.*, 2009).

2.2.3 Particularités des écoulements turbulents sur les glaciers de montagne

Nous avons vu que certaines particularités des sites de montagne mènent à des caractéristiques de l'écoulement turbulent qui divergent des caractéristiques nécessaires à l'application des méthodes d'évaluation des flux turbulents. Dans cette étude nous nous penchons sur ces particularités afin de mieux caractériser leur impact sur notre connaissance des flux turbulents. Dans cette section, nous décrivons ces différentes particularités, et expliquons de quelles manières elles peuvent mener à des divergences des hypothèses idéales pour la mesure.

2.2.3.1 La couche limite stable

Les glaciers se refroidissent rapidement en surface, un effet résultant de la combinaison d'une conductivité thermique faible de la neige ou de la glace et d'importantes pertes de chaleur vers l'atmosphère par rayonnement thermique. En réaction, la couche d'air en contact avec la surface se refroidit également, par le biais des transferts turbulents de chaleur sensible dirigés vers la surface. De même, pendant les journées de fonte, la surface de neige ou de glace ne dépasse jamais une température de 0°C, alors que l'air au-dessus peut être plus chaud, et il en résulte le développement d'une inversion de température dans les quelques mètres au-dessus du sol. L'air est donc fréquemment stable dans la couche de surface au-dessus des glaciers, même en journée (contrairement à la situation diurne présentée dans la Figure 2.1).

La littérature souligne que les caractéristiques de la turbulence en conditions stables sont encore mal comprises (Andreas, 2002). L'écoulement turbulent peut être soumis à des perturbations de sources variées (Mahrt, 1999). Par exemple, l'écoulement peut osciller entre un état turbulent et un état laminaire. Des ondes de gravité, ou des ondes initiées par le cisaillement entre des couches d'air densités différentes (de type Kelvin-Helmholtz) peuvent être générées et interagir avec la turbulence. Des structures turbulentes erratiques peuvent être observées. Tous ces phénomènes mènent à des écoulements non-stationnaires. Dans ces cas, la forme des fonctions $\phi_{m,h,q}$ est mal définie ou encore, la théorie des similitudes de Monin-Obukhov ne peut simplement pas être appliquée car les hypothèses sous-jacentes ne sont pas respectées. Enfin, sur un terrain en pente en conditions stables, l'air dans les couches proches de la surface est plus froid, et est donc plus lourd que dans les couches supérieures. Il s'écoule donc par gravité vers le bas, entraînant l'apparition d'un maximum de vent à faible hauteur, et une divergence des flux dans la couche de surface. Nous dédions ci-après une section à ces vents catabatiques, très fréquents sur les glaciers.

2.2.3.2 Influence des couches externes sur la couche de surface

Les glaciers de montagne sont situés au sein d'une orographie complexe. L'interaction des vents synoptiques avec les crêtes environnant les sites considérés peut entraîner des perturbations de l'écoulement dont la nature dépend de l'intensité du forçage et de la forme des obstacles (Smeets *et al.*, 1998). Ce type d'interaction peut être caractérisé par le nombre de Froude Fr , qui est habituellement un rapport des forces inertielles sur les forces de flottabilité (Stull, 1988). Il peut être adapté pour un écoulement au-dessus d'une crête, en calculant le rapport de la longueur d'onde associée à l'obstacle à la longueur d'onde naturelle de l'atmosphère. Nous avons, pour une couche limite stable :

$$Fr = \frac{\pi \bar{u}}{N l_0} \quad (2.62)$$

Dans cette équation interviennent la vitesse moyenne de l'écoulement \bar{u} , la fréquence de Brünt-Vaisala ($N = \sqrt{g \partial \theta_v / \theta_v \partial z}$) et la hauteur de l'obstacle l_0 . En fonction de la valeur du nombre de Froude, le comportement de l'écoulement sera différent (Figure 2.5). Pour une atmosphère fortement stable, N est grand et Fr petit, l'interaction est faible, et l'obstacle n'influence pas l'écoulement, qui reste laminaire à grande échelle. Quand la stabilité diminue, apparaissent progressivement des ondes ("Lee-waves"). Lorsque le nombre de Froude vaut un, le système est en résonance, et nous observons sous le vent des ondes de la plus grande amplitude possible. Finalement, dans les cas proches de la neutralité, nous observons un sillage turbulent sous le vent de la crête. Dans le sillage turbulent, différentes sortes de structures turbulentes de grandes échelles peuvent être générées. Ces structures peuvent être transportées jusque dans la couche de surface où elles peuvent modifier l'état et les caractéristiques de la turbulence de manière intermittente. Celles-ci peuvent transporter de l'énergie cinétique turbulente qui n'est pas générée par des processus de cisaillement ayant cours proche de la surface. Cette

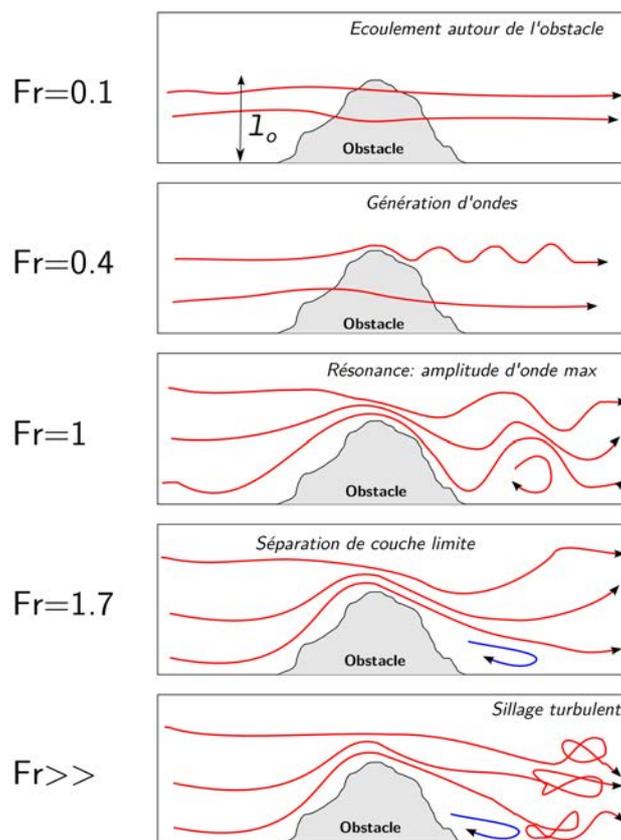


FIGURE 2.5 – Illustration du comportement d'un écoulement atmosphérique au-dessus d'une colline isolée (inspiré de [Stull, 1988](#)).

intermittence produit une perte de stationnarité. Tous ces effets sont susceptibles de générer des écoulements turbulents dont les caractéristiques ne correspondent pas à celles attendues pour pouvoir appliquer la méthode des similitudes.

2.2.3.3 Les circulations de vallée

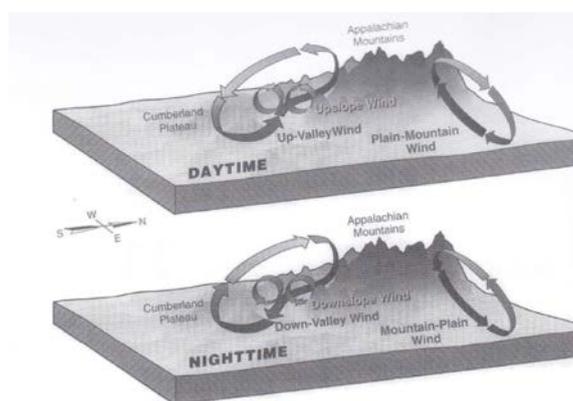


FIGURE 2.6 – Illustration des circulations journalières créées dans un environnement montagneux (tiré de [Whiteman, 2000](#)).

Des systèmes d'écoulements atmosphériques complexes se apparaissent en terrain montagneux à l'échelle de temps de la journée ([Whiteman, 2000](#)) (Figure 2.6). La journée, des gradients de température et de pression horizontaux générés par le réchauffement différentiel de l'air au contact avec des surfaces chauffées par le soleil, comparativement aux surfaces à l'ombre, provoquent des mouvements d'air. Le matin, les sommets sont les premières surfaces exposées au soleil. L'air au contact de celles-ci s'échauffe et commence à s'élever par effet de flottabilité. Au fur et à mesure de la journée, davantage de surfaces sont exposées au soleil, sont réchauffées

et le phénomène s'amplifie. Durant la nuit, le refroidissement via l'émission infrarouge sur les surfaces est important car il n'est pas compensé par la conduction dans la neige où la glace, celles-ci étant d'efficaces isolants thermiques. L'air adjacent à la surface est donc refroidi. Cet effet conduit à la génération de vents catabatiques, plus marqués sur les glaciers que sur les autres surfaces en raison du refroidissement intense dû à la faible conductivité thermique de la glace ou de la neige. Nous décrivons ces effets dans la section suivante.

Nous observons donc en général, dans les vallées, des régimes de vents bimodaux : la nuit l'air s'écoule vers le bas dans le sens de la pente, et le jour, nous observons plutôt un vent montant. Ces vents interagissent avec les circulations synoptiques et il en résulte des schémas de circulations complexes (Nadeau *et al.*, 2013a).

Vents de glacier

L'air stable, refroidit en surface, voit sa densité s'élever. Sur un terrain en pente, tel un glacier, cet air plus dense est alors entraîné vers le bas par les forces gravitationnelles. Le vent descendant qui résulte de ce processus est appelé vent catabatique. Les vents catabatiques sont souvent caractérisés par un maximum de vent à faible hauteur. Cet effet est fréquent sur les glaciers (Oerlemans & Grisogono, 2002).

Prandtl (1942) propose une solution analytique décrivant le comportement d'une couche d'air sur une pente, entraînée vers le bas par les forces de gravité. Le développement part des équations de Navier-Stokes qui décrivent le mouvement d'un fluide dans le champ de gravitation, le long d'une pente orientée dans la direction x , en supposant que l'écoulement est homogène en y et que les forces de Coriolis sont négligeables. Nous nous plaçons en conditions stationnaires, nous supposons que l'écoulement est homogène le long de la pente et nous nous plaçons dans le référentiel de la pente (α donne l'angle de cette pente). La pression est décomposée en un terme de pression environnante désigné par p_0 , et ses fluctuations, notées p' . En faisant de même pour le volume spécifique $\chi = 1/\rho$, nous obtenons $\chi = \chi_0 + \chi'$. Enfin, Prandtl propose de décomposer la température potentielle comme suit :

$$\theta(z_n) = \theta_0 + \gamma z'_\theta(z_n) \quad (2.63)$$

Où γ désigne le gradient thermique de l'atmosphère. La température de référence θ_0 est la température au sol qui serait attendue en l'absence d'un refroidissement de la surface. θ' est la déviation de température due au refroidissement en surface (positive par définition). Les équations deviennent alors :

$$0 = \frac{\chi'}{\chi_0} g \sin(\alpha) v \left(\frac{\partial^2 u_n}{\partial z_n^2} \right) \quad (2.64)$$

$$\gamma u_n \sin \alpha = v_h \left(\frac{\partial^2 \theta'}{\partial z_n^2} \right) \quad (2.65)$$

Qui est un système d'équations différentielles admettant la solution suivante :

$$u_n = C \left(\frac{v_h g}{\theta_0 v \gamma} \right)^{1/2} \exp\left(\frac{-z_n}{l}\right) \sin\left(\frac{z_n}{l}\right) \quad (2.66)$$

$$\theta' = C \exp\left(\frac{-z_n}{l}\right) \cos\left(\frac{z_n}{l}\right) \quad (2.67)$$

Avec :

$$l = \left(\frac{4 v v_h \theta_0}{g \gamma \sin^2 \alpha} \right)^{1/4} \quad (2.68)$$

Où l est une longueur caractéristique de l'écoulement. Ces équations sont prévues pour un écoulement lam-

inaire où la viscosité et la diffusion moléculaire dominant. Dans le cas d'un écoulement turbulent, la viscosité dynamique ν et la diffusivité thermique ν_h peuvent être négligées et remplacées par les coefficients de diffusivité turbulente K_m et K_h (voir point 2.2.2.2). Cette solution prévoit l'apparition d'un maximum de vent u_m à une hauteur h_m donnés par :

$$h_m = \frac{\pi}{4}l \quad (2.69)$$

$$u_m = C \left(\frac{\nu_h g}{\theta_0 \nu \gamma} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{\pi}{4}\right) \sin\left(\frac{\pi}{4}\right) \quad (2.70)$$

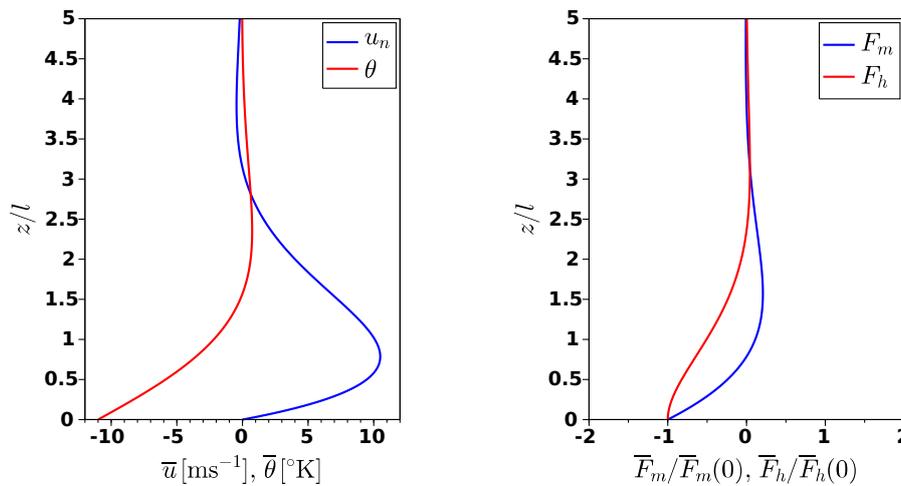


FIGURE 2.7 – Résultats du modèle de Prandtl pour les valeurs des paramètres $C = -11K$, $\gamma = -0.004 K m^{-1}$, $\theta_0 = 280K$ et $K_m = K_h = 0.1 m^2 s^{-1}$.

Les flux de quantités de mouvement u_* et de chaleur sensible H sont donnés par :

$$u_* = K_m \frac{du}{dz} = \left(\frac{\nu_h g}{\theta_0 \nu \gamma} \right)^{1/2} C K_m \exp\left(-\frac{z}{l}\right) (\cos(z/l) - \sin(z/l)) \quad (2.71)$$

$$H = K_h \frac{d\theta}{dz} = \left(\frac{C K_h}{l} \right) \exp\left(-\frac{z}{l}\right) (\cos(z/l) + \sin(z/l)) \quad (2.72)$$

Ces équations indiquent que les flux de chaleur sensible et de quantité de mouvement varient dans la couche d'air au dessus de la surface, sous l'influence du vent catabatique (Figure 2.7). Ainsi, en présence d'un vent catabatique, l'hypothèse de flux turbulents constants au dessus de surface, indispensable pour pouvoir mesurer les flux turbulents à partir de mesures dans l'air, peut être invalidée. Nous pouvons supposer que si les mesures sont effectués sous $h_m/10$ alors la divergence n'est pas significative et les mesures peuvent être fiables. Mais si le maximum de vitesse de vent est situé trop bas le concept même de couche de surface peut être invalide.

Afin d'obtenir une bonne correspondance entre ce modèle et les observations, [Oerlemans & Grisogono \(2002\)](#) montrent qu'il est nécessaire d'utiliser des nombres de Prandtl turbulents (K_m/K_h) supérieurs à l'unité. Ce modèle ne prévoit pas une augmentation de la hauteur du maximum de vitesse du vent quand l'écoulement devient plus intense, qui est pourtant observée sur le terrain. L'intensité de l'écoulement est contrôlée par le refroidissement en surface C , mais h_m ne dépend pas de ce paramètre. [Oerlemans & Grisogono \(2002\)](#) proposent d'inclure une variabilité verticale des diffusivités. La résolution du nouveau système d'équation amène à une

variabilité de h_m avec le refroidissement en surface.

Oscillations du vent catabatique

McNider (1982) a montré que les vents catabatiques étaient soumis à des oscillations naturelles. En raison de ces fluctuations, la vitesse du vent dans l'écoulement et la hauteur du maximum de vent peuvent varier avec le temps. La fréquence et l'amplitude des oscillations dépendent de la pente du site, et de l'intensité de l'inversion de température. Ces oscillations sont alors susceptibles de briser la stationnarité de l'écoulement, menant à des divergences des conditions par rapport aux hypothèses de similarité.

2.3 Deux sites d'étude

Cette étude a été réalisée à l'aide de données récoltées sur deux glaciers de montagne, situés dans deux régions du globe au climat très distinct. Ils font tous deux partie du réseau d'observation GLACIOCLIM (les GLACIers, un Observatoire du Climat). Ce sont le glacier du Zongo dans la Cordillère Royale de Bolivie et le glacier de Saint-Sorlin dans le Massif des Grandes-Rousses, dans les Alpes Françaises.



FIGURE 2.8 – Photos du glacier du Zongo (gauche) et du glacier de Saint-Sorlin (droite)

2.3.1 Le glacier du Zongo, Bolivie

2.3.1.1 Situation

Le glacier du Zongo ($16.25^{\circ}\text{S}/68.17^{\circ}\text{W}$) est un petit glacier du massif du Huayna Potosi ($1,87\text{ km}^2$), situé dans la cordillère royale, en Bolivie. Il est situé à une trentaine de km au nord de la ville de La Paz. Il se trouve à la frontière entre les hauts plateaux ($\sim 3600\text{ m}$), secs, de l'Altiplano Bolivien à l'Ouest, et les vallées tropicales bordant le bassin amazonien à l'est. Il s'écoule vers le Sud-Est dans sa partie haute, puis vers l'Est dans sa partie basse. Le front du glacier se trouve approximativement à 4900 m d'altitude et son sommet vers 6000 m d'altitude. La photo de gauche de la Figure 2.8 présente le site.

2.3.1.2 Contexte climatique

Le glacier du Zongo se trouve dans les tropiques externes, où nous observons une variation marquée du régime de précipitations au cours de l'année. Cette variation est expliquée par le déplacement du nord au sud des systèmes de vent zonaux : pendant l'hiver austral (de juin à septembre), la zone de convergence intertropicale (ZCIT), au niveau de laquelle les vents dominants de haute altitude proviennent de l'est, se trouve entre 5° et 10° de latitude nord, et les courants d'ouest (westerlies) abordent le continent sud-américain au niveau des côtes du

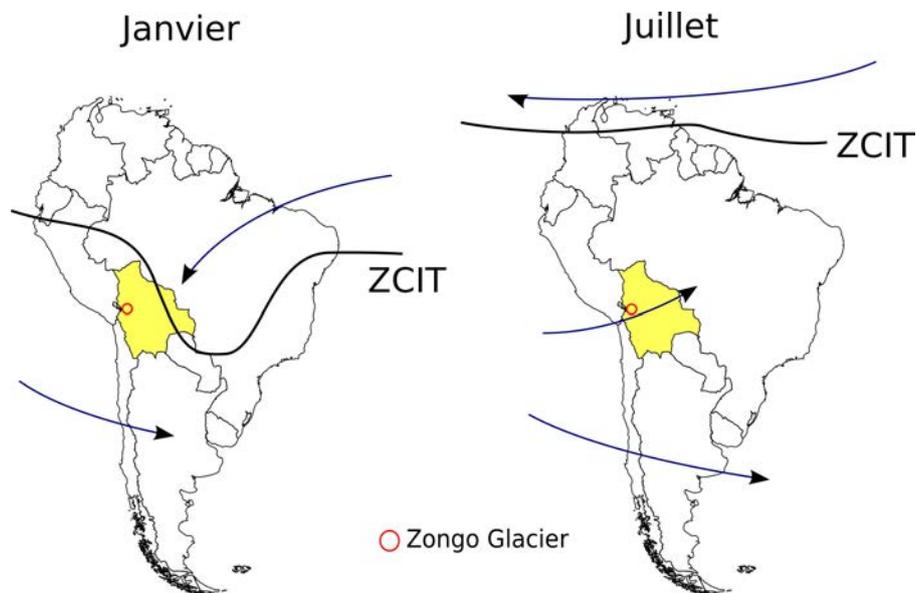


FIGURE 2.9 – Schéma des circulations de grandes échelles au-dessus de l'Amérique du Sud au cœur de l'été (Janvier, à gauche) et de l'hiver (Juillet, à droite) australs (inspirée de [Lenters & Cook, 1999](#))

sud du Pérou et du Nord du Chili, entre 10° et 30° de latitude sud (Figure 2.9). Ces vents d'ouest sont secs, car l'humidité de l'Océan Pacifique est bloquée à basse altitude au niveau de la côte. En effet, les courants océaniques de surface le long des côtes du Pérou sont froids, et favorisent la création d'une inversion de température au-dessus de ces côtes, au pied de l'Altiplano. Cette inversion de température empêche les masses d'air humide, surplombant l'Océan Pacifique, de s'introduire sur l'Altiplano. De même le forçage dominant d'ouest empêche les masses d'air humides présentes au-dessus de l'Amazonie de se déplacer au-dessus de l'Altiplano. Il en résulte une période sèche sur l'Altiplano Péruvien et Bolivien. Pendant l'été austral (de décembre à mars), la ZCIT se déplace vers le sud, permettant l'incursion des vents d'est au-dessus de l'Amazonie. Ces vents transportent l'air humide du bassin amazonien sur l'Altiplano. La présence d'air humide favorise la convection et la présence de précipitations : c'est la saison humide ([Garreaud et al., 2003](#)).

Le glacier du Zongo accumule de la neige durant la saison humide. Cette saison pendant laquelle le rayonnement solaire est le plus intense, est celle pendant laquelle le glacier fond le plus. Les périodes de fonte et d'accumulation sont donc très proches pour ce glacier. Durant la saison sèche, proche du solstice d'hiver, le rayonnement solaire est le plus faible, le glacier n'accumule pas de neige et fond nettement moins que durant la période proche du solstice d'été¹.

2.3.1.3 Contribution des flux turbulents et radiatifs au bilan d'énergie

La Figure 2.10 présente les différents termes du bilan d'énergie évalués à l'échelle mensuelle en zone d'ablation du glacier du Zongo, à 5080 m d'altitude, durant l'année hydrologique s'étendant de septembre 1999 à septembre 2000. Sur la base de cet exemple, nous notons que sur les glaciers tropicaux, le rayonnement net de courtes longueurs d'onde est le terme du bilan radiatif expliquant le mieux la fonte ([Sicart et al., 2005](#)). L'insolation saisonnière variant peu sous les tropiques, le bilan radiatif de courtes longueurs d'onde est contrôlé par l'albédo et par la présence de nuages. Les nuages modifient fortement le bilan radiatif, en réduisant l'apport d'énergie solaire incidente, mais également en tant qu'efficaces émetteurs de rayonnement de grandes longueurs d'ondes. En saison sèche, le ciel est clair ; le rayonnement solaire incident n'est pas atténué par les nuages et il y a peu de chutes de neige pour maintenir de fortes valeurs de l'albédo : l'apport d'énergie au glacier provenant de

1. Ce type de régime d'accumulation est parfois indiqué par l'appellation de glacier à accumulation estivale.

la somme des rayonnements incidents et réfléchis de courtes longueurs d'ondes est important. Le ciel clair émet peu de rayonnement de grandes longueurs d'onde, le bilan de l'énergie échangée sous forme de rayonnement de grandes longueurs d'onde en surface est négatif et compense en grande partie les apports des courtes longueurs d'ondes. Durant la saison humide le ciel est régulièrement chargé de nuages, et l'émission thermique de la surface est compensée par l'émission thermique de l'atmosphère. Les apports d'énergie via les courtes longueurs d'ondes sont affaiblis par rapport à la saison sèche, en raison d'un albédo plus élevé, grâce à de fréquentes chutes de neige et de la réduction du rayonnement incident par les nuages. Cependant ces apports ne sont pas compensés par le bilan d'énergie échangé sous forme de grandes longueurs d'onde.

Sous les tropiques, les vents issus du forçage synoptique ne sont pas souvent intenses (Garreaud *et al.*, 2003), et le vent en surface du glacier reste en moyenne faible à modéré (Sicart *et al.*, 2005). Les flux turbulents sont donc généralement de faible amplitude. L'inversion de température dans les premiers mètres au-dessus de la surface entraîne un flux turbulent de chaleur sensible dirigé vers le glacier. La faible densité de l'air en altitude impose qu'une plus grande fluctuation de température est nécessaire pour le même transfert d'énergie qu'à basse altitude, et les flux de chaleur sensibles restent modérés. L'air de faible densité et froid, est moins facilement saturé qu'un air chaud à basse altitude : il en résulte une importante sublimation de la glace, donc un flux de chaleur latente dirigé vers le haut, qui représente une perte d'énergie pour le glacier. La somme des flux turbulents de chaleur sensible et de chaleur latente est généralement proche de zéro et a donc un faible impact sur le bilan d'énergie total en comparaison du bilan radiatif important (Figure 2.10). La somme des flux turbulents est considérable uniquement pendant les après-midi de saison sèche, quand l'air chaud et sec remonte des vallées, favorisant une forte sublimation, mais que les flux de chaleur sensible restent faibles car le profil de température est proche de la neutralité. Dans ces cas les flux turbulents représentent une perte nette d'énergie en surface du glacier, réduisant l'énergie disponible pour la fonte (Sicart *et al.*, 2008).

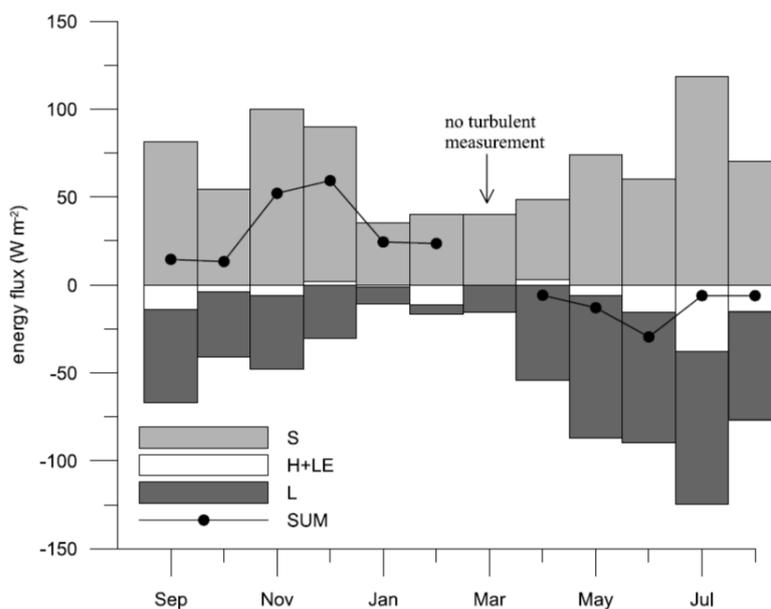


FIGURE 2.10 – Part mensuelle des différents termes du bilan d'énergie dans la zone d'ablation du Zongo à 5080 m d'altitude, calculée le long de l'année hydrologique 1999-2000 (tirée de Sicart *et al.*, 2005). Ici, L indique le bilan radiatif de grandes longueurs d'onde et S le bilan radiatif de courtes longueurs d'ondes. H et LE sont les flux turbulents de chaleurs sensible et latente, respectivement.

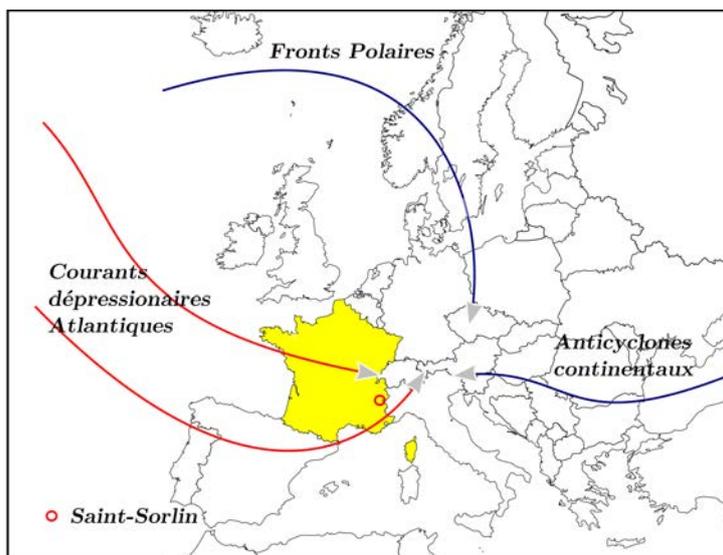


FIGURE 2.11 – Schéma des circulations de grandes échelles au-dessus de L'Europe au cœur de l'été (Juin-Septembre) boréal (inspiré de Fénelon, 1937)

2.3.2 Le glacier de Saint-Sorlin, France

2.3.2.1 Situation

Le glacier de Saint-Sorlin (45.8° N/ 6.1° E) se situe à l'ouest des Alpes françaises, dans le massif des Grandes-Rousses. Sa superficie est d'environ 3 km^2 . Il s'écoule vers le Nord-Est. Le front du glacier se trouve approximativement à 2600 m d'altitude et son sommet vers 3400 m d'altitude. La photo de droite de la Figure 2.8 présente une photo du site. Il fait l'objet d'un suivi glaciologique depuis 1957 (Vincent *et al.*, 2000).

2.3.2.2 Contexte climatique

La région du glacier de Saint-Sorlin est sous l'influence d'un climat de type tempéré de moyenne latitude. Nous y observons l'alternance des quatre saisons. Durant l'été (juin à septembre), le rayonnement solaire est à son maximum et la température de l'air élevée. Les vents dominants et les plus forts proviennent généralement de l'Ouest ou du Sud-ouest, générés par le déplacement de systèmes dépressionnaires provenant de l'Océan Atlantique (Figure 2.11). Des vents de nord peuvent être observés lors du passage de fronts polaires au niveau de la Scandinavie. Lors de l'installation d'anticyclones sur le continent, nous pouvons observer ce que l'on nomme communément des retours d'Est. A l'altitude du glacier, des précipitations liquides ou neigeuses proviennent essentiellement des systèmes dépressionnaires se déplaçant depuis l'Atlantique, et lors de passage de fronts polaires. Des précipitations de types convectifs (orages) peuvent également s'installer en situation d'anticyclone ou de marais barométrique, ou lors du passage de fronts froids à l'arrière d'une dépression. L'hiver (de décembre à mars), le rayonnement solaire est à son minimum et les températures de l'air sont froides. Les précipitations se font sous forme solide et le glacier se couvre de neige. Le printemps et l'automne présentent des situations intermédiaires.

L'essentiel de l'accumulation de neige sur le glacier de Saint-Sorlin se déroule en hiver, lorsque la fonte est faible. Par contre, en été, il y a peu d'accumulation de neige et la fonte est importante. Contrairement au Zongo, ce glacier fond donc a une période bien distincte de la période où il accumule de la neige².

2. Il est alors indiqué comme un glacier à accumulation hivernale

2.3.2.3 Contribution des flux turbulents et radiatifs au bilan d'énergie

Sur les glaciers alpins, la fonte intervient essentiellement en été lorsque le rayonnement solaire est le plus intense et la température de l'air la plus élevée. En hiver, le soleil est bas au-dessus de l'horizon et l'air est froid, il y a peu de fonte et essentiellement de l'accumulation de neige. Les échanges d'énergie en hiver représentent une perte pour le glacier. Un déficit d'énergie grandit dans les premiers mètres sous la surface. Celui-ci doit être compensé au printemps avant que la fonte puisse prendre place. La Figure 2.12 présente les différents termes du bilan d'énergie évalués durant une période d'été, en zone d'ablation du glacier de Saint-Sorlin, calculés à une échelle journalière. Sous les moyennes latitudes, le rayonnement solaire incident n'est intense que durant les mois d'été. Le rayonnement net de courtes longueurs d'ondes occupe une part moins importante du bilan d'énergie que sur les glaciers tropicaux. Il est modulé par l'albédo et donc la présence de neige fraîche en surface. Le rayonnement incident de grandes longueurs d'onde varie peu le long de la période présentée sur la Figure 2.12. La présence de nuages a un impact moins net sur le bilan radiatif de grandes longueurs d'ondes que dans le cas des glaciers tropicaux. L'air étant plus dense et plus chaud à plus basse altitude, le ciel émet plus de rayonnement infrarouge, qu'en haute altitude au-dessus des glaciers tropicaux, de telle sorte que les nuages influencent moins la variabilité du rayonnement incident de grandes longueurs d'ondes.

Comparé aux cas des glaciers tropicaux, l'air à plus basse altitude est plus dense qu'en haute altitude, et sa capacité à contenir l'eau est également plus forte. Une inversion de température est présente également dans les premiers mètres au-dessus de la surface et les flux de chaleur sensible sont dirigés vers le glacier comme dans le cas des glaciers tropicaux, mais peuvent être plus intenses. Des épisodes de vents forts sont observés lors de fortes tempêtes sous conditions atmosphériques dépressionnaires ou d'orages convectifs, favorisant d'intenses flux de chaleur sensible. L'air plus humide ne permet pas une sublimation aussi intense que sur les glacier tropicaux, et la somme des flux turbulents représente généralement un gain d'énergie pour le glacier. Ils favorisent la fonte.

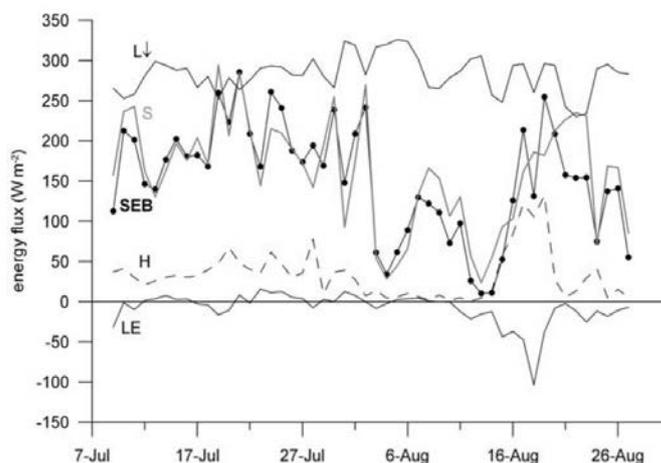


FIGURE 2.12 – Présentation, à l'échelle journalière, des différents termes du bilan d'énergie dans la zone d'ablation du glacier de Saint-Sorlin, calculés durant une période de l'été 2006 (tirée de [Sicart et al., 2008](#)). Le rayonnement incident de grandes longueurs d'onde ($L\downarrow$) est représenté ainsi que le rayonnement net de courtes longueurs d'ondes (S), et les flux turbulents de chaleur sensible (H) et de chaleur latente (LE). Le bilan d'énergie total est indiqué par la notation SEB .

Chapitre 3

Mesures et méthodes.

3.1 Introduction

Dans le cadre de cette thèse, nous avons utilisé des données provenant des campagnes de terrain intensives réalisées dans le cadre de l'ANR TAG, pendant lesquelles des instruments de mesures dédiés à la caractérisation de la turbulence, furent installés dans les zones d'ablation des glaciers du Zongo et de Saint-Sorlin. Nous avons appliqué, sur les données récoltées, un ensemble de méthodes permettant la caractérisation des régimes de vents, la turbulence dans la couche de surface, les flux turbulents de chaleur sensible et de chaleur latente, ainsi que les erreurs sur ces flux. Dans cette thèse, au sein des articles présentant les résultats de ce travail, seule une description brève de ces campagnes et de ces méthodes est proposée. Afin d'être complet, nous les décrivons dans ce chapitre de manière plus approfondie.

3.2 Descriptif des campagnes de mesures

Lors des campagnes de mesures de l'ANR TAG trois composantes instrumentales principales étaient systématiquement installées ou utilisées. Premièrement, un mât vertical de 6 m, destiné à accueillir des instruments permettant la mesure des profils verticaux de température de l'air et de vitesse du vent à été installé. Deuxièmement, sur des autres mâts ont été installés parfois un et parfois deux systèmes permettant la mesure à haute fréquence des trois composantes de la vitesse du vent, de la température, et de l'humidité spécifique de l'air (Covariances Turbulentes, CT). Enfin, troisièmement, durant chacune de ces campagnes, une station météorologique automatique (SMA) était soit d'hors et déjà présente dans les environs du site de mesure, soit à été installée pour les besoins de la campagne. Les SMA étaient destinées à accueillir des mesures en continu du rayonnement de courte et de grandes longueurs d'onde incident et réfléchi, de la vitesse moyenne et de la direction du vent, de la température et de l'humidité de l'air et des changements de hauteur des instruments sous l'effet des chutes de neige fraîche, de la fusion ou de la compaction de la neige, ou encore de la fusion de la glace. Ajoutons qu'à l'extérieur de ces glaciers, mais à proximité (moins de quelques centaines de mètres), se trouvait durant chaque campagne une station météorologique automatique de l'Observatoire de Recherche en Environnement (ORE). Le type d'instrument utilisés et leurs caractéristiques sont repris dans la Table 3.1. La Table 3.2 décrit les instruments disponibles durant chaque campagne. Une description détaillée des campagnes et des instruments utilisés durant celles-ci est donnée dans les paragraphes suivants.

Quantité	Instrument	Précision selon le fabricant	Précision utilisée dans cette étude
Mât de profils (TOTEM)			
Température de l'air, °C	Thermocouple Type-T	±0.1 °C	±0.1°
Température de l'air, °C	Thermocouple Campbell FW3	±0.1 °C	±0.1 °C
Vitesse du vent, m s ⁻¹	Vector A100L2	1% de la lecture	±0.1 m s ⁻¹
Station météorologique automatique (SMA)			
Température de l'air °C et humidité relative	Vaisala HPM45C	±0.2 °C 3%	±0.2 °C 3%
Vitesse du vent, m s ⁻¹	Young 05103	±0.3 m s ⁻¹	±0.3 m s ⁻¹
Direction du vent, deg	Young 05103	±3°	±3°
Rayonnement de courtes longueurs d'ondes incident et réfléchi, W m ⁻² (AWS)	Kipp and Zonen CM3	10% sur les bilans journaliers	0.4% en instantané
Rayonnement de grande longueurs d'ondes incidente et réfléchie, W m ⁻² (AWS)	Kipp and Zonen CG3	10% sur les bilans journaliers	0.4% en instantané
Variations de hauteur de la surface, mm	Campbell SR50	± 10 mm	± 0.1 m
Systèmes de covariances turbulentes (CT)			
Composantes de vitesse du vent et température à 20 Hz	Campbell CSAT3	< ± 0.04 m s ⁻¹	< ± 0.04 m s ⁻¹
Humidité spécifique 20 Hz	LICOR7500	2% de la lecture	2% de la lecture

TABLE 3.1 – Types et caractéristiques des instruments des stations météorologiques automatiques (SMA), des système de covariance de turbulences (CT) et du mât de profils de vent et de température (TOTEM), utilisés lors des campagnes de l'ANR TAG. Nous mentionnons la valeur de l'erreur utilisée lors des calculs d'incertitude.

Campagne	Dates	Instruments disponibles	Nombre	Hauteur moyenne (m)
Zongo 2005	16/09-24/11 Austral winter	Anémomètre a coupelle Vector A100R (TOTEM)	8	0.31, 0.71, 1.11, 1.70, 2.30, 2.90, 3.71, 5.40
		Anémomètre Young (SMA)	1	2.50
		Thermistance Vaisala HMP45C (SMA)	1	1.80
		Capacitance Vaisala HMP45C (SMA)	1	1.80
		Sonde Ustrasonique Campbell SR50 (SMA)	1	1.50
Zongo 2007	21/07-05/09 Austral winter	Thermocouple Type-T (TOTEM)	12	0.10, 0.40, 0.60, 0.90, 1.20, 1.50, 1.70, 2.00, 2.70, 3.60, 4.80, 6.00
		Anémomètre a coupelle Vector A100R (TOTEM)	8	0.38, 0.68, 1.05, 1.58, 2.08, 2.78, 3.68, 4.88
		Anémomètre Young (SMA)	1	2.50
		Thermistance Vaisala HMP45C (SMA)	1	1.80
		Capacitance Vaisala HMP45C (SMA)	1	1.80
		Radiomètre CNR1 (SMA)	1	0.80
		Sonde Ustrasonique Campbell SR50 (SMA)	1	1.50
		Anémomètre sonique CSAT-3 (CT)	2	1.90 & 2.10
		Analyseur de gaz laser LICOR7500 (CT)	2	1.90 & 2.10
		Anémomètre sonique CSAT-3 (CT)	1	0.90
		Saint-Sorlin 2006	09/07-28/08 Summer	Thermistance Vaisala HMP45C (SMA)
Capacitance Vaisala HMP45C (SMA)	1			1.80
Radiomètre CNR1 (SMA)	1			1.20
Sonde Ustrasonique Campbell SR50 (SMA)	1			1.50
Anémomètre sonique CSAT-3 (CT)	1			2.37
Analyseur de gaz laser LICOR7500 (CT)	1			2.37
Saint-Sorlin 2009	13/06-04/09 Summer			Anémomètre Young (TOTEM)
		Thermocouple Type-T (TOTEM)	8	0.74, 0.84, 1.04, 1.54, 1.84, 2.44, 3.14, 4.64
		Anémomètre a coupelle Vector A100R (TOTEM)	5	0.83, 1.43, 2.33, 3.03, 4.03
		Thermistance Vaisala HMP45C (SMA)	1	1.80
		Capacitance Vaisala HMP45C (SMA)	1	1.80
		Sonde Ultrasonique Campbell SR50 (SMA)	1	1.50

TABLE 3.2 – Résumé des campagnes de mesures effectuées sur les glaciers du Zongo et de Saint-Sorlin dans le cadre de l'ANR TAG, et liste des capteurs dont les données sont utilisables et disponibles. Les hauteurs moyennes des instruments sont mentionnées.



FIGURE 3.1 – Photos du mât TOTEM lors de la campagne de 2007 sur le glacier du Zongo.

3.2.1 Campagnes de mesure sur le glacier du Zongo

3.2.1.1 Campagne de mesure de 2005

La première campagne de mesures sur le glacier du Zongo a eu lieu entre le 6 Septembre et le 24 Novembre 2005. Le site de mesure était situé à 5080 m d'altitude, au centre de la zone d'ablation. La pente moyenne du site était d'environ 5° , une valeur relativement homogène dans un rayon de 200-300 m autour du site de mesure. Le mât de 6 m fut installé (TOTEM) grâce auquel la vitesse du vent fut mesurée à 8 niveaux différents au-dessus de la surface, à l'aide d'anémomètre à coupelles. Des mesures de profils de température furent effectuées également, en utilisant des thermocouples de type T, placés dans des abris ventilés artificiellement. Les mesures de profils de température se révélèrent peu fiables, en raison de contaminations résiduelles du signal par les effets du rayonnement solaire. Un anémomètre sonique ainsi qu'un analyseur de gaz furent également installés (CT) mais les mesures obtenues furent traitées en instantané sur le terrain et les données sont en conséquence peu exploitables. En effet, seules les moyennes et variances étaient échantillonnées au pas de temps semi-horaire, empêchant toute caractérisation fine de la turbulence. La station météorologique permanente (SMA) était opérationnelle, à proximité du mât de profils. En plus des instruments permanents sur cette station, une sonde à neige fut installée afin de mesurer les variations de hauteur du sol, sous l'effet de la fusion ou des chutes de neige. Les mesures des profils de vent et de température, ainsi que les données de la SMA furent échantillonnées sur des pas de temps de 10 secondes et la moyenne stockée toutes les 15 minutes sur une centrale d'acquisition Campbell CR1000. Les données de cette campagne ont été utilisées pour la caractérisation du vent catabatique et des hauteurs de rugosité de la surface. Les résultats de ces analyses sont inclus dans la publication de [Sicart *et al.* \(2014a\)](#), qui figure en appendice de cette thèse.

3.2.1.2 Campagne de mesure de 2007

Du 21 Juillet au 5 Septembre 2007, le mât TOTEM, comportant 8 anémomètres à coupelles et 14 thermocouples de type T fut installé également à 5080 m d'altitude dans la zone d'ablation. Parallèlement à ce mât furent installés deux systèmes de corrélations turbulentes sur des mâts séparés (CT), à environ deux mètres de la surface. Ceux-ci étaient composés d'un anémomètre sonique permettant la mesure de la température et des composantes de la vitesse du vent, et d'un analyseur de gaz de type "open-path" au fonctionnement basé sur l'atténuation d'un signal laser par les molécules d'eau présentes dans l'air, permettant la mesure de l'humidité spécifique de l'air à haute fréquence. Les mesures de profils verticaux de température purent être utilisées grâce à l'application d'une correction de l'influence du rayonnement solaire à l'aide des températures dérivées de l'anémomètre sonique. La station météorologique permanente (SMA) était opérationnelle et installée à proximité du mât de profils. En plus des instruments installés en permanence sur cette station, une sonde à neige fut installée afin de mesurer les variations de hauteur du sol, sous l'effet de la fusion ou des chutes de neige. Les mesures

du vecteur vent à haute fréquence, de la température sonique et de l'humidité spécifiques furent échantillonnées à 20 Hz et les données stockées sur une centrale Campbell CR1000. Les mesures des profils de vent et de température, ainsi que les données de la SMA furent échantillonnées sur des pas de temps de 10 secondes et la moyenne stockée toutes les 15 minutes sur une centrale d'acquisition Campbell CR1000. Une grande partie des développements de cette thèse est basée sur le traitement des données de cette campagne.

3.2.2 Campagnes de mesure sur le glacier de Saint-Sorlin

Les mêmes types d'instruments furent utilisés sur le glacier de Saint-Sorlin durant deux campagnes de mesures, une première ayant eu lieu en 2006, et l'autre en 2009. Durant ces campagnes, une station météorologique permanente, hors glacier était également disponible. Les données de ces campagnes sont utilisées conjointement afin de caractériser la turbulence dans la couche de surface du glacier de Saint-Sorlin. Les résultats des analyses figurent dans un article présenté dans le chapitre dédié au glacier de Saint-Sorlin.

3.2.2.1 Campagne de mesure de 2006

Du 9 juillet au 28 août 2006, un système CT, comportant un anémomètre sonique et un analyseur de gaz, fut installé dans la zone d'ablation, à 2760 m d'altitude, à environ 2 m du sol. Comme au glacier du Zongo, la pente moyenne du site était d'environ 5°. Une SMA fut installée à proximité. L'anémomètre Young de la SMA était défaillant la plupart du temps pendant cette campagne. Les caractéristiques des capteurs étaient les mêmes que celles décrites dans la Table 3.1. Une sonde à neige mesurait les changements de hauteur de la surface.

3.2.2.2 Campagne de mesure de 2009

En 2009 le TOTEM fut installé en parallèle avec deux systèmes CT du 13 juin au 4 septembre. Le site de mesure se situait également à 2760 m d'altitude. Les données à hautes fréquences de cette campagne sont peu exploitables en raison de défaillances régulières du système d'alimentation des soniques, mais le mât à fonctionné correctement. Le capteur de mesure de rayonnement infrarouge incident à la SMA était défaillant, ainsi que l'anémomètre Young. La sonde à neige installée afin de mesurer les variations de hauteur de la surface fit défaut à partir du 25 juillet. Pour cette raison, les données des profils verticaux de vitesse de vent et de température sont difficiles à interpréter et donc peu exploitables depuis ce jour et jusqu'à la fin de la campagne.

3.3 Traitement des données

3.3.1 Données à haute fréquence et covariances turbulentes

Dans cette section, nous traitons des données provenant des mesures des anémomètres soniques et des analyseurs de gaz. Celles-ci furent échantillonnées à une fréquence de 20 Hz. Les mesures de ces instruments nécessitent d'importants prétraitements avant de pouvoir être utilisés pour caractériser la turbulence où calculer des flux turbulents de chaleur sensible ou latente. L'essentiel de ces traitements ont été appliqués sur les données à l'aide du logiciel [Edire \(2014\)](#), développé par l'Université d'Edinburgh. Cependant, les contrôles de qualité sur les données ont été effectués en utilisant le logiciel [EddyPro \(2014\)](#), proposé par LICOR. Ces deux logiciels permettent de sélectionner, d'organiser et d'appliquer l'ensemble de ces traitements aux échantillons de données à haute fréquence. Ils fournissent en sortie, les flux turbulents de chaleur sensible où des flux scalaires, des statistiques, des spectres et tout un ensemble de données relatives à l'écoulement turbulent. Enfin, une partie des traitements a nécessité le développement de scripts car ceux-ci n'étaient pas inclus dans les logiciels susmention-

nés. Nous décrivons ci-après les traitements que nous avons appliqués sur les données, dans l'ordre dans lequel ils ont été appliqués.

3.3.1.1 Contrôles de qualité

La mesure des anémomètres soniques et des analyseurs de gaz peut être soumise à divers problèmes d'échantillonnage, ou à des problèmes d'ordre électronique. En conditions de beau temps sec, des dérives, des sauts abrupts des signaux, ou encore des valeurs aberrantes peuvent être observés. La résolution des capteurs peut être trop faible pour la détection de changements trop fins des variables mesurées. De plus, les anémomètres soniques supportent mal le gel, ou la présence d'eau sur les têtes des capteurs. Il en est de même pour les analyseurs de gaz de types "open-path" et les problèmes mentionnés pour les cas de temps sec peuvent être exacerbés. [Vickers & Mahrt \(1997\)](#) ont recensé l'ensemble de ces problèmes et proposent des méthodes afin de détecter ces défaillances de mesure. Les procédures proposées dans leur article sont toutes incluses dans le logiciel [EddyPro \(2014\)](#). Nous avons donc utilisé ce dernier pour effectuer les contrôles de qualité nécessaires sur les données des CT. De plus, les échantillons ont été inspectés visuellement pour vérifier si la procédure était bien efficace. La plupart des problèmes arrivent en cas de précipitations, et mis à part ces cas, les données sont en général de très bonne qualité. Nous faisons référence à des échantillons de mauvaise qualité lorsque ceux-ci présentent trop de problèmes pour être conservés pour analyse. Dans les résultats présentés dans les chapitres suivants, le pourcentage d'échantillons retirés par cette procédure est indiqué. La présence de valeurs aberrantes peut être corrigée, comme indiqué dans le paragraphe suivant.

3.3.1.2 Valeurs aberrantes

Comme indiqué au paragraphe précédent, les données provenant des anémomètres soniques et des analyseurs de gaz peuvent être polluées par des valeurs aberrantes ("spikes", pointes en anglais), causées par du bruit électronique aléatoire ou des problèmes liés à la présence d'eau ou de givre sur les capteurs. Si ces valeurs aberrantes apparaissent plus fréquemment dans des conditions pluvieuses ou de givre, elles peuvent subsister également en cas de temps sec. Nous appliquons la méthode de [Vickers & Mahrt \(1997\)](#) afin de corriger ces erreurs. Celle-ci consiste à calculer l'écart type de la série considérée sur une fenêtre de longueur L_1 . En faisant glisser cette fenêtre le long d'un intervalle donné, toutes les valeurs dont la distance à la moyenne sur L_1 est supérieure à un seuil fixé comme étant proportionnel à l'écart-type sur L_1 , sont considérées comme des valeurs aberrantes. Cette méthode considère également que des valeurs aberrantes ne peuvent remplir plus de trois points successifs, auquel cas ces valeurs sont considérées comme réelles. Le processus est appliqué deux fois, en augmentant le seuil sur la distance des valeurs aberrantes à la moyenne. La première fois celui-ci est fixé à 3,5 fois l'écart-type, la deuxième à 3,6. Les valeurs aberrantes sont remplacées par une droite reliant les deux valeurs non aberrantes encadrant les valeurs aberrantes. Lorsque la quantité de valeurs aberrantes est supérieure à 1% des données de l'échantillon, celui-ci est classé comme étant de mauvaise qualité.

3.3.1.3 Calcul des moyennes et des fluctuations

Afin de calculer les moyennes et fluctuations des grandeurs de l'écoulement turbulent, il nous fallait choisir une méthode. En effet, il est possible de calculer simplement la moyenne sur une fenêtre de temps donnée et les déviations à cette moyenne. Il est également possible d'utiliser des moyennes glissantes, ou progressives, qui agissent comme des filtres et retirent les contributions à basses fréquences. Dans notre cas nous avons choisi d'appliquer une simple moyenne sur une fenêtre d'une heure. Toutes les données à haute fréquence ont été découpées en échantillons de cette taille. Nous justifierons ce choix qui semble arbitraire lors de l'étude des erreurs sur les flux turbulents décrite dans le chapitre 5.

3.3.1.4 Rotations

Lors du calcul des variables turbulentes et des flux turbulents, il est plus facile d'utiliser des variables correspondant à un repère orienté dans le sens de l'écoulement moyen (voir, par exemple, la dérivation de l'équation 2.19). Lors de l'installation des anémomètres soniques, il est cependant peu probable que ceux-ci soient orientés exactement dans le sens de l'écoulement. C'est pourquoi nous appliquons un changement de repère aux composantes de la vitesse du vent mesurée afin d'obtenir les composantes du vent principal u , v et w . Il existe plusieurs méthodes pour effectuer ces rotations (Wilckzak *et al.*, 2001). Nous avons appliqué la méthode du "planar-fit" qui consiste à ajuster un plan sur les données de \bar{w} , évoluant selon \bar{u} et \bar{v} . Cette méthode permet d'obtenir des angles de rotations fixes pour des longues périodes de temps. Elle évite de changer d'angles de rotation sur chaque échantillon d'une heure, une méthode qui peut induire des changements brutaux et discontinus des grandeurs turbulentes. Cependant, lors de chaque visite de terrain, la direction et la hauteur des instruments étaient réajustées afin de s'adapter aux changements de l'état de la surface suite à la fonte. Les périodes entre deux visites étaient en moyenne de dix jours. Nous utilisons donc les valeurs de \bar{w} , \bar{u} et \bar{v} et nous avons effectué une rotation "planar-fit" sur chaque période entre deux visites. Seules les cas pour lesquels la vitesse moyenne du vent est supérieure à 2 m s^{-1} sont conservés pour déterminer l'ajustement du plan, car lorsque la vitesse du vent est trop faible, sa direction est mal déterminée.

3.3.1.5 Décalage temporel des séries

Les enregistrements des signaux d'humidité spécifique par les analyseurs de gaz et de la vitesse du vent par l'anémomètre sonique peuvent être décalés de quelques millisecondes pour des raisons d'ordre électronique. En effet, les données provenant des deux instruments, différents, ne sont pas forcément synchronisées. Il est indispensable de corriger ce décalage avant d'effectuer des calculs sur ces signaux. Cela est effectué en décalant progressivement les deux signaux jusqu'à maximiser leur corrélation. Les décalages typiquement observés sont inférieurs à 10 ms.

3.3.1.6 Spectres de Fourier

Le spectre de Fourier (Fo) est un outil très utile pour la caractérisation de la turbulence. Il permet de déterminer les fréquences dominantes dans les signaux. Ceci donne une information sur les origines de la turbulence. La turbulence générée dans la couche de surface est généralement constituée de tourbillons de petites tailles qui évoluent rapidement, et donc sont caractérisés par de hautes fréquences. Les tourbillons de plus grande échelle générés dans des couches externes évoluent lentement et sont caractérisés par des basses fréquences. Comme nous l'avons vu, sous l'effet du principe de cascade d'énergie, les tourbillons de grande échelle transfèrent leur énergie aux tourbillons de plus petite échelle de telle manière que dans la gamme de fréquence concernée par ce transfert, les spectres d'énergie suivent des lois de puissance déterminées. De plus, les variations avec la hauteur de mesure des spectres de turbulence de surface est différente de celle de la turbulence ayant son origine dans les couches externes (McNaughton & Laubach, 2000), ce qui permet d'identifier l'origine des contributions à différentes fréquences si des spectres sont mesurés simultanément à des hauteurs différentes. Enfin, une expérience menée par Kaimal *et al.* (1972) sur un terrain plat dans des conditions stationnaires a permis de déterminer une forme générique pour les spectres et cospectres des variables turbulentes dans les conditions où la similarité de Monin-Obukhov est censée être valide. La comparaison des spectres avec ces courbes de référence permet d'identifier certains comportements se démarquant de ceux attendus dans des cas idéaux. Dans ce travail, nous étudions les spectres de puissance S des variables x , qui sont définis comme :

$$S_x = |Fo_x|^2 = Fo_x^* Fo_x, \quad (3.1)$$

où l'exposant * indique le conjugué complexe. Nous étudions les spectres de puissance sous une forme multipliée par la fréquence (fS). Représentés de cette façon dans un graphique où la fréquence est reportée de manière logarithmique nous permet d'assimiler la surface sous les courbes des spectres de puissance, à la variance de la variable considérée.

Dans les études de turbulence, le concept de cospectre est fréquemment utilisé. Les cospectres de deux variables contiennent une information sur la dépendance en fréquence de la covariance de ces deux variables. Si Fo_x et Fo_y sont les transformées de Fourier respectives des variables x et y , le cospectre (Co) se calcule comme suit :

$$Co_{xy} = Fo_x^* Fo_y \quad (3.2)$$

De même que pour les spectres de puissance d'une seule variable, l'expérience de [Kaimal et al. \(1972\)](#) à permis de déterminer des formes générique de ces cospectres pour une couche de surface à l'équilibre. Le graphique de fCo en fonction de $\log f$ produit une surface sous la courbe qui est proportionnelle à la covariance entre x et y .

Le logiciel Edire permet de calculer S et Co pour n'importe quelle variable. Les résultats sont alors moyennés (afin d'obtenir un lissage) sur des intervalles espacés logarithmiquement. Nous choisissons d'utiliser 30 intervalles, également espacés.

3.3.1.7 Réponse fréquentielle

Les capteurs utilisés pour les mesures de CT ne peuvent résoudre les tourbillons turbulents les plus petits et les plus rapides ; cela est dû au fait que la fréquence d'échantillonnage ne peut être augmentée indéfiniment, mais également au fait que les instruments intègrent le signal sur un volume fini ([Moore, 1986](#)). Cela provoque des pertes de signal à haute fréquence. Dans le cas de l'anémomètre sonique ce volume est celui compris entre les pattes de l'instrument. Dans le cas de l'analyseur de gaz, c'est le chemin parcouru par le laser qui agit comme facteur limitant. Pour le calcul de covariances entre les signaux provenant simultanément des deux instruments, le problème est lié à la séparation spatiale des deux capteurs : il est impossible de caractériser l'influence sur les covariances de tourbillons de taille inférieure à cette séparation physique. Il en résulte que la mesure sous-estime la covariance lors de la mesure. Des pertes à basses fréquence apparaissent également lors du filtrage des échantillons pour le calcul des moyennes, ce sont alors des pertes à basses fréquence.

Il existe des stratégies permettant de corriger ces pertes, sur base de l'analyse spectrale et de l'utilisation de fonctions de transfert ([Massman, 2000](#)). La méthode de [Massman \(2000\)](#) part du principe que le flux vertical d'une grandeur x , mesuré sur base de la covariance de la grandeur x avec la vitesse verticale du vent w , peut être écrit :

$$\overline{w'x'}_m = \int_0^{\infty} Tr(f) Co_{wx}(f) df \quad (3.3)$$

Où f est la fréquence en Hz, Co est le cospectre de Fourier de w avec x , et Tr est une fonction de transfert qui prend en compte les pertes dues aux limitations instrumentales, où dues aux traitements de données appliqués (telles que la méthode de calcul des moyennes). Bien que dans son article, [Massman \(2000\)](#) appuie le fait que sa méthode permet d'appliquer des corrections fréquentielles sur des données de turbulence dont les cospectres ne suivent pas les formes classiques attendues en couche de surface à l'équilibre ([Kaimal et al., 1972](#)), celle-ci repose sur l'hypothèse que les cospectres ont une forme déterminée donnée par :

$$\frac{f Co_{w'x'}}{w'x'} = \frac{2}{\pi} \frac{f/f_{max}}{1 + f/f_{max}} \quad (3.4)$$

Où f_{max} est la fréquence à laquelle un pic est observé dans le cospectre. La méthode propose d'ajuster ce modèle de cospectre sur les cospectres mesurés, et il est alors possible d'estimer les pertes fréquentielles à partir de la

connaissance des fonctions de transfert :

$$\frac{\overline{w'x'_m}}{\overline{w'x'}} = \frac{\int_0^\infty Tr(f)Co_{wx}(f)df}{\int_0^\infty Co_{wx}(f)df} \quad (3.5)$$

Dans cette thèse, nous avons choisi de ne pas appliquer de corrections fréquentielles, car, comme nous le verrons, les spectres mesurés n'ont pas une forme telle qu'attendue. L'application des méthodes de correction aurait été hasardeuse dans ces conditions. Nous estimons cependant le taux de pertes à hautes fréquences par le biais d'une méthode simplifiée qui sera explicitée en temps voulu.

3.3.1.8 Fluctuations de densité

Les mesures de l'analyseur de gaz fournissent des concentrations molaires des grandeurs considérées (dans le cadre de cette étude, la grandeur d'intérêt est la vapeur d'eau). Ces concentrations molaires sont influencées par les sources (comme la sublimation en surface), qui sont les variables d'intérêt pour les flux de chaleur, mais ces fluctuations sont également influencées par les variations de la densité de l'air sec, qui résultent de fluctuations de la température où de la concentration en vapeur d'eau. La mesure du flux d'un traceur x est influencée par ces effets. Nous corrigeons ces effets en incluant la correction de Webb-Pearman-Leuning (Webb *et al.*, 1980) pour les flux de vapeur d'eau. Nous observons que cette correction est principalement contrôlée par les fluctuations de température de l'air, sur le glacier du Zongo comme sur le glacier de Saint-Sorlin. Sur le glacier du Zongo, cette correction reste très faible, généralement $< 2 \text{ W m}^{-2}$, sans doute car la densité de l'air est plus faible à haute altitude. Cette correction est légèrement plus élevée sur le glacier de Saint-Sorlin ($\simeq 6 - 7 \text{ W m}^{-2}$).

3.3.1.9 Température sonique

L'anémomètre sonique déduit une température de l'air à partir de la vitesse du son dans l'air. Cependant, la vitesse de transmission des ondes sonores est également influencée par le contenu en vapeur d'eau de l'air, la température brute mesurée n'est pas la température réelle de l'air et est appelée température sonique (θ_{sonic} , Schotanus *et al.*, 1983). Pour obtenir la température réelle nous appliquons la correction suivante, qui utilise la mesure de l'humidité spécifique mesurée par l'analyseur de gaz :

$$\theta = \theta_{sonic} / (1 + 0.608 * \rho_{H_2O} / \rho_{air}) \quad (3.6)$$

3.3.2 Données météorologiques à basse fréquence

3.3.2.1 Calage des hauteurs de mesure

La détermination des hauteurs de mesure est importante car celle-ci intervient dans le calcul des gradients des grandeurs entre l'air et la surface, permettant de déduire la stabilité de l'air et d'évaluer les flux turbulents à l'aide de la méthode aérodynamique des profils. Durant les campagnes de mesure étudiées dans ce travail, les mâts n'étaient pas autoportés, mais fixés dans la glace. Les chutes de neige et la fusion de la neige ou de la glace pouvaient donc faire varier la hauteur des instruments par rapport à la surface. Les mesures de la sonde à neige permettent de prendre en compte ces variations. Les hauteurs des instruments furent mesurées à chaque visite durant la campagne. Entre les visites, les variations de hauteur furent ajustées en tenant compte des variations mesurées par la sonde. Comme la fonte variait légèrement d'un mât à l'autre, la correspondance entre le changement de hauteur mesuré par la sonde et mesuré sur un mât donné n'était pas parfaite. Nous avons donc appliqué, sur les variations de la sonde, une pondération par des tendances linéaires entre les mesures effectuées à la main à chaque visite.

3.3.2.2 Recalage des températures des profils

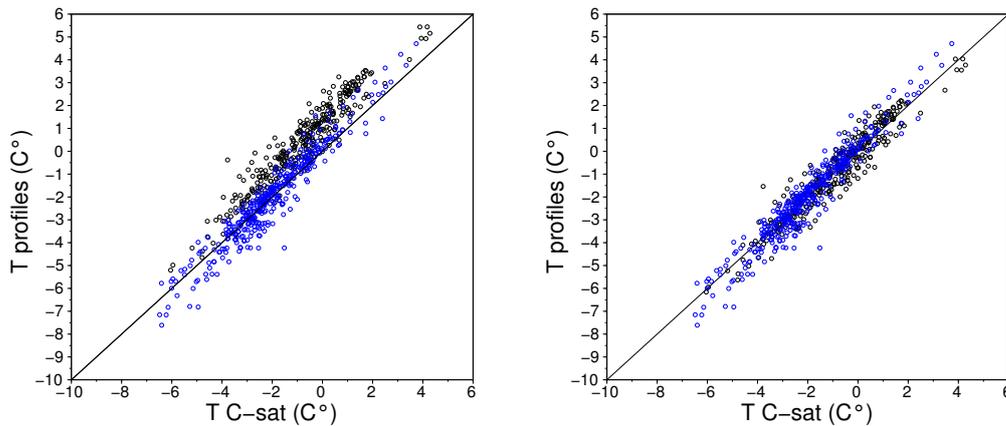


FIGURE 3.2 – Corrélation des températures moyennes horaires dérivées de l’anémomètre sonique et des thermocouples du TOTEM, lors de la campagne de 2007 sur le glacier du Zongo. (noir) $SW_{inc} > 5 \text{ W m}^{-2}$ et (bleu) $SW_{inc} < 5 \text{ W m}^{-2}$. A gauche, valeurs non corrigées, à droite, valeurs corrigées.

Lors de la campagne de mesure de 2007, nous avons comparé la mesure des températures des thermocouples ventilés mécaniquement à celles obtenue à partir du système de CT. Les systèmes de mesure de température sous abris naturellement ventilés peuvent être soumis à des erreurs importantes lors d’épisodes de rayonnement solaire intense. Un biais résultant du réchauffement des abris par le rayonnement solaire apparaît en cas de vent faible, un effet particulièrement marqué sur les surfaces hautement réfléchissantes comme la neige (Huwald *et al.*, 2009). Pour cette raison, nos abris furent équipés de systèmes de ventilation artificiels, fonctionnant en permanence. Afin de vérifier l’efficacité de cette ventilation, nous avons comparé les mesures de température des profils à la mesure obtenue par l’anémomètre sonique (corrigée de l’influence de l’humidité de l’air), durant la campagne de mesures sur le Zongo en 2007. Nous avons interpolé linéairement la température entre les deux niveaux de mesures des profils dont la hauteur encadrait la hauteur du plus proche anémomètre sonique, pour obtenir une température évaluée à la même hauteur que celle de celui-ci. Nous différencions les cas pour lesquels le rayonnement solaire était fort ($SW_{\downarrow} > 5 \text{ W m}^{-2}$) des autres. Les résultats sont montrés sur la figure 3.2. Même si les températures sont significativement corrélées durant la journée ($R^2 = 0.901$) le biais est important. La différence entre les deux capteurs est corrélée au rayonnement solaire incident, mais pas à la température, suggérant que malgré le système de ventilation, il subsiste un effet résiduel dû au rayonnement solaire. Nous corrigeons les valeurs de température des profils en utilisant la régression linéaire avec la température du sonique (panneau de gauche de la Figure 3.2). Cette simple étude montre que des effets du rayonnement solaire peuvent subsister même lorsqu’une ventilation artificielle est installée sur les capteurs. Bien que cet effet devait probablement affecter les mesures lors des autres campagnes pour lesquelles des mesures de profils de température étaient disponibles, nous n’avons pas appliqué de corrections, car des données d’anémomètres soniques n’étaient pas disponibles (campagne de 2005 sur le glacier du Zongo ou de 2009 sur le glacier de Saint-Sorlin) ou que les profils de température n’avaient pas été utilisés pour des calculs détaillés dans le cadre de ce travail (campagne de 2012 au glacier du Zongo).

3.3.2.3 Détermination de la température de surface

La température de surface est une grandeur essentielle pour l’application de la méthode aérodynamique des profils, lorsque celle-ci est appliquée entre un niveau de mesure dans l’air et la surface du glacier. Au cours de nos campagnes, nous avons dérivé celle-ci à l’aide du rayonnement de grande longueur d’onde provenant de la

surface. En effet, à partir de l'équation 2.2, nous obtenons :

$$T_s = \left(\frac{LW \uparrow - (1 - \varepsilon)LW \downarrow}{\varepsilon \sigma} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (3.7)$$

Nous utilisons une valeur de $\varepsilon = 0.99$ (Dozier & Warren, 1982). Nous verrons plus loin comment ce choix peut influencer l'évaluation de la température de surface. Nous introduirons notamment une incertitude sur l'émissivité de la surface lors de l'évaluation des erreurs sur les flux turbulents.

3.4 Méthodes de caractérisation de l'écoulement turbulent et des flux

3.4.1 Données à haute fréquence et covariances turbulentes

3.4.1.1 Caractérisation de la turbulence

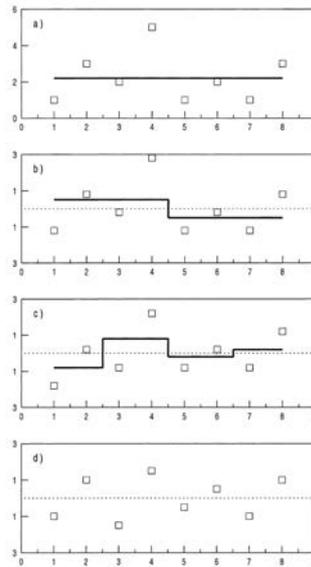
Statistiques turbulentes

L'étude des statistiques de la turbulence permet de comprendre ses origines et sa nature. Dans le cadre de la théorie des similitudes de Monin-Obukhov, et également dans sa version étendue aux conditions stables (Nieuwstadt, 1984), il est possible de montrer que certaines statistiques de l'écoulement (notamment les flux, comme vu au Chapitre 1) répondent à des lois universelles de similitude. De même, certaines statistiques turbulentes sont influencées par des effets provenant de l'interaction de structures provenant des couches externes avec la couche de surface (Högström *et al.*, 2002). Nous étudions dans ce travail la turbulence intégrale, σ_α/α_* où α peut être n'importe quelle variable mesurée et l'intensité turbulente σ_u/\bar{u} . Edire permet facilement d'obtenir en sortie les valeurs de ces statistiques. Nous comparons alors les valeurs obtenues avec celles mesurées dans des conditions dans lesquelles l'origine de la turbulence est bien caractérisée.

Nous étudions également les moments d'ordre 3 et 4 des distributions des composantes de la vitesse du vent mais aussi de la température. Cela permet d'obtenir des informations sur la présence d'extrêmes (associés à des rafales de vents par exemple), où sur la prédominance de mouvement de l'écoulement dans un sens donné, où de fluctuations de la température d'un signe donné.

Décomposition de multirésolution

Les spectres de Fourier donnent uniquement une information sur la distribution fréquentielle de l'énergie dans les signaux. Par exemple, dans le cas de la répétition d'un signal sous forme d'un "pic", à un intervalle de temps régulier, le spectre de Fourier donnera une forte contribution à la fréquence de répétition du pic. Il ne procurera pas d'information sur la durée même du pic. La méthode de décomposition de multirésolution (DMR), présentée par Vickers & Mahrt (2003), est une forme de transformée en ondelette simplifiée, qui permet de caractériser les échelles temporelles typiques de variation des signaux. Le principe est le suivant : supposons un échantillon de signal $w(i)$ comportant $max(i) = 2^M$ mesures. Nous commençons par calculer la moyenne sur l'ensemble de cet échantillon et retirons cette moyenne du signal, pour obtenir un second signal $w_{M-1}(i)$. Coupons ce signal en deux au milieu et calculons deux moyennes sur chaque demi signal. Celles ci sont retranchées de leur demi signal respectif et nous obtenons alors un signal $w_{M-1}(i)$. Nous continuons ensuite en coupant le signal résultant en 4, puis en 8, et ainsi de suite en retranchant à chaque fois les moyennes sur chaque partie de signal, jusqu'à découper le signal, au final, en échantillons de deux points. Le processus est décrit dans la figure 3.3. Si nous numérotions les itérations avec le symbole k , nous pouvons définir l'échelle caractéristique m comme $m = M - k$, la taille de chaque segment à chaque itération est de 2^m et le nombre de segments est de $n = 2^{M-m}$. Soit $w_m(i)$ le signal résultant à l'échelle m ($i = 1$ à 2^M). La moyenne sur un segment n à l'ordre m est donnée par :

FIGURE 3.3 – Etapes de la décomposition de résolution multiple (tirée de [Vickers & Mahrt, 2003](#)).

$$\overline{w}_m(n) = \frac{1}{2^m} \sum_{(n-1)*2^m}^{n*2^m} wr_m(i). \quad (3.8)$$

La série $wr_M(i)$ n'est autre que le signal original avant retrait de la moyenne, donc $\overline{w}_m(n)$ n'est autre que la moyenne de l'échantillon. Le spectre de multirésolution est défini, pour chaque échelle m comme la moyenne des $\overline{w}_m(n)$:

$$D_w(m+1) = \frac{1}{2^{M-m}} \sum_n \overline{w}_m(n)^2 \quad (3.9)$$

Le spectre de multirésolution donne donc, pour chaque échelle m , les contributions à la moyenne de l'échantillon dues aux variations du signal à cette échelle m . Il est également possible de définir des cospectres de multirésolution de deux signaux $\phi(i)$ et $w(i)$. Nous avons, selon les mêmes notations,

$$D_{w\phi}(m+1) = \frac{1}{2^{M-m}} \sum_n \overline{w}_m(n)^2 \overline{\phi}_m(n)^2 \quad (3.10)$$

Un des avantages de cette décomposition est que la somme des $D_{w\phi}(m+1)$ de 1 à une échelle donnée m donne exactement le flux tel qu'il serait si nous l'avions calculé en considérant des intervalles de temps de taille 2^m , puis en moyennant les flux des sous-échantillons sur l'ensemble de l'échantillon de taille 2^M . La DMR permet d'étudier la dépendance des flux sur le choix du temps caractéristique utilisé pour effectuer la moyenne.

Dans leur article, [Vickers & Mahrt \(2003\)](#) proposent de déterminer une échelle caractéristique séparant les fluctuations de méso-échelle de l'écoulement, de la turbulence de fine échelle contrôlée par la stabilité moyenne dans la couche de surface, autrement dit de déterminer la fréquence du "trou spectral", à partir de la MRD. Ceux-ci considèrent le cumul de $D_{w\phi}(m+1)$ à des échelles de temps de plus en plus grandes. Lorsque ce flux ne change plus avec le temps caractéristique, où que le cumul diminue lorsque que le temps caractéristique grandit, ceux-ci considèrent que le "trou spectral" vient d'être dépassé. Nous utilisons cette définition pour étudier l'évolution du *gap* durant les campagnes étudiées dans ce travail.

Transformée en ondelette et détection de structures cohérentes

Au Chapitre 1, nous avons montré que la couche de surface pouvait être perturbée par des interactions avec

des structures turbulentes générées en couche externe. Afin de mieux caractériser l'état de la turbulence en surface ainsi que les flux de chaleur, une caractérisation de ces structures est nécessaire. Ces structures sont souvent appelées structures "cohérentes", dans le sens où celles-ci conservent leur caractéristiques intrinsèques en interagissant avec l'écoulement en couche de surface (Rotach, 1993). Les traces que laissent ces structures cohérentes sur les signaux turbulents en couche de surface permettent de caractériser ces structures. Les signaux de température sont supposés afficher une succession de rampes et de plateaux sous l'influence de ces structures (Thomas & Foken, 2004). La détection de ces rampes et plateaux peut se faire à l'aide de l'analyse en ondelette.

Comme indiqué au paragraphe précédent, la transformée en ondelette présente l'avantage de procurer des informations sur les échelles de temps caractéristiques de variation des signaux, plutôt que sur les fréquences de celles-ci. Ainsi, une variation intense du signal sur une durée déterminée, qui n'est pas répétée dans le signal, pourra être caractérisée par une décomposition en ondelettes. Dans le cadre de ce travail, nous avons utilisé une méthode développée par Barthlott *et al.* (2007). Voici comment celle-ci fonctionne. Les signaux de température sur une heure sont filtrés à l'aide d'une moyenne glissante à 2 Hz, puis rééchantillonnés à 1 Hz. Nous retirons ensuite la moyenne et la tendance sur une heure. Sur le signal résultant, nous appliquons une transformée en ondelette sur une base de chapeau mexicain,

$$W_j(s) = \frac{1}{\sqrt{s}} \int_P \theta'(t) \psi\left(\frac{t-j}{s}\right) dt, \quad (3.11)$$

où s est un facteur d'échelle, j un facteur de translation le long du signal et P est la durée de l'échantillon. Pour chaque échelle temporelle s , en intégrant le carré des coefficients pour tous les j nous obtenons un spectre d'énergie en ondelettes \bar{W} (K^2) :

$$\bar{W}(s) = \frac{1}{P} \int_P |W_j(s)|^2 dj \quad (3.12)$$

Barthlott *et al.* (2007) montrent que l'analyse des coefficients W_j du scalogramme à l'échelle de temps s pour lequel le spectre d'énergie \bar{W} (K^2) présente un premier maximum, contiennent l'information sur les rampes et les plateaux générés par les structures cohérentes. En conditions stables une structure en rampe commence lorsque la série de coefficients considérée change de signe et termine lorsque ceux-ci passent par un minimum. Dans la méthode de Barthlott *et al.* (2007), seules sont sélectionnées les rampes pour lesquelles les coefficients durant ces rampes sont supérieures à 40% du maximum ces coefficients sur l'échantillon.

3.4.1.2 Calcul des flux par corrélations turbulentes

Temps d'intégration constant

En suivant la méthode décrite dans la Section 2.2.2.2, nous déterminons les flux turbulents de chaleur sensible et de chaleur latente à l'aide des équations suivantes,

$$H = -\rho C_p \overline{w'\theta'}, \quad (3.13)$$

$$LE = -\rho L_e \overline{w'q'} + W pl. \quad (3.14)$$

Où nous introduisons le terme de correction de Webb-Pearman-Leuning (Webb *et al.*, 1980) prenant en compte les variations de densité de l'air. Ce terme est noté $W pl$. Afin de calculer les moyennes et les fluctuations, nous avons utilisé un temps d'intégration constant d'une heure. Ce choix peu avoir une influence notable sur la valeur des flux. Cet effet sera discuté dans les sections suivantes.

Temps d'intégration variable

Nous calculons également les flux de chaleur sensible et de chaleur latente en utilisant les équations 3.13 et 3.14, mais en changeant le temps d'intégration pour la détermination des moyennes et des fluctuations. Nous choisissons un temps d'intégration égal à l'échelle temporelle du trou cospectral déterminé à l'aide de la DRM. Les flux sont dérivés en utilisant directement les cospectres DRM cumulés pour le flux de chaleur sensible et le flux de chaleur latente.

Flux corrigé à l'aide de l'analyse en ondelettes

En détectant les structures cohérentes, nous pouvons à chacune d'elle associer un flux de chaleur, échangé durant le temps de passage des structures. Le flux d'une structure i est noté F_{coh_i} .

$$F_{coh_i} = \left| (w_{coh_i} - \bar{w}|_{run})(\theta_{coh_i} - \bar{\theta}|_{run}) \right|_{coh_i}, \quad (3.15)$$

où l'indice coh_i fait référence à des moyennes obtenues sur la durée de la structure cohérente détectée, et l'indice run des moyennes sur un échantillon d'une heure. Le pourcentage de flux échangé durant le passage des structures cohérentes durant un échantillon de une heure est donné par

$$F_{coh} = \frac{\sum_i (F_{coh_i} t_{coh_i})}{w' \theta' |_{run} t_{run}}, \quad (3.16)$$

où t_{coh_i} représente la durée de la structure cohérente i et t_{run} la durée d'un échantillon (une heure dans notre cas). Ceci nous permet d'évaluer un flux corrigé de l'influence des structures cohérentes H_{coh} ou LE_{coh}

$$H_{coh} = H(1 - F_{coh}). \quad (3.17)$$

3.4.2 Données météorologiques à basse fréquence

3.4.2.1 Détection du maximum de vitesse de vent catabatique

Afin de détecter la présence d'un écoulement de type catabatique, pour lequel un maximum de vitesse de vent est attendu à faible hauteur au-dessus de la surface, nous avons comparé les données provenant des différents anémomètres du TOTEM. Nous comparons les anémomètres adjacents deux à deux, et si, pour une des paires d'anémomètres sur le mât, celui situé au dessus indique une vitesse du vent inférieure de plus de 0.1 m s^{-1} (une différence plus grande que l'erreur sur la mesure, Table 3.1) à celle de l'anémomètre du dessous, nous considérons qu'un maximum de vent est présent. Nous notons la hauteur et la vitesse du vent associé à l'anémomètre le plus bas du couple pour lequel le changement est détecté. Bien entendu, cette méthode ne permet pas la détection d'un maximum de vent situé à une hauteur supérieure à celle de l'avant dernier anémomètre.

3.4.2.2 Calcul des flux par la méthode aérodynamique des profils

Le présent travail traitant des méthodes d'évaluation des flux turbulents dans les études de bilan d'énergie sur les glaciers de montagne, nous avons calculés les flux comme dans la plupart de ces études, où les flux sont obtenus à l'aide de la méthode des profils aérodynamiques des profils, dans sa version appelée "bulk". Il s'agit d'appliquer la méthode entre un niveau et la surface elle-même. L'avantage est qu'elle ne nécessite qu'une seule mesure de température, de vitesse de vent et d'humidité dans la couche de surface. En revanche elle nécessite la connaissance des paramètres de la surface. Si nous appliquons la méthode de cette manière, \bar{u}_1 est alors nul, $\bar{\theta}_1$ devient la température de la surface et z_1 devient la hauteur de rugosité dynamique z_0 , ou son équivalent thermique (z_t), ou encore la rugosité reliée au profil d'humidité (z_q). Ces paramètres peuvent être vus comme

les hauteurs auxquelles nous observons des valeurs de température et d'humidité égales aux valeurs de la surface. Nous obtenons :

$$u_* \theta_* = -k^2 \frac{(\bar{\theta} - \bar{\theta}_s) \bar{u}}{\left[\ln \left(\frac{z}{z_0} \right) - \psi_m \left(\frac{z}{L_*} \right) \right] \left[\ln \left(\frac{z}{z_t} \right) - \psi_h \left(\frac{z}{L_*} \right) \right]} \quad (3.18)$$

De même le flux de chaleur latente peut être évalué à partir des profils de vent et d'humidité. Selon le même raisonnement, nous obtenons :

$$u_* q_* = -k^2 \frac{(\bar{q} - \bar{q}_s) \bar{u}}{\left[\ln \left(\frac{z}{z_0} \right) - \psi_m \left(\frac{z}{L_*} \right) \right] \left[\ln \left(\frac{z}{z_q} \right) - \psi_q \left(\frac{z}{L_*} \right) \right]} \quad (3.19)$$

Nous évaluons les flux en utilisant chaque niveau de mesure de vitesse de vent disponible, auquel nous associons le niveau de mesure de température dont la hauteur est la plus proche. Dans ces équations, nous voyons donc que les paramètres de la surface sont extrêmement importants. Nous considérons en général que l'humidité de la surface correspond à celle d'un air saturé, à la température de la surface. La dépendance des flux sur les hauteurs de rugosité est forte. Une partie de ce travail de thèse a consisté à déterminer ces hauteurs de rugosité et à caractériser leur évolution ainsi que les incertitudes qui leur sont associées.

3.4.2.3 Détermination des hauteurs de rugosité

Comme nous l'avons vu au paragraphe précédent, les hauteurs de rugosité z_0 , z_t et z_q sont des paramètres clefs de la détermination des flux turbulents. Jusqu'ici, dans les études de bilan d'énergie sur les glaciers du Zongo et de Saint-sorlin, celles-ci ont été calibrées comme des paramètres de calage à partir de mesures lysimétriques, ou elles ont été simplement tirées de la littérature. Une partie du travail de cette thèse a consisté à caractériser ces hauteurs de rugosité à l'aide des mesures de profils verticaux de vent et de température, une démarche qui n'avait pas été abordée auparavant sur les sites considérés dans cette étude. Nous utilisons deux méthodes semblables pour calculer ces hauteurs de rugosité. Les résultats obtenus pour les campagnes de mesure sur le glacier du Zongo ont fait l'objet d'une publication dans *Journal of Geophysical Research* (Sicart *et al.*, 2014a), qui est placée en annexe. Les résultats obtenus pour le glacier de Saint-Sorlin sont présentés dans le chapitre 5.

Ajustements simples

Nous avons vu au Chapitre 1 que les profils verticaux de vitesse du vent et de température dans la couche de surface devaient suivre des lois semi-logarithmiques si les hypothèses de similitudes étaient vérifiées. Le principe de notre méthode de détermination des hauteurs de rugosité est donc simplement d'ajuster des profils verticaux de type (en utilisant les fonctions de stabilité décrites au chapitre 2) :

$$f(z) = a[\ln z/b + cz], \quad (3.20)$$

sur les données de vitesse de vent et de température. Nous avons alors, pour la vitesse du vent, $a = u_*/k$, $b = z_0$ et $c = \alpha_m/L_*$. Pour la température, nous avons $a = \theta_*/k$, $b = z_t$ et $c = \alpha_h/L_*$. Ceci nous donne une estimation des différents paramètres de la turbulence dans la couche de surface ainsi que des hauteurs de rugosité thermiques et dynamiques. Il est nécessaire, pour appliquer cette méthode, d'utiliser uniquement des mesures effectuées dans la couche de surface. Egalement, il est essentiel de ne sélectionner que les cas pour lesquels la couche de surface est proche de la neutralité car la forme des profils ajustés considère uniquement des stabilités modérées. Le désavantage de cette méthode est qu'elle ne considère aucune interdépendance des champs de température et des champs de vitesse de vent car les deux ajustements sont indépendants. Nous pouvons alors obtenir des

valeurs de L_* très différentes si l'estimation est faite à partir du profil de température ou du profil de vitesse de vent.

Ajustements itératifs

La méthode des ajustements itératifs se distingue de celle des ajustements simples en cela qu'elle prend en compte simultanément les formes des profils de vitesse de vent et de température. L'ajustement statistique utilise une première estimation des paramètres a , b et c , en entrée, pour converger vers un ajustement idéal. Nous commençons par ajuster un profil de la forme

$$f(z) = a[\ln z/b + cz] \quad (3.21)$$

sur le profil de vitesse de vent. Nous obtenons une première estimation de u_* , z_0 et L_* . La valeur de L_* est alors utilisée pour calculer un paramètre c qui sera utilisé en entrée pour un ajustement sur le profil de température. Ce second ajustement procure une estimation de θ_* , z_t et aussi un nouveau L_* , qui est à nouveau utilisé pour définir le paramètre d'entrée sur un nouvel ajustement sur le profil de vitesse de vent. Nous continuons ainsi de suite jusqu'à convergence.

Application sur les données disponibles

Ces méthodes de détermination des hauteurs de rugosité ont été appliquées sur les données des campagnes de 2005 et de 2007 sur le glacier du Zongo. Nous avons également appliqué ces méthodes sur les données de la campagne de 2009 sur le glacier de Saint-Sorlin. Les résultats sont présentés dans le chapitre consacré à la caractérisation de la turbulence sur ce glacier.

Chapitre 4

Turbulence sur le glacier du Zongo.

Nous présentons dans ce chapitre la caractérisation des régimes de vent, de la turbulence et des flux de chaleur associés, sur le glacier du Zongo. Nous utilisons les données de la campagne ayant de 2007. Ces résultats sont présentés en premier, étant donné que l'instrumentation durant ces campagnes était plus complète, et les instruments fonctionnèrent mieux que durant les campagnes effectuées sur le glacier de Saint-Sorlin. C'est donc sur la base de cette campagne du glacier du Zongo que les méthodes exposées dans le chapitre précédent ont été mises au point et testées. Des campagnes aussi complètes dédiées à la caractérisation de la turbulence en couche de surface n'avaient, à ce jour, pas encore été menées sur les glaciers tropicaux. Il nous semblait donc prioritaire de traiter ces données en premier lieu. Nous focalisons notre étude sur la caractérisation de la turbulence, afin de déterminer l'influence des spécificités de ce site de haute montagne sur les flux mesurés par la méthode aérodynamique des profils. Ces résultats font l'objet d'une publication parue dans *Boundary-Layer meteorology* ([Litt et al., 2014a](#)).

Turbulence characteristics in the atmospheric surface layer for different wind regimes over the tropical Zongo glacier (Bolivia, 16°S).

Maxime Litt, Jean-Emmanuel Sicart, Warren D. Helgason et Patrick Wagon

Article paru dans “*Boundary-Layer Meteorology*”

doi : [10.1007/s10546-014-9975-6](https://doi.org/10.1007/s10546-014-9975-6)

Resumé

Nous étudions les propriétés de l'écoulement turbulent et du flux de chaleur sensible dans la couche de surface atmosphérique du glacier tropical du Zongo situé en haute altitude (5080 m, 16°S, Bolivie) durant la saison sèche entre Juillet et Août 2007, à l'aide de données collectées avec un système de covariances turbulentes et d'un mât de 6-m pour les profils de vitesse du vent et de température. L'étude se concentre sur le régime prédominant de vents descendants. Un maximum de vent à faible hauteur, environ 2 m, est détecté en conditions de vent faible (37% du temps). En conditions de vent fort, aucun maximum de vent n'est détecté. L'analyse statistique et spectrale révèle la présence d'oscillations de basses fréquences de la vitesse de vent horizontale qui augmentent le mélange turbulent. En conditions de vent fort, une analyse en ondelettes montre que des structures cohérentes augmentent systématiquement les flux turbulents de chaleur sensible, représentant 44 à 52% du flux. En conditions de vent faible, l'écoulement catabatique est perturbé par ses oscillations ou des mouvements erratiques, générant des flux de chaleur sensible erratiques. Ces mouvements contribuent à hauteur de 37 à 43% du flux. Sur les glaciers tropicaux, la méthode aérodynamique des profils, communément utilisée, sous-estime le flux dérivé par covariances turbulentes, probablement car elle ne prend pas en compte l'interaction des perturbations de basse fréquence avec l'écoulement en surface, et cela dans le cas des deux régimes étudiés.

Abstract

We investigate properties of the turbulent flow and sensible heat fluxes in the atmospheric surface layer of the high elevation tropical Zongo glacier (5080 m a.s.l., 16°S, Bolivia) from data collected in the dry season from July to August 2007, with an eddy-covariance system and a 6-m mast for wind speed and temperature profiles. Focus is on the predominant downslope wind regime. A low-level wind-speed maximum, around a height of 2 m, was detected in low wind conditions (37% of the time). In strong wind conditions (39% of the time), no wind-speed maximum was detected. Statistical and spectral analyses reveal low frequency oscillations of the horizontal wind speed that increase vertical mixing. In strong winds, wavelet analysis shows that coherent structures systematically enhance the turbulent sensible heat fluxes, accounting for 44 to 52% of the flux. In contrast, in low wind conditions, the katabatic flow was perturbed by its slow oscillations or meandering motions, inducing erratic turbulent sensible heat fluxes. These motions account for 37 to 43% of the flux. On tropical glaciers, the commonly used bulk aerodynamic profile method underestimates the eddy-covariance-based flux, probably because it does not account for low frequency disturbances that influence the surface flow in both wind regimes.

4.1 Introduction

Glaciers located in tropical regions are useful climate indicators in poorly documented regions as they integrate climatic fluctuations on time scales of a few to hundreds of years (Thompson *et al.*, 2003). Insights into past climatic conditions can be obtained using available data on past glacial extent together with an understanding of the interaction processes between climate and mass balance (e.g. Rabatel *et al.*, 2005; Jomelli *et al.*, 2011). Tropical glaciers also play a key hydrological role by maintaining non-negligible water outflow during the long dry seasons of the outer tropics. In the context of changing climate, variations in the melting regime of these glaciers could alter the supply of water and be of concern to human society (Bradley *et al.*, 2006).

The processes underlying the relations between climate and glacier mass balance can be partly understood by interpreting the surface energy balance (SEB), which controls the ablation term of the mass balance. Forecasting future glacier water supplies depends on a reliable understanding of the SEB. Previous studies have calculated the SEB of tropical glaciers using point-scale meteorological measurements (e.g. Wagnon *et al.*, 1999) or measurements distributed over the watershed using simple parametrizations (Sicart *et al.*, 2011). These studies showed that, on tropical glaciers, solar radiation provides the principal source of energy for melting, while seasonal variations in the SEB are governed by variations in incoming longwave radiation. At high elevations (> 4500 m a.s.l.) where tropical glaciers are located, the incoming longwave radiation is low when the sky is clear during the dry season (austral winter), while it increases substantially under cloudy conditions during the rainy season (austral summer) (Sicart *et al.*, 2011).

Previous studies have also underlined the marked seasonality of the turbulent fluxes of sensible and latent heat in the outer tropics. During the rainy season, winds are generally low, the turbulent fluxes are low, and radiative fluxes dominate the SEB. During the dry season, the turbulent fluxes increase due to higher wind speeds, and heat loss by sublimation can strongly reduce the energy available for melting, especially in the firn area, where winds may be stronger and the air drier than in the ablation area (Wagnon *et al.*, 2003). As such, the turbulent fluxes can significantly modify the amount of energy available for glacier melt : during the dry season the net turbulent flux can account for 25% of the heat losses in the ablation area (Sicart *et al.*, 2005).

Most previous turbulent flux studies above tropical glaciers (e.g. Wagnon *et al.*, 2003; Favier, 2004; Sicart *et al.*, 2005; Winkler *et al.*, 2009) used the bulk aerodynamic method to estimate the surface turbulent fluxes. It is a straightforward, convenient method for long-term SEB studies, but relies on the demanding assumptions

of Monin-Obukhov similarity theory (Monin & Obukhov, 1954) : in the surface layer the turbulent flux must be constant with height, the flow must be stationary and the local production of turbulent kinetic energy (TKE) must be in equilibrium with viscous dissipation, implying that no transport term appears in the TKE budget. These hypotheses are called into question over mountain glaciers (Smeets *et al.*, 1999; Denby & Greuell, 2000).

Firstly, over glaciers, katabatic winds are frequently observed (Munro, 1989; Smeets *et al.*, 2000; Sicart *et al.*, 2014a). Katabatic winds over glaciers are similar to the extensively studied slope winds appearing at night, under clear skies, over other types of surfaces (e.g. Prandtl, 1942; Whiteman, 1990; Poulos & Zhong, 2008). They are generally characterized by a wind-speed maximum at a low height above the ground. Fluxes diverge vertically in the surface layer and the sensible heat flux decreases with height. Below the wind-speed maximum, the momentum flux is directed downwards towards the surface, decreasing with height until the wind-speed maximum, where it is equal to zero, and above the wind maximum, it is directed upwards (Denby & Greuell, 2000; Oerlemans & Grisogono, 2002). At the height of the wind-speed maximum, shear production of turbulence ceases, but TKE is not zero, due to a non-negligible turbulence transport term (Smeets *et al.*, 1999).

Secondly, as shown by Andreas (1987), Smeets *et al.* (1999), Poulos *et al.* (2007) and Helgason & Pomeroy (2012b), over the complex terrain of mountainous sites, the surface-layer flow can be influenced by outer-layer turbulence originating in orographic disturbances. Högström *et al.* (2002) studied such disturbances using numerical simulations and validated their approach against field data : when transported near the surface, the large-scale eddies are horizontally deformed due to blocking effects and to the large shear in the surface layer. They disturb the surface layer by inducing large horizontal velocity fluctuations, while vertical velocity is less influenced. These processes lead to non-stationarity of the turbulent flow.

Nevertheless, over tropical glaciers, these turbulent flow characteristics and their influence on turbulent flux calculations with the bulk aerodynamic method are not well documented. Eddy-covariance (EC) measurements have infrequently been made in snow covered, mountain or glacier environments (e.g. Andreas, 1987; Smeets *et al.*, 1999; Reba *et al.*, 2009; Helgason & Pomeroy, 2012b). Such studies are rare over high-elevation tropical sites (Cullen *et al.*, 2007) ; however, this technique permits fine characterization of the turbulence and gives, in these complex situations, more reliable estimates of the turbulent fluxes than the bulk aerodynamic method.

In this paper, we analyze EC data and vertical temperature and wind-speed profiles collected in the atmospheric surface layer of the ablation area of the high elevation tropical Zongo glacier (Bolivian Andes, 16°S). This comprehensive dataset, recorded during a two-month period in the dry season, is unique over tropical glaciers. The wind regimes observed in the surface layer are described and related to the expected circulation at the valley scale and to the turbulent flow characteristics above the glacier. The analysis developed in this conceptual framework leads to a clear distinction between two downslope wind regimes : one characterized by a katabatic wind maximum at low heights in low wind conditions, and the other in strong winds without a well-defined wind maximum. We compare statistics and spectra of the turbulent signals with those of ideal undisturbed flow under ideal homogenous conditions, to uncover influences of the katabatic wind maximum and orographic disturbances. To emphasize turbulent flow features under the two wind regimes, two typical events are described in detail. We then isolate the dominant turbulent structures by applying a wavelet algorithm to the temperature signals. Finally, we compare the sensible heat flux calculated with the bulk aerodynamic method with that obtained with the EC method, and quantify the influence on the fluxes of these turbulent structures.

4.2 Location, measurements and data processing

The Zongo glacier is a small glacier (surface area of approximately 2 km²) located in the Huayna Potosi massif, in the outer tropics of the Andes. Its mass balance, energy balance and hydrological characteristics have been extensively studied since 1991 (Rabatel *et al.*, 2013). Its elevation ranges from 4900 to 6000 m a.s.l. It

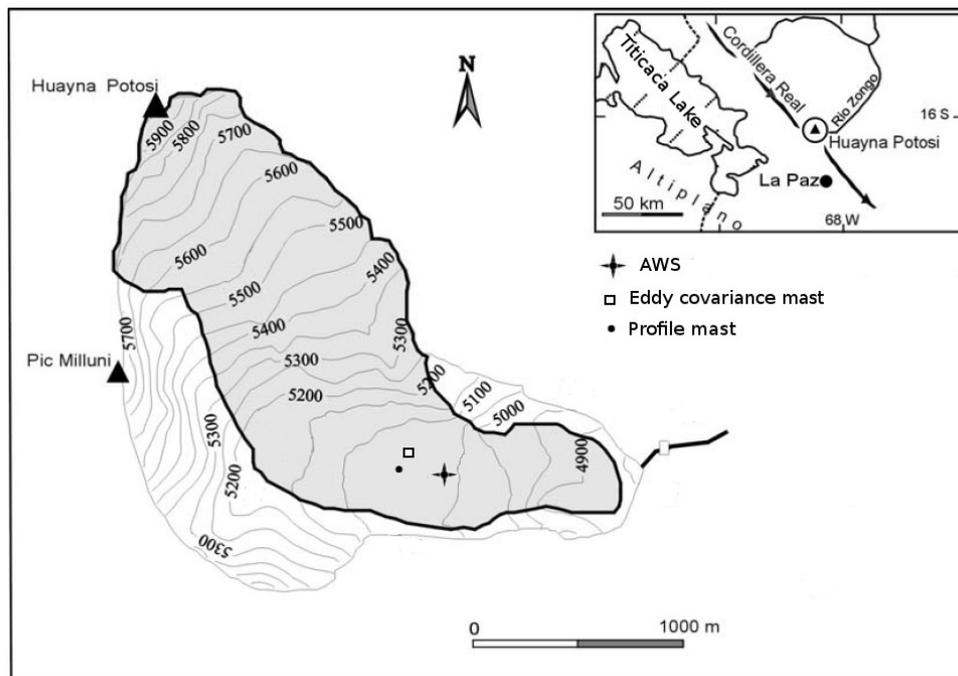


FIGURE 4.1 – Location of Zongo Glacier in the Bolivian Andes. Map of the glacier and the surrounding area, and approximative location of the measurement masts and of the AWS.

is located at the margins of the Bolivian Altiplano and the Amazonian basin (Fig. 4.1). The field campaign was carried out in the dry season, from July 22 to September 1 2007. Instruments were installed on masts on a transect of the ablation area of the glacier at 5080 m a.s.l., aligned perpendicularly to the main wind directions that roughly follow the glacier flow lines (Fig. 4.1). We used an EC measurement system consisting of one sonic anemometer and one infrared gas analyzer, fixed to a mast approximately 2 m above the glacier surface. Fluctuations in wind speed in the three spatial directions, sonic temperature and humidity were sampled at 20 Hz and recorded on a Campbell Scientific CR1000 data logger. In addition, mean vertical temperature and wind-speed profiles were measured on a 6-m high tower located 20 m away from the EC system. For temperature measurements, 12 home-made shielded thermocouples were used, all continuously mechanically aspirated to prevent contamination of the signal by solar radiation. Seven cup anemometers were used to measure wind speed. Data from the tower were sampled every 10 s, and 30-min averages were stored on a Campbell CR1000 data logger. The temperature and wind-speed measurements from both masts at the same heights were compared : correlation coefficients between hourly data issued from each set of instruments, throughout the campaign, were > 0.9 (Sicart *et al.*, 2014a). Variations in instrument heights due to ice and snow melt, snow accumulation or compaction were derived from a sounding height ranger. An automatic weather station (AWS) placed nearby on the glacier recorded 30-min averages of all radiation components, as well as mean temperature and relative humidity, wind speed and direction. Table 4.1 lists all the sensors used and their characteristics.

We split the EC data into 1-h datasets referred to as “runs”. We removed runs for which the mean wind direction laid between 000° and 045° and between 180° and 260° to avoid obstruction by the structures (note that a third set-up including batteries and solar panel was located a few m away from the EC mast). Each individual run was despiked and checked for quality using the procedures described in Vickers & Mahrt (1997). Most problems occurred during snow or rainfall events. These low quality runs were discarded. A planar fit rotation (Wilckzak *et al.*, 2001) was applied on periods of 10 days, and the sonic temperature was corrected for the influence of water vapour (Schotanus *et al.*, 1983).

TABLE 4.1 – Characteristics of sensors from the AWS, EC and profile masts.

Quantity	Instrument	Mean sensor height (m)	Precision according to the manufacturer
Air temperature, °C (profiles)	Type-T thermocouple	0.1, 0.4, 0.6, 0.9, 1.2, 1.5, 1.7, 2.0, 2.7, 3.6, 4.8, 6.0	0.1 °C
Wind speed, m s ⁻¹ (profiles)	Vector A100L2	0.38, 0.68, 1.58, 2.08, 2.78, 3.68, 4.88	1% of reading
Air temperature, °C and relative humidity (AWS)	Vaisala HMP45C	1.0	±0.2 °C 3%
Wind speed, m s ⁻¹ (AWS)	Young 05103	2.5	0.3 m s ⁻¹
Wind direction, deg (AWS)	Young 05103	2.5	±3°
Incoming and outgoing shortwave radiation, W m ⁻² (AWS)	Kipp and Zonen CM3	0.8	10% on daily sums
Incoming and outgoing longwave radiation, W m ⁻² (AWS)	Kipp and Zonen CG3	0.8	10% on daily sums
Surface elevation changes, mm	Campbell Scientific SR50	1.5	± 10 mm
3D wind speed and temperature 20 Hz (EC)	Campbell Scientific CSAT3	1.9	< ± 0.04 m s ⁻¹
Specific Humidity 20 Hz (EC)	LICOR7500	1.9	2% of reading

4.3 Climate and wind regimes

4.3.1 Climate

The climate of the Bolivian Andes is characterized by a strong seasonality of precipitation and cloud cover : a wet season develops during the austral summer (December to March), when large-scale flow is from the east carrying large amounts of water vapour from the Amazon basin and favouring the development of deep convection over the Altiplano. This study focuses on the dry season, which occurs in winter (May-September) when the dominant flow is stronger and from the Altiplano side on the west, preventing humid air masses from reaching the glacier (e.g. [Garreaud *et al.*, 2003](#)).

In response to the stronger large-scale flow, surface wind speed and thus turbulent fluxes are greatest and can have a significant impact on the SEB. During this season the sky is generally clear, which leads to marked diurnal temperature variations and favours large radiative losses at the ice or snow surface, especially at night. During daytime, the temperature of the melting ice or snow surface cannot exceed 0 °C, whereas the air may be warmer. These processes lead to a temperature inversion in the first few m above the glacier. Nevertheless, the surface layer generally remains moderately stable due to dynamic turbulent mixing ([Sicart *et al.*, 2014a](#)). Because air at high elevation has a lower density than at sea level, a larger temperature variation is needed for the same energy transfer. The low atmospheric pressure ($\simeq 550$ hPa) favours evaporation or sublimation at the glacier surface. Longwave radiative emission from the clear sky (LW_{atm}) is less pronounced than at sea level.

Cloud cover was identified by increases in LW_{atm} to values between 250 and 310 W m⁻² due to cloud emission (Fig. 4.2). Conditions with cloud cover generally corresponded to high-elevation clouds, except for a few snow events, when dense low-elevation clouds were observed, e.g., on 26 July, 17 August and from 26 August until the end of the campaign. Clear-sky conditions prevailed, as shown by the values of LW_{atm} which were frequently below 250 W m⁻² (Fig. 4.2). Hourly temperatures varied considerably, but daily mean temperatures varied only slightly from day to day (Fig. 4.2).

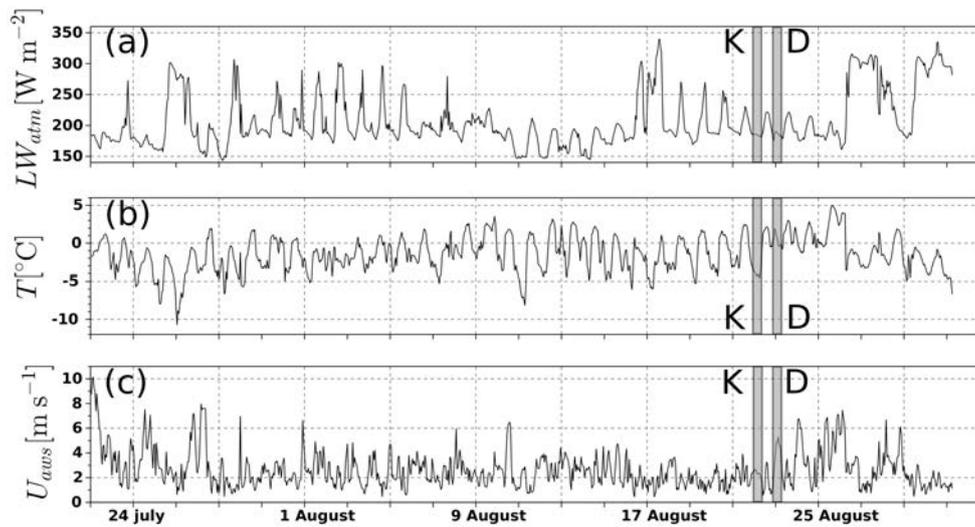


FIGURE 4.2 – 30-min measurements from the AWS, of (a) incoming longwave radiation LW_{atm} , (b) aspirated temperature T_{aws} and (c) mean wind speed U_{aws} during the 2007 campaign. Selected specific events, representative of the two typical downslope wind regimes, are shaded and identified by K (“katabatic”) or D (“downslope”) (Sect. 4.4.5).

4.3.2 Wind regimes

We isolated different wind regimes to determine how they relate to valley circulation and how they affect the turbulent surface flow. Prevalent weak to moderately intense downslope winds (from the west or north-west, between 260° and 360° , Figs. 4.3 and 4.4) were more frequent (61%) than upslope winds (from the east, direction between 045° and 180° , Figs. 4.3 and 4.4), which were observed mostly during the day. Upslope winds were identified in 39% of our runs and had moderate wind speeds ($\simeq 3.5 \text{ m s}^{-1}$). We do not discuss these less frequent cases here but focus on the prevailing downslope winds, for which we identified two typical regimes.

4.3.2.1 Pure katabatic flow

For 61% of downslope runs (37% of all runs), the profile most detected a wind-speed maximum below 5 m, and only when the wind speed was low ($\simeq 2 \text{ m s}^{-1}$ on average at a height of 2 m). The katabatic flows were triggered by the temperature inversion at the glacier surface and were probably associated with weak large-scale forcing (the expected katabatic flow is shown in Fig. 4.4).

Under these low wind conditions, the height of the wind maximum was generally between 1 and 3 m, and few cases were detected between 3 and 5 m. As a katabatic flow moves down along the slope, it accelerates and increases in depth, as does the height of the maximum (Whiteman, 2000). The plateau where measurements were performed, located below a steep crevasse zone where the glacier flow changes direction, has a length of only a few hundred m (Figs. 4.1 and 4.4). A deep, well-developed flow, would have rarely developed over the measurement site. Katabatic flows are subject to natural oscillations (McNider, 1982) at a frequency related to the Brünt-Vaisala frequency and thus the strength of the temperature inversion. These oscillations lead to low frequency oscillations of wind speed and temperature.

4.3.2.2 Downslope flow

The remaining 39% (24% of all runs) of downslope runs were associated with the highest wind speeds observed ($\simeq 5 \text{ m s}^{-1}$). These situations, identified by the peaks in the wind speed measured at the AWS (U_{aws}) (Fig. 4.2), were probably influenced by a strong large-scale westerly flow above the steep ridges surrounding the site (Fig. 4.4). During these runs, no wind maximum was detected below 5 m.

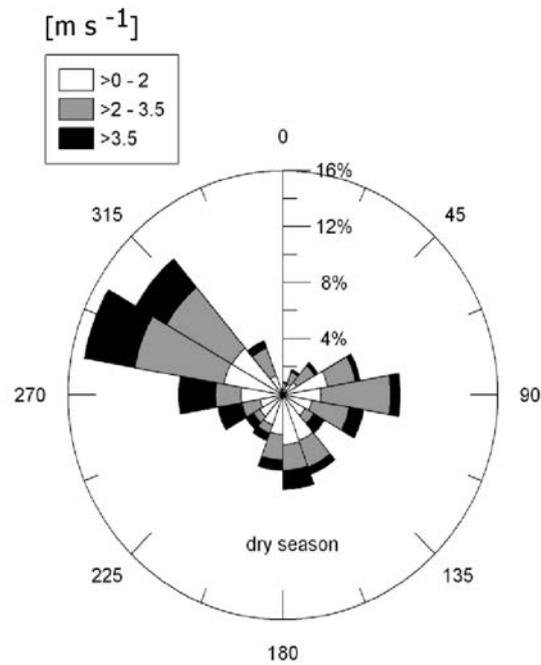


FIGURE 4.3 – Wind direction ($^{\circ}$) and speed (m s^{-1}) distribution, 30-min averages obtained from the AWS during the 2007 dry season (21 July to 5 September).

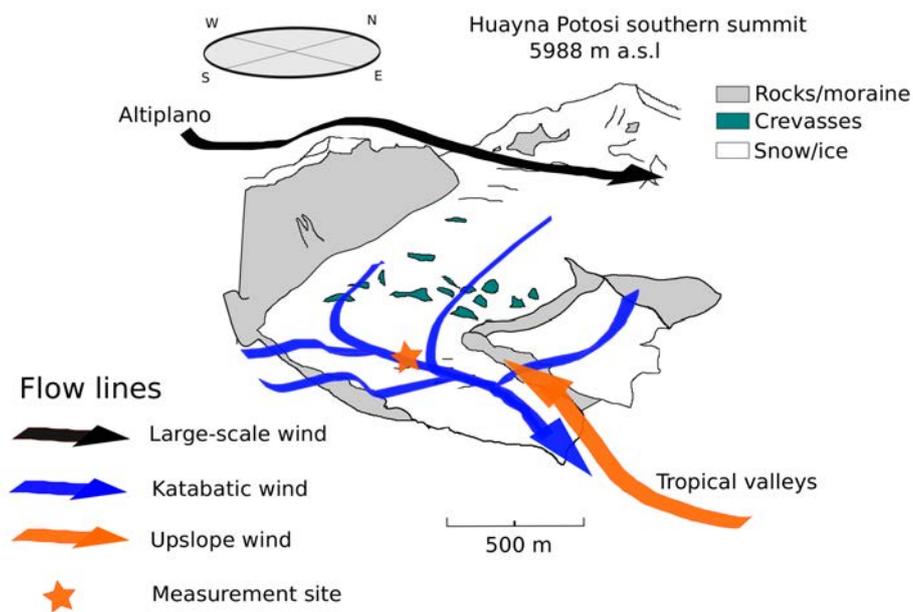


FIGURE 4.4 – Conceptual diagram of the main wind regimes above Zongo Glacier during the dry season.

In these situations, it is hypothesized that a turbulent wake developed downwind of the ridges, above the glacier. In a wake, turbulent mixing is intense : a well-mixed, adiabatic layer can form above the ablation zone, between the surface and the elevation of the ridge. Large-scale, coherent structures (Raupach *et al.*, 1996) are generated and can be transported towards the glacier surface, inducing strong intermittent wind gusts. In these situations the katabatic wind maximum can be found at higher levels (above the measurement mast) than under weak synoptic flows or can be hidden in the background flow. In the surface layer, intense mixing induced by high wind speeds counteracts thermal stratification and leads to a near-neutral stratification.

4.4 Methods

We used several methods to identify, for downslope wind regimes, the influence of the katabatic flow or of the large-scale coherent structures on the surface layer. Near the katabatic wind-speed maximum, the momentum flux is expected to be small. In a surface layer disturbed by large eddies, the analysis of Högström *et al.* (2002) predicts an increase in the integral turbulence scale (σ_α/u_* , where σ_α is the standard deviation of the α component of wind speed, and u_* is the friction velocity) that is larger for the horizontal than for the vertical wind-speed component. The correlation coefficient R_{uw} between the vertical and horizontal wind-speed components is also expected to have lower absolute values. The turbulence intensity, i.e. the ratio of the standard deviation of the longitudinal wind component to its mean, σ_u/\bar{u} , can be large compared to the 0.5 threshold required for the Taylor hypothesis to apply (Stull, 1988).

Large-scale structures or katabatic natural oscillations can be identified by analyzing wind-speed spectra ; they add low-frequency contributions to the expected undisturbed spectra. Wavelet analysis is used to study these disturbances, and permits detection and characterization of the typical patterns they generate on turbulent signals and how they affect the flux (e.g. Thomas & Foken, 2004; Barthlott *et al.*, 2007).

4.4.1 Turbulence variables and statistics

We used local scaling (Nieuwstadt, 1984) since the surface layer must be shallow due to thermal stratification and the presence of the katabatic flow. We calculated the local friction velocity u_{*l} , using the EC measurements at 2 m,

$$u_{*l} = \left(\overline{u'w'^2} + \overline{v'w'^2} \right)^{0.25}, \quad (4.1)$$

where u , v and w are respectively the longitudinal, transverse, and vertical wind-speed components after rotation. For any variable, the overbar indicates temporal means over one run and the prime denotes instantaneous fluctuations from this mean value. In an ideal configuration we would use the actual friction velocity u_* , but with our 2-m measurements it is difficult to determine its value. Using u_{*l} , we computed for each run the turbulence integral σ_α/u_{*l} of each wind component α and the turbulence intensity σ_u/\bar{u} (Sect. 4.3). The stability parameter z/Λ_{*l} was then calculated, with z the height of the EC system, and Λ_{*l} the local Obukhov length,

$$\Lambda_{*l} = - \frac{\overline{\theta}_v u_{*l}^3}{kgw'\theta'_v}, \quad (4.2)$$

where g is the acceleration due to gravity, k is the von Kármán constant (set to 0.4), and θ_v is the virtual potential temperature. Mean TKE, \bar{e} , was calculated as follows,

$$\bar{e} = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}). \quad (4.3)$$

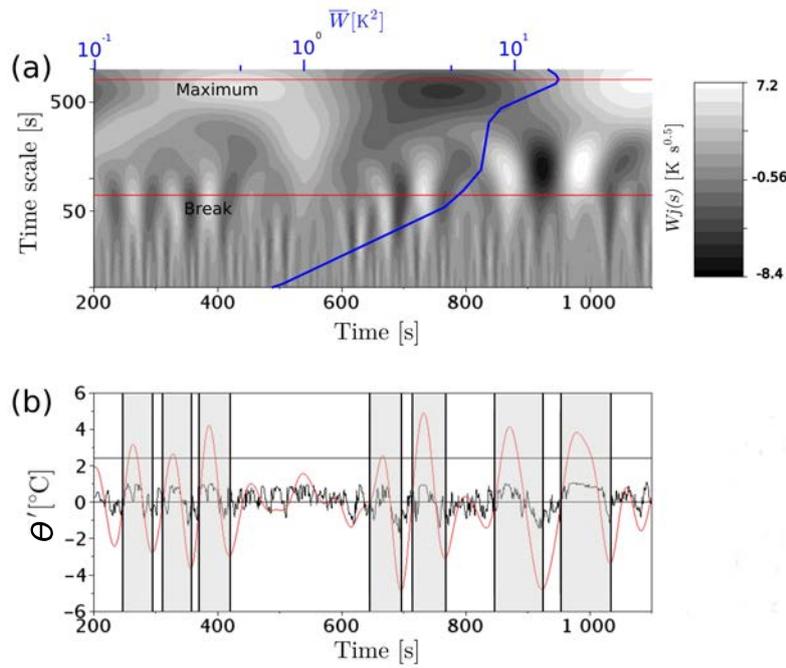


FIGURE 4.5 – a : Example of a wavelet scalogram of a temperature signal. The blue axis refers to the blue curve, which shows the global wavelet spectrum $\overline{W}(s)$ calculated over all the run, while red lines identify wavelet coefficients $W_j(s)$ at the maximum or the slope break of $\overline{W}(s)$. In this case coefficients at the slope break were used for the analysis in b. b : Temperature signal (black) detrended, resampled and filtered and an example of a pattern detection. The red line shows the coefficients $W_j(s)$ used for the analysis (for the ‘break’ scale identified in a), the upper horizontal black line is the 40% threshold fixed on the $W_j(s)$ for the detection algorithm, and shaded areas indicate the structures selected.

The bulk Richardson number Ri_b was calculated from the profile measurements using data from the first (0.38 m) and fourth anemometer levels (2.08 m) and the nearest thermocouple levels (0.40 and 2.00 m), as an alternative measure of stability,

$$Ri_b = \frac{g}{\theta_{vp}} \frac{\Delta \overline{\theta_{vp}} \Delta z_p}{(\Delta \overline{U}_p)^2}, \quad (4.4)$$

where θ_{vp} , U_p and z_p are virtual temperature, wind speed and height of the measurements, respectively. The p subscript identifies measurements obtained from the profile mast.

4.4.2 Spectral analysis

We calculated the Fourier spectra of the wind-speed components and the cospectra of u and w (momentum flux) and w and θ (sensible heat flux), and presumed that within an undisturbed surface layer, turbulent spectra are comparable to those parametrized during the Kansas experiment (Kaimal *et al.*, 1972). Deviations from these curves are expected at low frequency if large-scale eddies interact with the surface flow. The Höglström *et al.* (2002) parametrization, accounting for interactions of outer-layer structures with the surface layer, was also used for comparison. Fast Fourier transform was applied for each run, and power spectra and cospectra were calculated using bin averages at equally spaced logarithmic intervals of natural frequency. Each individual spectrum and cospectrum was normalized by an appropriate term, and the natural frequency f was normalized as $n = fzu^{-1}$. The spectra $S(n)$ and cospectra $Co(n)$ were then averaged over subsets of runs (Sect. 4.4.5).

4.4.3 Wavelet analysis

One important characteristic of large-scale coherent structures is that they generate ramp-like patterns on the temperature signal (Thomas & Foken, 2004). We applied wavelet analysis to systematically identify patterns in

the temperature signals and isolate such patterns. Note that, in our stable cases, the expected ramp patterns are reversed compared to the most frequently studied unstable cases in the literature. Having detected structures, we estimated the turbulent heat flux induced by them, using the method of [Barthlott *et al.* \(2007\)](#) described briefly below. The temperature signal over the 1-h runs was filtered using a 2-Hz running mean, re-sampled at 1 Hz, after which we removed the overall trend and mean. We calculated the continuous wavelet transform W_j ($\text{K s}^{0.5}$) of the resulting signal $\theta'(t)$ (t is time),

$$W_j(s) = \frac{1}{\sqrt{s}} \int_P \theta'(t) \psi\left(\frac{t-j}{s}\right) dt, \quad (4.5)$$

where s is a scale factor, j is a translation factor along the signal, and P is the duration of the run (1 h). We used the Mexican hat form for the ψ analysis function. At each scale s , integrating the square of the coefficients over all timesteps, j , gave the corresponding wavelet power spectrum \overline{W} (K^2),

$$\overline{W}(s) = \frac{1}{P} \int_P |W_j(s)|^2 dj. \quad (4.6)$$

The scale s of the maximum of the wavelet power spectrum can be associated with the typical time scale of the most energetic variations in the signal ([Collineau & Brunet, 1993](#)). Wavelet coefficients at the scale of the spectral maximum contain information on ramp patterns. Following [Collineau & Brunet \(1993\)](#), [Barthlott *et al.* \(2007\)](#) studied coefficients of the decomposition $W_j(s)$ at the scale s at which the wavelet power spectrum $\overline{W}(s)$ showed its first maximum. Ramp patterns were then isolated by identifying zero-crossings and minima of these coefficients. Zero-crossings and minima were associated with the beginning of a ramp pattern and with its end, respectively. In our case, wavelet power spectra generally showed two main features : maxima, and abrupt changes in slope, which we call “breaks” (Fig. 4.5), which sometimes appeared as a secondary maximum. We used coefficients of the decomposition $W_j(s)$ at the smallest scale for which we identified a slope break or a maximum in the wavelet power spectra $\overline{W}(s)$. This scale generally corresponded to the scale of the main temperature patterns, as revealed by visual inspection of the raw data. We then detected patterns using the zero-crossings of the coefficients, as in [Barthlott *et al.* \(2007\)](#). A pattern was selected when the coefficients reached at least 40% of the maximum of the coefficients during the run at the scale considered.

4.4.4 Turbulent sensible heat flux

Turbulent fluxes of sensible heat (H) were calculated using the EC technique as,

$$H = \rho c_p \overline{w'\theta'}, \quad (4.7)$$

where θ is potential temperature (K), ρ the density of air and c_p the specific heat of air. Heat transfer directed upwards and downwards towards was defined as positive and negative, respectively. We also calculated fluxes using the same method but with a variable averaging time based on a detection of a gap scale, using multiresolution analysis ([Vickers & Mahrt, 2003](#)). This method minimizes the flux contribution originating from large-scale disturbances. We estimated turbulent fluxes using the bulk aerodynamic method and data from the EC system (the b subscript refers to this method),

$$H_b = \rho c_p k^2 \frac{\overline{u}(\overline{\theta} - \overline{\theta}_s)}{\left[\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \Psi_m\left(\frac{z}{\Lambda_{*b}}\right) \right] \left[\ln\left(\frac{z}{z_t}\right) - \Psi_h\left(\frac{z}{\Lambda_{*b}}\right) \right]}, \quad (4.8)$$

where θ_s is the surface temperature estimated from the outgoing longwave radiative flux. The symbols Ψ_m , Ψ_h and Ψ_q are the Businger-Dyer stability functions (Businger *et al.*, 1971; Dyer, 1974). Roughness lengths z_0 and z_t were estimated by least-square iterative fitting of the profiles in neutral conditions (Sicart *et al.*, 2014a). We computed the conditioned kinematic flux F_{coh_i} associated with the patterns of duration t_{coh_i} detected with the wavelet method and the percentage contribution of the patterns to the total flux during the run (F_{coh}) as,

$$F_{coh_i} = \left| \overline{(w_{coh_i} - \bar{w}|_{run})(\theta_{coh_i} - \bar{\theta}|_{run})} \right|_{coh_i}, \quad (4.9)$$

$$F_{coh} = \frac{\sum_i (F_{coh_i} t_{coh_i})}{\overline{w'\theta'}|_{run} t_{run}}, \quad (4.10)$$

where the subscript *run* refers to all data inside the 1-h run and *coh_i* to the data for which the *i*th coherent structure was identified. This method permitted calculation of a sonic flux corrected for the influence of the coherent structures, which we call H_{coh} ,

$$H_{coh} = H(1 - F_{coh}). \quad (4.11)$$

4.4.5 Wind regime classification

We selected the runs for which wind blew downslope (direction between 260° and 360°) and classified them in two subsets according to the typical wind conditions described above : one subset of downslope wind runs with no wind-speed maximum detected below 5 m, which we called “downslope”, and one subset of downslope wind runs with a wind-speed maximum detected below 5 m, which we called “katabatic”. We set thresholds on wind speed as well as on chosen turbulent flow variables, all measured by the sonic anemometer, to filter for conditions under which turbulence was sufficiently developed, to obtain a large signal-to-noise ratio. For the “downslope” subset we required $\bar{u} > 2 \text{ m s}^{-1}$, $u_{*l} > 0.1 \text{ m s}^{-1}$, $\overline{u'w'} < 0 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ and $H < -5 \text{ W m}^{-2}$. This left 120 runs (12.4% of good-quality runs). For the “katabatic” subset we used the same criteria, but we removed the criteria on $\overline{u'w'}$ and u_{*l} which would have rejected too many runs ; as measurements were taken close to the height of the wind-speed maximum, $\overline{u'w'}$ was generally small. This left 104 runs (10.7% of good quality runs).

We also isolated two events of 5 to 7 subsequent runs, during which well-defined wind conditions of these subsets were found. The events were selected by visual inspection of the meteorological data (Fig. 4.2), based on the same criteria as for the associated subsets and also on their low within-run standard deviations of wind direction ($< 20^\circ$). For the “downslope” event, we selected the second part of the night of 22-23 August, between 0100 and 0500 local time (LT), during which the wind was strong. For the “katabatic” event, we selected the night of 21-22 August, between 2200 and 0400 LT, when the sky was clear and the wind speed was low (Fig. 4.2). Brackets are used to note the averages of a variable over all the runs in one subset or event.

4.5 Mean and turbulent properties of the surface flow

4.5.1 Vertical profiles of wind speed and temperature

Profiles of wind speed and temperature for the wind regimes subsets are shown in Fig. 4.6. Runs from the “katabatic” subset exhibited a marginally higher mean stability, $\langle Ri_b \rangle = 0.09$, than the “downslope” subset, $\langle Ri_b \rangle = 0.05$, due to slightly more pronounced temperature gradients associated with lower wind speeds.

Median temperatures of the “downslope” subset followed approximately a logarithmic profile, as expected for near-neutral flows, below a height of 4.5 m. Only the two highest levels diverged from the logarithmic profile. The median wind profile in the “downslope” subset was logarithmic below the 5th level. These divergences resulted either from the influence of a wind maximum above the mast or from other unknown processes. In

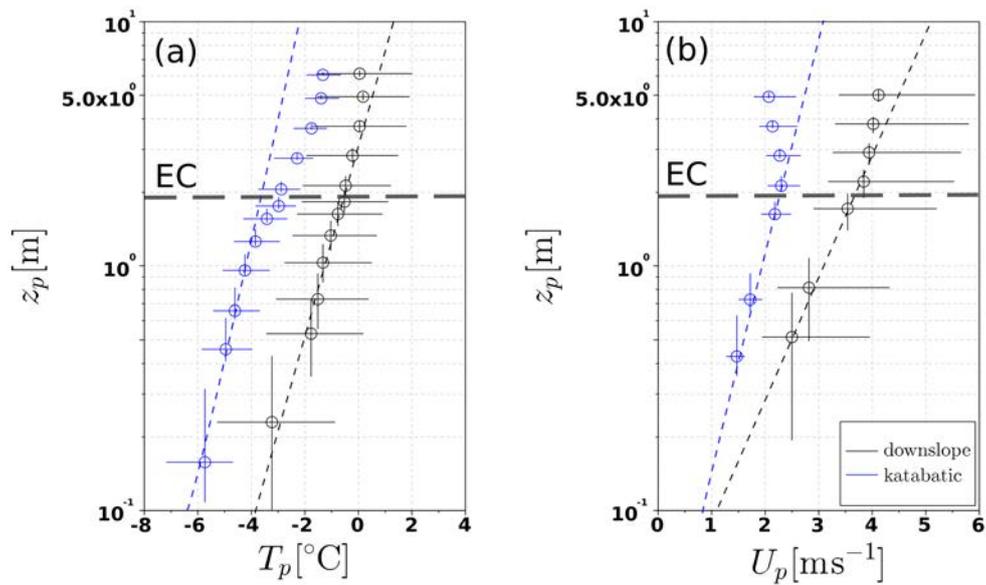


FIGURE 4.6 – Statistics of (a) temperature and (b) wind speed profiles calculated over each subset. Circles indicate median values and vertical and horizontal bars interquartile ranges (quartiles 25 and 75). Dashed lines are eye-fits to the median values below 2 m. The median height (1.92 m) of the EC system is indicated by the grey dashed horizontal line.

the “katabatic” subset, the median temperature profile showed a pronounced curvature above 1 m, which can be attributed to the presence of a wind-speed maximum at low height. A well defined wind-speed maximum appeared at around 2 m, roughly the height of the EC system. The wind profiles from the “katabatic” subset showed less dispersion ; whenever a wind maximum was observed, it was usually around the same height, and the shape of the temperature and wind-speed profiles remained similar among runs. The surface layer was probably thinner in the “katabatic” than in the “downslope” subset due to the low height of the wind-speed maximum (Sicart *et al.*, 2014a).

4.5.2 Turbulence statistics

Statistics of the wind-speed components, calculated within each subset, are presented in Table 4.2 and compared to their values in an undisturbed surface layer over flat terrain (Panofsky & Dutton, 1984; Nieuwstadt, 1984; Sorbjan, 1986; Kaimal & Finnigan, 1994). Turbulence intensities (σ_u/\bar{u}) were high in the “downslope” subset, sometimes > 0.5 , indicating that the flow was highly gusty. The value of σ_u/\bar{u} was lower and less dispersed in the “katabatic” subset, indicating a slightly steadier flow. Integral turbulence values were higher than in the ideal undisturbed cases, and the horizontal components were more affected than the vertical component. The stability was not large enough to explain this increase. Furthermore, the absolute value of R_{uw} was lower than that of flat-terrain.

Integral turbulence values were the highest in the “katabatic” subset, and R_{uw} was close to zero, because measurements were made close to the height of the wind-speed maximum, where the momentum flux is expected to be small. Consistently, u_{*l} was small for these runs, 0.1 m s^{-1} on average, versus 0.3 m s^{-1} for “downslope” subsets. For these cases u_{*l} was no longer a reliable scaling variable (e.g. Smeets *et al.*, 2000), and its value could not represent the actual surface stress. On the contrary, in the “downslope” subset the surface layer was deeper (Fig. 4.6), and u_{*l} was probably closer to the actual value of u_* at the surface than it was in the “katabatic” subset.

TABLE 4.2 – Mean statistics of the turbulence calculated over “downslope” and “katabatic” subsets in this study, compared to those obtained over flat terrain in other studies. For turbulence intensity (third column) the threshold expected for ideal conditions and the standard deviation in each subset are reported. N represents the number of runs in each subset, and $\langle Ri_b \rangle$ is an indicator of stability conditions in each subset. The mean correlation coefficient between u and w , $\langle R_{uw} \rangle$, is shown and compared to near-neutral values over flat terrain.

Subset	$\langle Ri_b \rangle$	$\langle \sigma_u / \bar{u} \rangle$	$\langle \sigma_u / u_{*l} \rangle$	$\langle \sigma_v / u_{*l} \rangle$	$\langle \sigma_w / u_{*l} \rangle$	$\langle R_{uw} \rangle$	N
Flat terrain	near-neutral ¹		2.39	1.92	1.25	−0.25 to −0.35 ⁴	-
	stable ²	0.50	2.60	-	1.50	-	-
	stable ³		3.10	-	1.60	-	-
Downslope	0.05	0.40 ± 0.19	5.29	5.28	1.32	−0.12	120
Katabatic	0.09	0.32 ± 0.12	8.31	8.79	1.79	−0.03	104

¹Panofsky & Dutton (1984), ²Nieuwstadt (1984), ³Sorbjan (1986), ⁴Kaimal & Finnigan (1994)

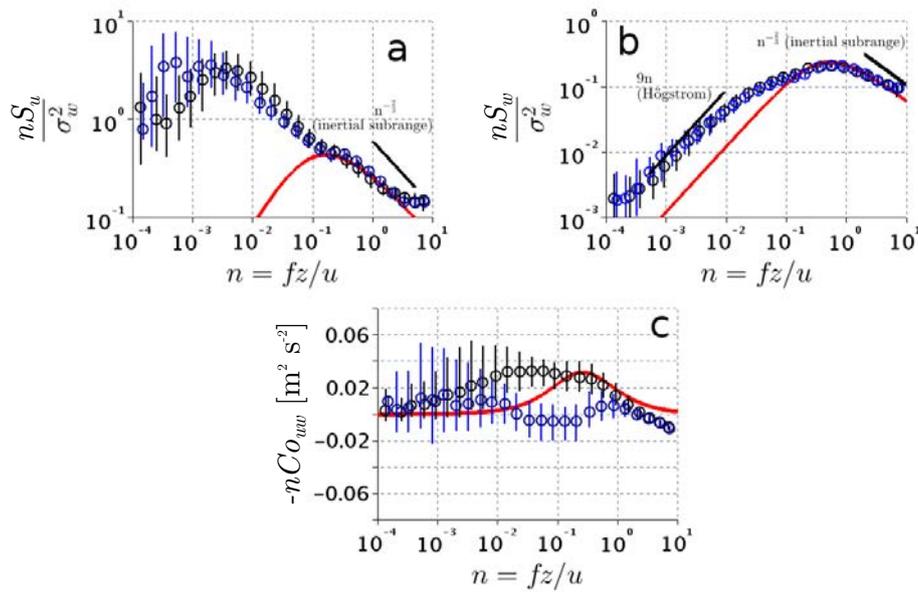


FIGURE 4.7 – Statistics of (a) horizontal, (b) vertical wind-speed and (c) momentum spectra and cospectra in the different wind regime subsets (“katabatic” and “downslope” subset are shown in blue and black, respectively). Circles indicate the bin median calculated over one logarithmic interval of normalized frequency. Vertical bars indicate the interquartile range over this bin. The Kaimal curve is shown in red (Kaimal *et al.*, 1972). Solid black lines at low frequency (for the w spectra) and at high frequency (for u and w spectra) show the Högstrom parametrization (Högström *et al.*, 2002) and the inertial subrange slope, respectively.

4.5.3 Spectral characteristics of wind components

The spectra of u and w were normalized with σ_w^2 , since u_{*l} was no longer a reliable scaling parameter near the wind-speed maximum (Sect. 4.5.2). This gave a better collapse of individual wind-speed spectra at high frequency in both subsets.

The large integral turbulence values for the u component (Sect. 4.5.2) were mainly a result of low frequency contributions (Fig. 4.7a). The median spectra peaked around $n = 0.005$, which corresponds to time scales of around 3 minutes, or length scales of around 400 m, considering a wind speed of 2 m s^{-1} . From the peaks, the u spectra displayed approximately a $n^{-2/3}$ slope towards higher frequencies. This slope continued until it reached a small ledge at around $n = 0.1$, corresponding to the frequency at which the Kaimal spectrum peaks. Then, the median spectrum again followed a $n^{-2/3}$ slope. The u spectra were similar in the two subsets of events, but the low frequency maximum for the “katabatic” subset occurred at slightly lower frequency, and its change from this maximum towards higher frequencies was slightly less steep.

Vertical velocity median spectra (Fig. 4.7b) were composed of a single peak which coincided with that of the Kansas curve. Nevertheless, some additional variance was observed at frequencies lower than the peak, where the observed spectra were closer to the Högstrom parametrization. The increase in variance in the w spectra, relative to the expected curve, was not as great as the increase in the variance of u , which is consistent with the preferential increase in horizontal integral turbulence versus the vertical one. There was less scattering in the w spectra than in the u spectra. At frequencies higher than the peak, the spectra approximately followed an inertial sub-range $n^{-2/3}$ slope, but it was interrupted at the high-frequency end; at the measurement height of 2 m, sub-range frequencies were too high for the temporal resolution of the sensor.

Individual uw momentum cospectra for both subsets did not collapse well. Low-frequency contributions affected the momentum flux erratically at frequencies below $n = 0.05$ (Fig. 4.7). This influence was random from run to run. In the “katabatic” subset, the median cospectrum remained close to zero at high frequency due to momentum flux divergence close to the height of the wind-speed maximum (see Sect. 4.5.2). The dispersion at low frequency, was maybe due, partly, to natural oscillations of the katabatic jet height.

4.5.4 Typical katabatic and downslope events

We analyzed typical events to characterize the origin of the low frequency disturbances which influenced the surface flow. During the “downslope” event, the sky was clear (Fig. 4.2), longwave radiative losses at the surface were high and the difference in temperature between the surface and the air at 2 m increased progressively (Fig. 4.8). The wind blew constantly downslope and wind speed reached mean values of 6 m s^{-1} around 0100 LT (Fig. 4.8). The competition between buoyancy effects (a difference of $5 \text{ }^\circ\text{C}$ between the surface and the air at a height of 2 m) and mechanical mixing by the wind resulted in a moderately stable situation ($Ri_b \simeq 0.08$). The relatively low values of integral turbulence compared to the “katabatic” case were caused by large values of u_{*l} . Values of TKE increased significantly during the event (Fig. 4.8).

During the “katabatic” event, a wind-speed maximum was observed at a constant height of 2 m between 2300 and 0400 LT (not shown). Mean wind speed was relatively constant around 2.5 m s^{-1} (Fig. 4.9). The temperature inversion was pronounced (a difference of 3.5 to $5 \text{ }^\circ\text{C}$ between the surface and the air at a height of 2 m), and due to lower wind speed, stability was slightly greater than in the “downslope” event ($Ri_b \simeq 0.11$). Integral turbulence values increased markedly due to the low values of u_{*l} near the wind-speed maximum and were highly variable. The values of TKE indicate that turbulent mixing was much lower than in the “downslope” event (Fig. 4.9).

During the “downslope” event, the longitudinal wind speed exhibited marked low frequency variations (time scales between 10 and 60 s, Fig. 4.10). The temperature signal closely mirrored these fluctuations. A typical

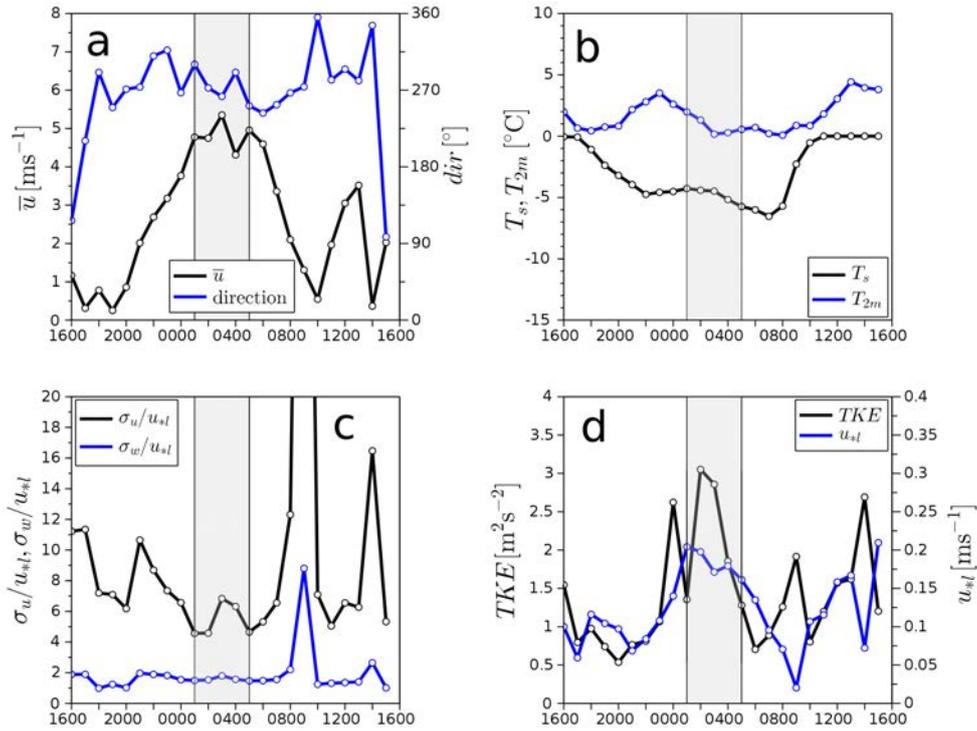


FIGURE 4.8 – Change in mean variables of the turbulent flow during the night of the selected “downslope” event (22 to 23 August). (a) Mean wind speed \bar{u} and direction, (b) surface temperature and 2-m height temperature, (c) integral turbulence for the u and w wind-speed components and (d) TKE and local friction velocity u_{*l} . The shaded area indicates the five runs used as the “downslope” event.

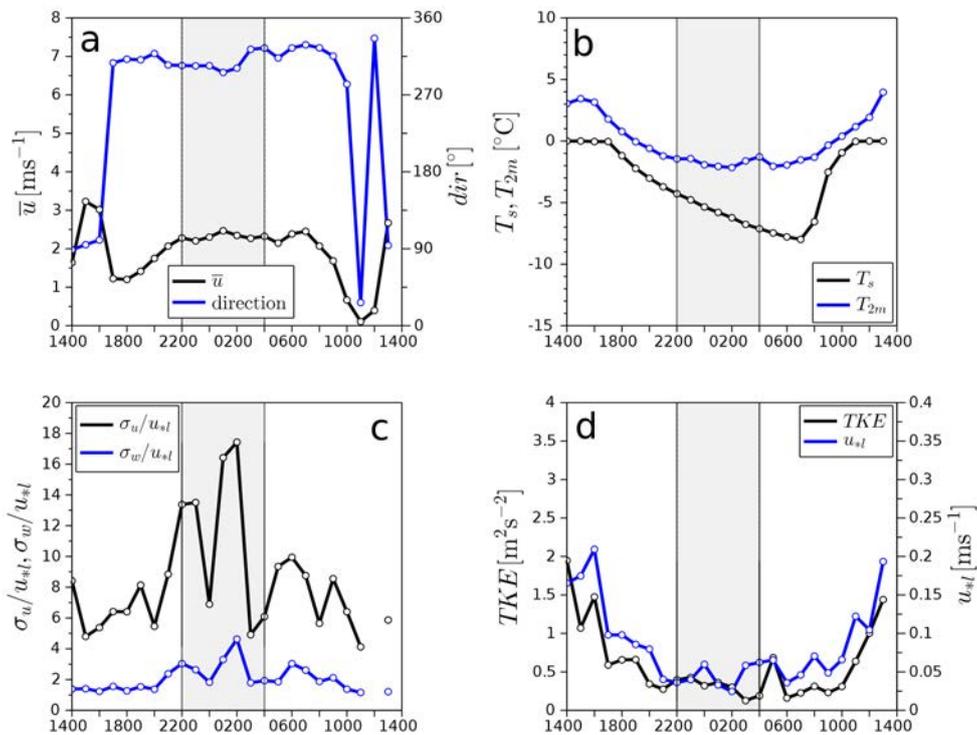


FIGURE 4.9 – Change in mean variables of turbulent flow during the night of the selected “katabatic” event (21 to 22 August). (a) Mean wind speed \bar{u} and direction, (b) surface temperature and 2-m height temperature, (c) integral turbulence for the u and w wind-speed components and (d) TKE and local friction velocity u_{*l} . The shaded area indicates the seven runs used as the “katabatic” event.

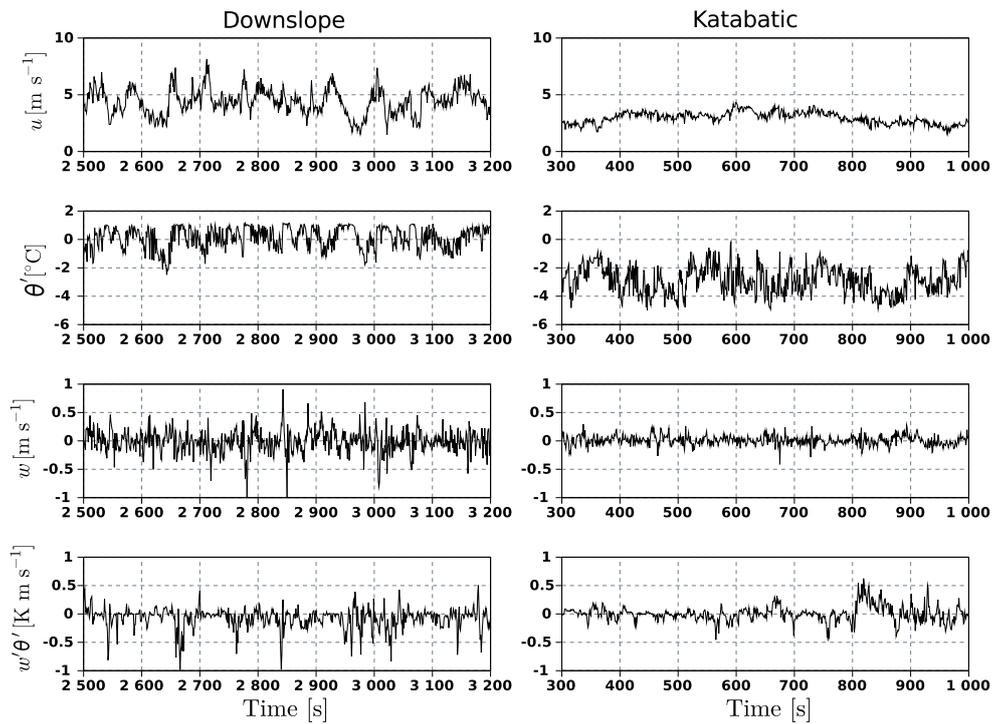


FIGURE 4.10 – 400-s samples of raw turbulent data for the selected “downslope” event (run starting at 0300 LT on 23 August) and for the “katabatic” event (run starting at 0200 LT on 22 August). For easier viewing, the vertical wind speed and the instantaneous heat flux were averaged over 1-s timesteps.

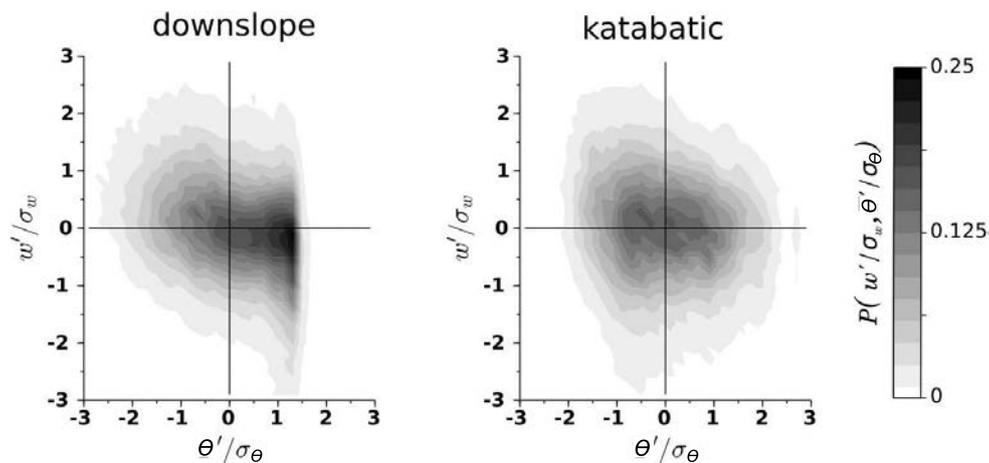


FIGURE 4.11 – Joint probability distribution of fluctuations in the temperature and vertical velocity (normalized by variance), for one hour of data collected at the core of the “downslope” (0300-0400 LT) and “katabatic” (0200-0300 LT) events.

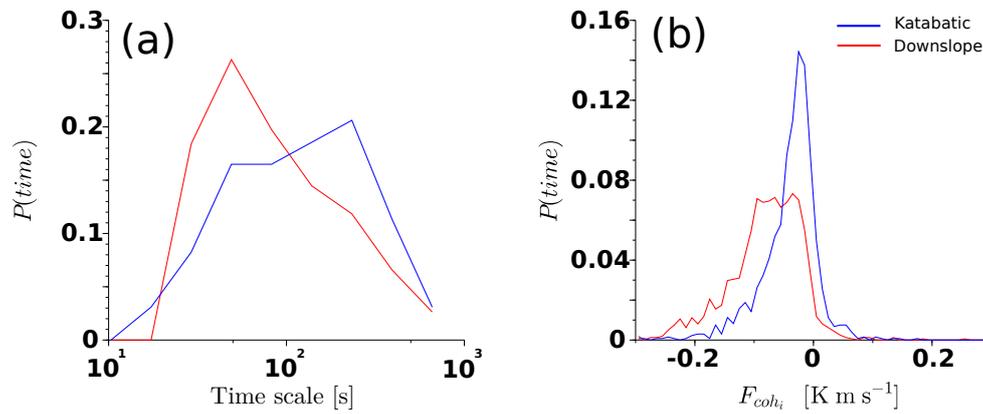


FIGURE 4.12 – (a) : Frequency distribution of the representative scales of the wavelet power spectrum ($\overline{W}(s)$) selected for the “downslope” and “katabatic” regimes. (b) : Frequency distribution of sensible heat flux (F_{coh_i}) associated with the individual structures detected for the two subsets.

example started at 2900 s. As horizontal wind speed increased, temperature quickly reached a maximum of 1K above the mean. When wind speed decreased, temperature momentarily remained steady and then gradually decreased until a new increase in wind speed brought the temperature back up to the previous maximum. When a maximum was reached, temperature variability was lower than during the temperature decreases. Increases in temperature were linked mainly to downward motions ($w' < 0$), and decreases in temperature to upward motions ($w' > 0$), which provoked a systematic downward sensible heat flux (Fig. 4.10).

The picture was different for the “katabatic” event. The wind speed oscillated with less amplitude and at lower frequencies (time scales > 100 s) than during the “downslope” event, as expected from the lower frequency of the peak in the longitudinal wind spectra (Fig. 4.7). Temperature variations were larger than during the “downslope” event, and no constant temperature maxima were observed. Furthermore, values of θ' of a given sign were associated with upward as well as with downward motions, resulting in positive and negative sensible heat fluxes.

The joint probability (Mahrt & Paumier, 1984) of vertical wind speed and temperature fluctuations (Fig. 4.11) underscores the distinct characteristics of the flux during the two events. The temperature distribution of the “downslope” event had a large negative skewness ($\overline{\theta'^3 \sigma_\theta^{-3}} = -0.41$), since the positive fluctuations in temperature were grouped around a threshold value (at $\theta'/\sigma_\theta = 1.4$). They were mostly associated with downward movements of the air. These correspond to sweeps ; warm air entrained downward. This was repeatedly observed in the joint probability distributions of the “downslope” subset ($\overline{\theta'^3 \sigma_\theta^{-3}} = -0.66$) and corresponded to the occurrence of the constant maxima. Conversely, for “katabatic” runs, the skewness of θ was low ($\overline{\theta'^3 \sigma_\theta^{-3}} = -0.04$ during the event, $\overline{\theta'^3 \sigma_\theta^{-3}} = -0.23$ for all of the subset). As shown in the raw data (Fig. 4.10), positive and negative θ' were nearly equally probable, regardless of the sign of w' . The probability of an individual $w'\theta'$ falling in any quadrant was roughly equally distributed, as expected from the erratic time series of sensible heat fluxes.

4.5.5 Detection of ramp patterns

During the “downslope” event, the patterns of the temperature signal closely resembled the ramp-like temperature patterns observed in surface layers influenced by coherent structures over plant canopies (e.g. Thomas & Foken, 2004; Barthlott *et al.*, 2007). This supports the hypothesis that large-scale coherent structures influenced the surface layer in the “downslope” event. The mean temperature skewness in the “downslope” subset suggests that these patterns were a frequent feature of all “downslope” runs. Application of the wavelet method tended to confirm that point. The distribution of scales of the maxima and slope breaks in the temperature wavelet spectra

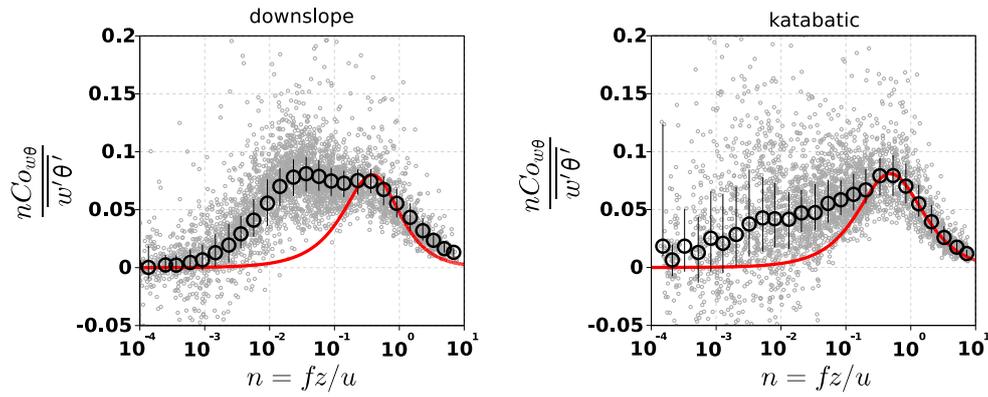


FIGURE 4.13 – Individual cospectra for $w'\theta'$ (grey dots), (left) “downslope” runs and (right) “katabatic” runs. Median (black circles) and interquartile ranges (vertical bars) calculated over equally spaced logarithmic intervals are presented. The red curve is the adjusted Kaimal curve (Kaimal *et al.*, 1972).

(Fig. 4.12) shows that fluctuations at short time scale, around 50 s, were dominant features of the temperature signal in most of the runs of the “downslope” subset. This time scale was similar to that of the ramps observed in the raw data of the “downslope” event (Fig. 4.10). In the “downslope” subset, sensible heat fluxes associated with the detected patterns were quite large ($\simeq 0.1 \text{ K m s}^{-1}$), and almost always negative (Fig. 4.12). It seems the algorithm was detecting similar ramps than during the “downslope” event, suggesting that coherent structures were frequent in the “downslope” subset.

During the “katabatic” event, no ramp-patterns were found, but oscillations at longer time scales were observed (Fig. 4.12). The algorithm frequently selected time scales around 200 s, similar to those of the temperature variations during the “katabatic” event. It selected far fewer scales around 50 s than in the “downslope” subset. The fluxes associated with these slower oscillations were generally less intense and more frequently positive. These results are consistent with the raw signals (Fig. 4.10), which evidenced systematic negative contributions to the fluxes in the “downslope” event, and more erratic fluxes in the “katabatic” subset. Coherent structures were probably not a common feature of the “katabatic” subset.

4.6 Turbulent sensible heat fluxes

4.6.1 Heat flux Cospectra

The cospectra of w with θ were quite different in the “katabatic” and “downslope” subsets (Fig. 4.13). In the “downslope” subset, some dispersion was observed between runs, but most of the individual cospectra showed a similar shape. A well-defined peak was encountered at the same frequency as for the Kaimal curve. Moving towards lower frequencies, where the Kaimal curve falls to zero, we observed a second peak at around $n = 0.05$, which is attributed to the coherent structures previously mentioned. The low frequency contributions to the cospectra were always of the same sign (negative).

In the “katabatic” subset, a maximum in the median cospectrum also occurred at the expected frequency for surface-layer turbulence but no secondary peak was observed. At frequencies below the maximum the cospectral estimates were very erratic, but their median was higher than the Kaimal curve. This agrees with the change in the time series of instantaneous sensible heat fluxes (Fig. 4.10) and the joint probability of w'/σ_w and θ'/σ_θ (Fig. 4.11) in the “katabatic” event.

A rough estimate of the low frequency contribution to sensible heat flux can be calculated by integrating the Kaimal curve and the median cospectral curves found in Fig. 4.13. The median contribution above the Kaimal curve at low frequencies accounts for 52% and 43% of the total flux in the “downslope” and “katabatic” subsets

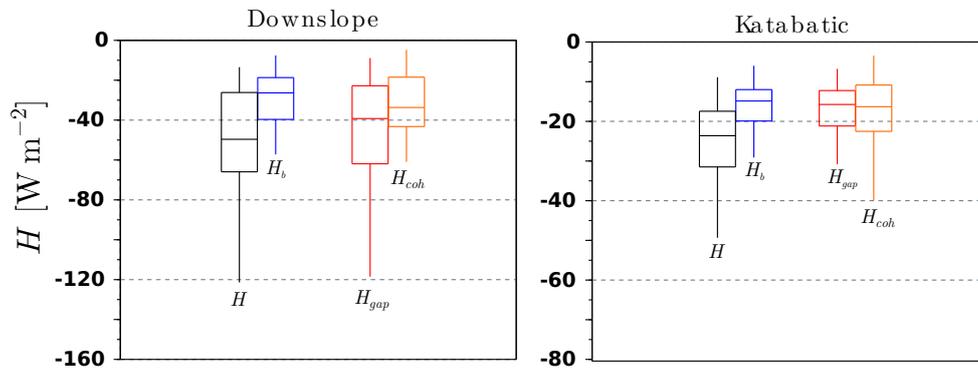


FIGURE 4.14 – Boxplots of sensible heat fluxes calculated over all the runs of “downslope” and “katabatic” subsets, using different methods. Upper and lower boundaries of the boxes indicate quartiles 75 and 25, respectively. The upper (resp. lower) whiskers indicate the values situated at the quartile 75 (resp. 25) more (resp. less) 1.5 times the interquartile range. Median values are indicated by the horizontal lines inside the boxes. Note the different scales of the vertical axes.

respectively.

4.6.2 Heat flux calculations

We compared the sensible heat fluxes estimated with the four methods described in Sect. 4.4 : the EC method with a constant 1-h averaging time (H), the bulk aerodynamic method (H_b), the EC method with a variable averaging time scale based on the gap scale derived from multiresolution analysis (H_{gap}), and the EC flux from which we removed the contribution from the wavelet-detected structures detected at the most energetic scales (H_{coh}). Fluxes were larger in the “downslope” subset than in the “katabatic” subset (Fig. 4.14). Considering the medians of H and H_{coh} , the bulk aerodynamic method underestimated the fluxes measured with the EC method by 37% and 44% in the “katabatic” and “downslope” subsets, respectively.

In the “downslope” subset, the distribution of H_{gap} values was more similar to the distribution of H values than to that of the other fluxes, while the distribution of H_{coh} more closely resembled that of the bulk fluxes (H_b). In the “katabatic” subset H_{gap} fluxes were close to those calculated with the bulk method (H_b). However, while the median of H_{coh} was also similar to the median of H_b , values of H_{coh} were more dispersed than those of H_{gap} .

4.7 Discussion

The two subsets of runs we studied concern downslope winds, affected by low frequency oscillations of horizontal wind speed which influence momentum transfer erratically (Fig. 4.7). Nevertheless, in the two wind regimes, the origin of these oscillations differs significantly. Consequently, they have a distinct influence on the turbulent sensible heat flux.

4.7.1 Downslope flow

4.7.1.1 Turbulence characteristics

During runs of the “downslope” subset, when no wind-speed maximum was observed, temperature signals held the signature of a neutral, well-mixed outer-layer background. The presence of this layer was probably favoured by the interaction of a strong large-scale westerly flow with the ridges above the glacier. This interpretation agrees with our description (Sect. 4.3) and is supported by various facts : as previously mentioned, the large-scale forcing during the dry season has its origin in the west (Garreaud *et al.*, 2003), and it aligns with the glacier flow lines. These “downslope” runs were associated with higher values of turbulent mixing than those of the “katabatic” subset ($\langle \bar{\epsilon} \rangle$ was $3.46 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ for the “downslope” event versus $0.82 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ for the “katabatic”

event ; Figs. 4.8 and 4.9). Large wind bursts accompanied by downdrafts constantly transported warm dry air from aloft. During these bursts, the temperature reached a clearly defined upper threshold. When this threshold was reached, temperature variations were weak (Figs. 4.10 and 4.11, also reflected by temperature skewness), suggesting that the air originated from a well-mixed adiabatic layer where potential temperature was constant. Finally, the horizontal velocity spectra at low frequency depicted the shape expected from outer mixed-layer spectra, i.e. a $n^{-2/3}$ slope from the low frequency peak (Højstrup, 1982). The high wind speed and mixing favoured the development of a deeper surface layer (Fig. 4.6).

The preferential increase in horizontal integral turbulence ($\sigma_{u,v}/u_{*l}$) values compared to σ_w/u_{*l} , the reduction in R_{uw} compared to flat terrain measurements, the temperature patterns that resemble ramp patterns and the changes in vertical velocity spectra at low frequency, which follow the prediction of Högström *et al.* (2002) for a surface layer influenced by large-scale eddies, suggest that large-scale outer-layer coherent structures interacted with the surface-layer flow (Sect. 4.3).

4.7.1.2 Fluxes

The high wind speeds for the “downslope” subset can partly explain larger turbulent fluxes compared to those for the “katabatic” subset. The presence of a well-developed surface-layer suggests that the flux divergence between the surface and sensors was moderated. Intense wind bursts originating from the large coherent eddies affected the flux. The time scales of these coherent structures did not seem to be separated from the surface-layer turbulence by a well-defined spectral gap : the distribution of gap-scale sonic fluxes H_{gap} was similar to that of the 1-h constant averaging-time flux H because the gap scale was larger than the scale of the structures in these cases. Thus, H_{gap} included the contribution of the coherent structures. The secondary peak observed in the sensible heat-flux cospectra (Fig. 4.13) can probably be attributed to these coherent structures ; the frequencies at which it was observed are consistent with the time scales of the temperature patterns determined by wavelet analysis. The flux contributions described by this cospectral peak were systematically of the same sign as the mean flux (negative), similar to the flux calculated over the periods in which representative patterns were detected (F_{cohi}). The bulk aerodynamic method underestimates the flux because it fails to include the contributions resulting from the interaction between mean local gradients and outer-layer structures ; the distribution of sonic fluxes H_{coh} , which were corrected for the influence of the structures detected, was similar to the distribution of the bulk fluxes. While the multiresolution decomposition could not isolate coherent structures contributions, it is likely that by using wavelet tools, deeper study of characteristics of these structures and their associated flux transport could improve the characterization of this underestimation.

4.7.2 Pure katabatic forcing

4.7.2.1 Turbulence characteristics

When a wind-speed maximum was detected below 5 m, wind was calm and \bar{v} was lower than in “downslope” runs. These situations were probably associated with weak large-scale forcing, and a well-mixed outer layer was probably not present. This could explain the slope of the horizontal velocity spectra, from the low frequency peak toward the surface-layer peak, which was slightly weaker than the $n^{-2/3}$ slope expected for spectra measured in a surface layer influenced by an outer mixed layer (Højstrup, 1982). The thermal stratification triggered by radiative losses at the surface was not dampened by dynamic mixing, favouring slightly larger stabilities and the development of a purely gravity-driven downslope (“katabatic”) flow. The large, low frequency horizontal wind-speed variance cannot be explained by the same processes as in the “downslope” subset. Primarily, the position of the low frequency peak of the horizontal wind spectra was found at a lower frequency than in the

“downslope” subset, and we could not identify coherent structures, since no ramp patterns were found in the temperature signal. The increase in $\sigma_{u,v,w}/u_{*l}$ and the decrease in R_{uw} were likely driven by the low values of u_{*l} near the wind maximum.

The katabatic flow was probably influenced by its natural oscillations or lateral drainage flows that developed along moraines (Fig. 4.4). Low wind speed and stable stratification can trigger the appearance of mesoscale meandering motions (Mahrt, 2007b), which can have a wide range of origins. A heterogeneous surface temperature field, resulting from differential radiative cooling of ice or rock and debris of the moraines surrounding the glacier (Fig. 4.4), which was not dampened by turbulent mixing, may have favoured the development of such motions. The profiles remained logarithmic only at low heights above the ground, due to the presence of the wind-speed maximum. The surface layer was probably poorly developed above the ground, or non-existent, because of the low height of the wind maximum (Oerlemans & Grisogono, 2002).

4.7.2.2 Fluxes

Turbulent fluxes in the “katabatic” subset were lower than those in the “downslope” subset, primarily due to lower wind speeds. Secondly, due to the shallow depth of the surface layer above the ground, heat fluxes estimated at 2-m height (using any method) probably underestimated the actual surface flux. Oscillations of the temperature signal did not resemble that of a surface-layer flow influenced by coherent structures. This is reflected in the distribution of the fluxes calculated with different methods : fluxes corrected from the influence of the most energetic structures (H_{coh}) were more dispersed than bulk fluxes (H_b), compared to results of the same analysis in the “downslope” subset. Instead, the distribution of the fluxes calculated with a variable averaging time scale based on multiresolution analysis (H_{gap}) was most similar to that of the bulk fluxes ; the gap-scale was usually small (a few tens of s) and the method seemed to correctly isolate the influence of the low frequency disturbances. Results of the wavelet method differed from those of the gap scale method, because the former only separates the contribution of a limited range of scales, while the latter removes contributions from all scales beyond a threshold. This suggests low frequency disturbances in the “katabatic” subset, originating in processes such as katabatic natural oscillations, acted on a larger spectrum of scales than the oscillations arising from coherent structures in the “downslope” subset.

4.8 Conclusion

An extensive in situ atmospheric field campaign was conducted at a high elevation site in the atmospheric surface layer above the ablation area of a tropical glacier during the 2007 austral dry season. Three main wind regimes were identified : strong downslope flow without a low-level wind-speed maximum below 5 m that occurred 24% of the time, weak downslope flow with a maximum (“katabatic”) below 5 m that occurred 37% of the time and upslope winds that occurred 39% of the time. We described turbulent flow characteristics under downslope flows. The katabatic wind maximum was a frequent feature at this tropical site, most probably favoured by weak large-scale forcing, large radiative losses at the surface during clear-sky nights, and an ice or snow surface temperature bounded to 0°C during the day. No wind maximum was observed when the downslope flow was strong ; it was possibly located above 5 m or hidden in the background flow because of the influence of large-scale westerly forcing. Under this regime, the surface layer seemed to have a larger vertical extent than when a wind-speed maximum was detected, often 2 to 3 m above the ground.

Statistical and spectral analyses showed that in both downslope regimes, low frequency disturbances systematically led to large variations in horizontal wind speed and induced vertical mixing in the surface layer. They did not appear to originate from the same processes in each wind regime and their impacts on turbulent heat fluxes

varied substantially. During stronger wind conditions, in the “downslope” regime, these disturbances were most likely due to the influence of large-scale outer-layer coherent turbulent structures that were transported downward towards the surface layer. Their influence on the surface flow resembled that reported in other studies (e.g. [Thomas & Foken, 2004](#); [Barthlott *et al.*, 2007](#)). These structures affected downward sensible heat fluxes, their contribution was approximately between 44 and 52% of the total sensible heat flux during the “downslope” runs. The flux induced by coherent structures was not captured by the bulk aerodynamic method.

Time scales of variations in temperature signal were larger in the “katabatic” regime characterized by weak winds and sensible heat fluxes were erratic. These effects probably resulted from influence of oscillations in the katabatic wind, lateral drainage flows from moraines or to stable stratification in an uneven surface temperature field around the glacier, inducing meandering motions. The contribution of these motions to the sensible heat flux was approximately 37 to 43% and, as in the “downslope” case, was not captured by the bulk aerodynamic method.

Characterizing the origin of low frequency disturbances requires further more detailed investigation. Work is currently in progress to compare surface-layer measurements with reanalysis data or atmospheric flow model simulations, such as large-eddy simulations using fine spatial resolutions. Characterizing the advective term under the katabatic regime using additional sensors aligned with the flow lines (e.g. [Van den Broeke, 1997](#)), or perpendicular to the flow lines, should help to quantify their influence on the measurement of surface fluxes.

When estimating the turbulent fluxes on Zongo glacier, the commonly used bulk aerodynamic method should be applied with caution under either of the wind regimes described here. Nonetheless, the systematic nature of the influence of coherent structures on fluxes suggests that their effects could be accounted for, perhaps by studying their behaviour as influenced by the large-scale forcing. Furthermore, flux divergence may not be a major concern due to the presence of a developed surface layer. However, flux divergence may be non-negligible in the “katabatic” regime, and the nature of the disturbances in this case renders understanding of their effects on turbulent flux more difficult. Nevertheless, the issue is less of a concern for energy balance studies : due to low wind speeds, the turbulent fluxes remain small in the “katabatic” cases.

4.9 Acknowledgements

The glaciological program is supported by the Institut de Recherche pour le Développement (IRD). The authors are grateful for the assistance provided by IHH (Instituto de Hidraulica e Hidrologia), UMSA (Universidad Mayor de San Andrés) in La Paz, Bolivia. This work was funded by the French SO/SOERE GLACIO-CLIM (<http://www-lgge.ujf-grenoble.fr/ServiceObs/index.htm>), the ANR program TAG 05-JCJC-0135 and the LMI program GREATICE. It has been supported by a grant from Labex OSUG@2020 (Investissements d’avenir ANR10 LABX56). We gratefully thank Sebastien Blein for stimulating discussions and Yves Lejeune, Jean Philippe Chazarin and Benjamin Lehmann for the technical and field work.

Chapitre 5

Incertitudes sur les flux turbulents

Dans le chapitre précédent, nous avons vu que l'influence de perturbations de basses fréquences sur l'écoulement atmosphérique de surface provoquait une sous-estimation des flux turbulents lorsque ceux-ci étaient évalués par la méthode des profils aérodynamiques. La méthode des covariances turbulentes donne des estimations jusqu'à deux fois plus grandes des flux turbulents. Nous supposons que cela est dû au fait que les hypothèses de similitude nécessaires à l'application de la méthode des profils ne sont pas remplies. En effet, il faut que la turbulence dans la couche de surface ne soit issue que de processus de cisaillement ayant court dans cette dernière. Or, l'analyse des caractéristiques de la turbulence tend à montrer qu'une partie de celle-ci est transportée depuis les couches externes, ou est en partie générée par des processus d'interaction de structures de couches externes avec l'écoulement dans la couche de surface. Cette sous-estimation est donc probablement due au fait que la méthode aérodynamique ne peut caractériser complètement l'écoulement turbulent par la simple mesure de la stabilité à partir des profils moyens de température et de vitesse du vent en couche de surface.

Cependant, la différence observée entre les flux obtenus *via* la méthode de CT et les flux obtenus par la méthode des profils pourrait être due à différents types d'erreurs de mesures de type aléatoire ou de type systématique. Certaines erreurs peuvent potentiellement induire des biais dans le calcul du bilan d'énergie. C'est pourquoi il est nécessaire, pour pouvoir conclure à ce sujet, d'effectuer une analyse d'erreur approfondie, pour déterminer si le biais observé est bien dû aux processus mis en évidence dans le chapitre 4.

Nous proposons donc dans ce chapitre de quantifier ces erreurs. Cette étude des erreurs potentielles fait l'objet d'une publication soumise dans la revue *Atmospheric measurements and techniques*. Une étude préliminaire des erreurs associées à la détermination des hauteurs de rugosité à également été menée. Celle-ci est présentée dans l'article de [Sicart *et al.* \(2014a\)](#), pour lequel j'ai mis en œuvre les méthodes de détermination des hauteurs de rugosité et participé activement aux discussions menant à la caractérisation des erreurs. Cet article est présenté en annexe.

A study of turbulent fluxes and their measurement errors for different wind regimes over the tropical Zongo glacier during the dry season.

Maxime Litt, Jean-Emmanuel Sicart, Warren D. Helgason

Article soumis dans “*Atmospheric Measurements and Techniques*”

Resumé

Sur les glaciers des tropiques externes, pendant la saison sèche hivernale, les flux turbulents représentent une perte d'énergie pour la fonte, en raison de taux de sublimation importants en surface. Cependant les mesures en couche de surface stable, en terrain complexe et reculé sont difficiles. Les méthodes des covariances turbulentes (CT) et de bulk-aérodynamiques (BA) ont été utilisées pour estimer les flux turbulents de chaleur sensible (H) et chaleur latente (LE) dans la zone d'ablation du glacier tropical du Zongo en Bolivie (16° S, 5080 m), entre le 22 juillet et le premier septembre 2007. Nous avons étudié les flux turbulents et les erreurs aléatoires et systématiques associées, sous les trois régimes de vents dominants. Lors d'épisodes nocturnes d'écoulement gravitaires catabatiques, et les épisodes de forts vents descendant associés à des forçages synoptiques forts, H réchauffe généralement la surface (positif), alors que LE la refroidit (négatif). En moyenne, ces deux flux sont de même magnitude et se compensent l'un et l'autre. La plupart des pertes d'énergie par turbulence intervient lors d'épisodes diurnes de vents ascendants, lorsque H est faible dû à de faibles différences de température entre le sol et l'air, et LE est fortement négatif car l'air est très sec. Les erreurs aléatoires moyennes sur la méthode BA (6% du flux net $H + LE$) sont dues principalement à de fortes incertitudes sur les hauteurs de rugosité. Pour la méthode CT, les erreurs aléatoires moyennes sur les flux sont dues principalement à un mauvais échantillonnage statistique des structures de grandes échelles trouvant leur origine dans les couches externes (12%). La méthode BA est très sensible à la méthode utilisée pour dériver la température de surface à partir des mesures du rayonnement de grandes longueurs d'onde, et sous-estime les flux à cause d'une divergence verticale des flux à faible hauteur et de la nonstationnarité de l'écoulement turbulent. La méthode CT sous-estime probablement les flux, mais moins, à cause de la divergence verticale des flux mais aussi de sous-estimation de la vitesse verticale du vent. Pour les deux méthodes, lorsque H et LE s'annulent comme dans les cas de vent descendant, ces biais s'annulent ou reste faibles. Lorsque les flux turbulents nets ($H + LE$) sont les plus grands en cas de vent ascendants, les effets de nonstationnarité et les sous-estimations de la vitesse verticale ne s'annulent pas, les erreurs sur la température de surface sont importants et d'important bias sont attendus sur $H + LE$, que l'on utilise la méthode CT ou BA.

Abstract

Over glaciers in the outer tropics, during the dry winter season, turbulent fluxes are an important sink of melt energy due to high sublimation rates, but measurements in stable surface layers, in remote and complex terrains remain challenging. Eddy-covariance (EC) and bulk-aerodynamic (BA) methods were used to estimate surface turbulent heat fluxes of sensible (H) and latent heat (LE) in the ablation zone of the tropical Zongo glacier, Bolivia (16° S, 5080 m a.s.l.), from 22 July to 1 September 2007. We studied the turbulent fluxes and their associated random and systematic measurement errors under the three most frequent wind regimes. For nightly, density-driven katabatic flows, and for strong downslope flows related to large-scale forcing, H generally heats the surface (i.e., is positive), while LE cools it down (i.e., is negative). On average, both fluxes exhibit similar magnitudes and cancel each other out. Most energy losses through turbulence occur for daytime upslope flows, when H is weak due to small temperature gradients and LE is strongly negative due to very dry air. Mean random errors of the BA method (6% on net $H + LE$ fluxes) originated mainly from large uncertainties in roughness lengths. For EC fluxes, mean random errors were due mainly to poor statistical sampling of large-scale outer-layer eddies (12%). The BA method is highly sensitive to the method used to derive surface temperature from long-wave radiation measurements and underestimates fluxes due to vertical flux divergence at low heights and nonstationarity of turbulent flow. The EC method also probably underestimates the fluxes, but to a lesser extent, due to underestimation of vertical wind speed and to vertical flux divergence. For both methods, when H and LE compensate each other in downslope fluxes, biases tend to cancel each other out or remain small. When the net turbulent fluxes ($H + LE$) are the largest in upslope flows, nonstationarity effects and underestimations of the vertical wind speed do not compensate, and surface temperature errors are important, so that large biases on $H + LE$ are expected when using both the EC and the BA method.

5.1 Introduction

Surface turbulent heat fluxes play a significant role in the energy balance of mountain glaciers (Sicart *et al.*, 2008; Anderson *et al.*, 2007; Gillett & Cullen, 2011), a crucial calculation for assessing melt and mass balance using meteorological variables. Commonly, turbulent fluxes are estimated with the bulk-aerodynamic (BA) method, and only a few studies have relied on direct measurements with the eddy-covariance (EC) method (e.g., Cullen *et al.*, 2007; Van den Broeke *et al.*, 2009; Conway & Cullen, 2013; Litt *et al.*, 2014a). Over mountain glaciers, several characteristics of turbulent flows challenge the measurement of turbulent fluxes, such as flux divergence between the surface and the instruments under frequent katabatic winds (Oerlemans & Griso-gono, 2002), non-equilibrium surface-layers related to large-scale orographic disturbances (Smeets *et al.*, 1999), temperature overestimates due to strong shortwave radiation and large surface albedo (Huwald *et al.*, 2009), or intermittency in weak-wind and strong stable stratification (Mahrt, 2007a). These characteristics can cause significant errors in estimates of turbulent fluxes and thus in the energy balance.

On the Alpine Pasterze Glacier, Smeets *et al.* (1999) found evidence for the influence of outer-layer turbulent structures on the surface layer that impacted turbulent fluxes, and Denby & Greuell (2000) showed that under katabatic winds, the BA method underestimated surface fluxes, but less so than when applying the profile method between two measurements levels in the air. Conway & Cullen (2013) studied the influence of uncertainties in roughness lengths, surface temperature and the choice of stability corrections on the calculation of surface-energy balance on a glacier in the Southern Alps of New Zealand. Sicart *et al.* (2014a) studied impacts of uncertainties in roughness lengths and the ill-defined zero-reference level on turbulent fluxes on the tropical Zongo glacier in Bolivia. On the same glacier, Litt *et al.* (2014a) compared results of the BA method to those of the EC method and attributed large underestimates of turbulent sensible heat flux (H) by the BA method to the influence of

katabatic flow oscillations or to the influence of outer-layer, large-scale structures. However, a comprehensive study of errors is necessary to interpret such a potential underestimate correctly.

Based on similarity theory, the BA method assumes that the vertical turbulent fluxes of momentum and sensible and latent heat scale with mean vertical gradients of wind speed, temperature, and specific humidity inside the surface layer (Monin & Obukhov, 1954). Divergence from similarity assumptions (Mahrt, 2007a) or uncertainties in stability functions (Berkowicz & Prahm, 1982) can lead to large systematic errors. Random errors mainly result from random uncertainties in measurements or from poor estimates of roughness lengths (Smeets & Van den Broeke, 2008). With the EC method, turbulent fluxes are derived from measurements of air temperature, specific humidity and three-dimensional fluctuations in the wind speed. Systematic errors can arise from uncertainties in post-field data-treatment methods, spectral losses at high frequency (Massman, 2000), underestimating the vertical velocity component in non-orthogonal sonic anemometers (Nakai *et al.*, 2006; Frank *et al.*, 2013) and nonstationarity of the flow (Vickers & Mahrt, 1997). Random errors result from poor statistical sampling of the largest eddies of the flow (Mann & Lenschow, 1994; Vickers & Mahrt, 1997; Finkelstein & Sims, 2001; Hollinger & Richardson, 2005) rather than from the quite small random instrumental noise around measurements (Billesbach, 2011). Finally both methods can be systematically affected by flux divergence, advection and storage between the surface and the height of the sensors (Aubinet *et al.*, 2012).

On high-altitude Andean tropical glaciers during the dry season, turbulent latent heat fluxes (LE) are generally an important sink of energy since they mainly consist of sublimation, which is favored by the low atmospheric pressure. The magnitude of H can change significantly between night and day due to changes in thermal stratification (e.g., Wagnon *et al.*, 2003; Sicart *et al.*, 2008). Synoptic forcing generally remains weak, and thermally-driven winds dominate wind circulation (Litt *et al.*, 2014a). At night and during the morning, a marked temperature inversion at low height above the surface (2-3 m) favors the development of katabatic flows. For weak synoptic forcing, a wind-speed maximum is frequently observed at low height. Strong synoptic forcing causes strong winds at the glacier surface, while complex outer-layer interactions with the surface-layer occur (Litt *et al.*, 2014a). During afternoons of the dry season, upslope valley winds are frequently observed, while the temperature inversion is less marked. Net turbulent surface heat flux ($H + LE$) and associated errors may strongly depend on these wind-regime characteristics. A comprehensive review and quantification of sources of uncertainties, and comparison of these errors with net turbulent fluxes under different wind regimes, is required to improve uncertainty assessment in energy balance studies.

This study focuses on some of the most important errors expected in flux estimates by the BA and EC methods over the tropical Zongo glacier. We describe measurements from a micro-meteorological field campaign performed in the ablation area during the 2007 dry season from July to September and associated data analysis. Hourly mean incident and reflected shortwave and longwave radiation and 2-m temperature, wind speed and humidity were measured, as were 2-m EC data and temperature and wind-speed vertical profiles with a 6-m mast. For each of the three wind regimes observed, i.e., pure katabatic flows, strong downslope flows and upslope flows, we derived H and LE using both the BA and EC methods and calculated their main systematic and random measurement errors. We then identified the error sources that most impacted estimates of net turbulent flux and those of secondary importance. Finally, for each wind regime, we discuss changes in its net turbulent fluxes and the influence of errors.

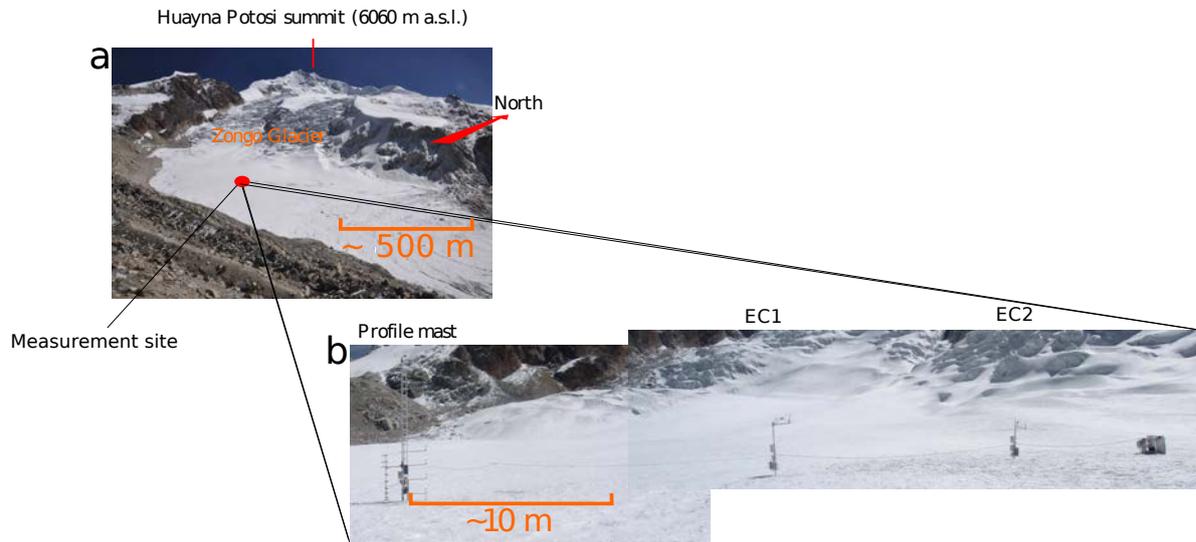


FIGURE 5.1 – Overview of Zongo glacier and the instrumental set-up deployed during the 2007 dry season campaign. (a) Picture of the glacier, taken from the moraine at 5080 m a.s.l. The red circle indicates the location of the measurement site. (b) Picture of the profile mast and the eddy covariance (EC) systems. The automatic weather station, located behind the photographer, is not visible.

5.2 Location and data

5.2.1 Site and measurements

The site and field campaign are extensively described in [Sicart *et al.* \(2014a\)](#) and [Litt *et al.* \(2014a\)](#). A short description is given here for consistency. The Zongo glacier is a small (approximately 1.8 km²), high-altitude (4800-6000 m a.s.l.) Andean Glacier located in the outer tropics of Bolivia (16°S, 68°W) in the Cordillera Real. A micro-meteorological field campaign was conducted in the ablation area at 5080 m a.s.l. from July 22 to September 1 of the 2007 dry season, during the austral winter. Temperature and wind-speed vertical profiles were measured using a 6-m high tower with 12 levels for temperature and 8 levels for wind speed (Table 5.1 and Fig. 5.1). Data were sampled every 10 s and 15-min means were stored on a data logger. Temperature sensors were shielded and continuously mechanically aspirated. Two EC systems, measuring the three wind-speed components, temperature and humidity at 20 Hz, were installed at roughly 2 m above the ground, on two additional masts. The three masts were separated from each other by approximately 20 m and aligned perpendicularly to the glacier flow and to the main wind direction. An automatic weather station (AWS) recorded half-hourly averages of all radiation components SW_{inc} , SW_{out} , LW_{inc} and LW_{out} (shortwave, SW , and longwave, LW , with subscript *inc* and *out* for incident and outgoing terms), wind speed and direction, mechanically aspirated relative humidity and air temperature.

The surface below the masts remained homogeneous and relatively smooth throughout the campaign. It was covered with snow at the beginning of the campaign. Low melt rates were observed (mean daily melt < 1 cm e.q.). The snow became slightly rougher over time and completely disappeared from the ablation zone by the end of the campaign. Typical height changes of the snow or ice surface were 10 – 20 cm over horizontal distances of ~ 10 m ([Sicart *et al.*, 2014a](#)).

5.2.2 Data processing

All data were split into 1-h runs. High-frequency data from the EC systems were checked for quality ([Vickers & Mahrt, 1997](#)) and low-quality runs (~16%) were discarded. A further ~17% of the remaining runs were removed because wind direction was ill-defined or wind blew through the mast structures. The remaining good-quality runs (GQR, ~ 70% of all runs recorded) were despiked ([Vickers & Mahrt, 1997](#)), and planar-fit rotation

TABLE 5.1 – Characteristics of the sensors from the automatic weather station, eddy-covariance systems and profile mast. Shown are random errors in measurements provided by the manufacturer and those used in this study.

Quantity	Instrument	Accuracy according to the manufacturer	Accuracy used in this study	Mean sensor height (m)
Profile Mast				
Aspirated air temperature, °C	Type-T thermocouple	0.1 °C	0.1 °C	0.1, 0.4, 0.6, 0.9, 1.2, 1.5, 1.7, 2.0, 2.7, 3.6, 4.8, 6.0
Wind speed, m s ⁻¹	Vector A100L2	1% of reading	0.1 m s ⁻¹	0.38, 0.68, 1.05, 1.58, 2.08, 2.78, 3.68, 4.88
Eddy Covariance Systems				
High-frequency wind speed components, m s ⁻¹	Campbell C-SAT3	$w : \pm 0.040 \text{ m s}^{-1}$ $u, v : \pm 0.015 \text{ m s}^{-1}$	$< \pm 0.04 \text{ m s}^{-1}$ $\pm 0.015 \text{ m s}^{-1}$	1.9 and 2.1
High-frequency sonic temperature, °C	Campbell C-SAT3	0.025°C	0.025°C	1.9 and 2.1
High-frequency specific humidity, %	LICOR7500	2% of reading	2% of reading	1.9 and 2.1
Automatic Weather Station				
Aspirated air temperature, °C and relative humidity, %	Vaisala HPM45C	$\pm 0.2 \text{ °C}$ 3%	$\pm 0.2 \text{ °C}$ 3%	1.0
Wind speed, m s ⁻¹	Young 05103	0.3 m s ⁻¹	0.3 m s ⁻¹	2.5
Wind direction, deg	Young 05103	$\pm 3^\circ$	$\pm 3^\circ$	2.5
Incident and reflected shortwave radiation, Wm ⁻²	Kipp and Zonen CM3	10% on daily sums	0.4%	0.8
Incoming and outgoing longwave radiation, Wm ⁻²	Kipp and Zonen CG3	10% on daily sums	0.4%	0.8
Surface elevation changes, m	Campbell SR50	$\pm 0.01 \text{ m}$	$\pm 0.1 \text{ m}$	1.5

(Wilckzak *et al.*, 2001) was applied on 10-day periods to derive longitudinal (u), lateral (v) and vertical (w) wind-speed components. Sonic air temperature was corrected for the influence of water vapor content (Schotanus *et al.*, 1983). Comparison of aspirated air temperature measurements from the profile mast with the temperature derived from the nearest sonic revealed residual influence from solar radiative heating, which was corrected according to Sicart *et al.* (2014a). Surface temperature was derived from LW_{out} assuming a surface emissivity of 0.99 (Dozier & Warren, 1982). Since the emissivity of snow and ice can vary from 0.98-1.00 (Wiscombe & Warren, 1980), we accounted for this uncertainty when deriving random errors of surface temperature (Appendix 5.6.1.7).

5.2.3 Meteorological conditions and wind regimes

The austral winter dry season in the Cordillera Real in Bolivia, from May to August, is characterized by clear skies, with a mean of 20 clear-sky days per month (Sicart *et al.*, 2014b). The air is dry at this high-altitude site, since more water is needed to reach the saturation pressure. Above the ablation zone of Zongo glacier, katabatic flows are regularly observed during the night and late morning. They are associated with a strong thermal inversion in the first few meters above the surface and a wind-speed maximum at low heights, between 2 and 3 m. During the field campaign for these conditions, we observed a mean wind speed of 1.8 m s⁻¹ (maximum 3.9 m s⁻¹), and the surface layer (the ‘constant-flux’ layer), was poorly defined (Sicart *et al.*, 2014a; Litt *et al.*, 2014a).

Synoptic forcing is sometimes strong during the dry season and is associated with a westerly wind in the Cordillera Real. This flow roughly aligns with that of the Zongo glacier, generating moderate to strong downslope

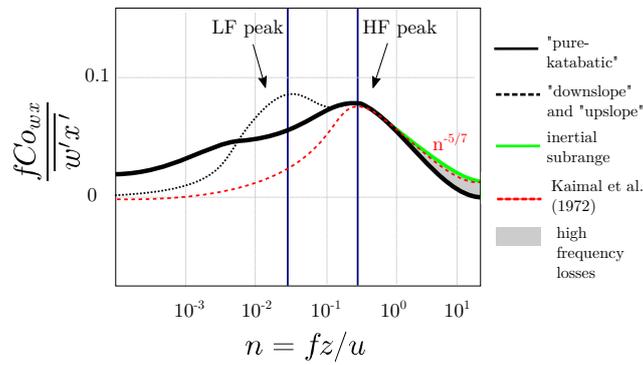


FIGURE 5.2 – Cospectra of w with $x = \theta$ and of w with $x = q$ measured in the surface layer of Zongo glacier during the 2007 field campaign with one of the eddy-covariance systems (adapted from [Litt et al., 2014a](#)). Cospectra were calculated over 1-h runs and then averaged over each wind regime subset. Mean cospectra for the “upslope” and “downslope” subsets (dotted black line) and the low wind speed “pure-katabatic” subset (solid black line) are presented with the inertial subrange slope (solid green curve) and the reference Kaimal curve ([Kaimal et al., 1972](#)) (dashed red curve) for comparison. The peaks used to calculate the integral length scale of the Mann and Lenschow method (1994) are identified by the vertical blue lines ; LF and HF stand for high and low frequency, respectively. The high frequency losses assessed in Sect. 5.4.1.2 are shaded in gray.

winds, mostly during the night. Under these conditions, we observed a mean wind speed of 3.5 m s^{-1} during the campaign (maximum 9.5 m s^{-1}). Temperature stratification in the first few meters above the ground was also pronounced, but wind-speed maxima were not observed below 5 m, and the surface layer was more developed ([Litt et al., 2014a](#)).

Upslope winds generally occur around midday and in the afternoon, when the surface is melting or near melting due to large day-time radiative fluxes directed towards the surface. Due to the high elevation, air above the glacier is rarely warmer than a few degrees above 0°C , which results in a nearly neutral thermal stratification in the first few meters above the surface. During the experiment, wind speed was moderate under these conditions : a mean of 2.1 m s^{-1} , with a maximum of 6.8 m s^{-1} .

For these three wind regimes, low-frequency perturbations affect the surface-layer flow ([Litt et al., 2014a](#)). The mean cospectra of vertical wind speed, w , with potential temperature, θ , and those of w with specific humidity, q , are plotted in Fig. 5.2 against normalized frequency $n = fz/\bar{u}$, where f is frequency, u is the horizontal wind speed, z is the measurement height, and the overline indicates a temporal average over a 1-h run. These cospectra reveal that the low-frequency perturbations observed affect the turbulent fluxes since they show stronger contributions at low frequency (below $n = 10^{-1}$) than the reference curve of [Kaimal et al. \(1972\)](#), which was measured under ideal undisturbed conditions. At low wind speeds, in pure katabatic flows, the low-frequency perturbations likely result from oscillations in the katabatic flow ([McNider, 1982](#)). When outer-layer forcing is strong, these oscillations probably originate from interactions between outer-layer eddies and the surface layer ([Högström et al., 2002](#); [McNaughton & Laubach, 2000](#)). Under these conditions, the surface layer is probably out of equilibrium, i.e. local production of turbulent kinetic energy (TKE) does not balance dissipation, since TKE transport might not be zero (e.g., [Smeets et al., 1999](#)).

5.3 Methods

5.3.1 Run selection according to wind regimes

We classified the GQR into three subsets corresponding to the main wind regimes (Sect. 5.2.3) to study characteristics of net turbulent flux for each regime during the campaign. We tried to consider as many runs as possible in each wind regime without selecting specific turbulent conditions. Hence, selection was based only on wind direction and the detection of a wind-speed maximum below the highest profile measurement.

Runs for which wind direction was downslope (between 260° and 360°) and for which a wind-speed maximum was observed below 5 m were classified as “pure-katabatic” (42% of the GQR). The GQR for which wind blew downslope and no maximum was observed below 5 m were classified as “downslope” (26% of the GQR). Runs with wind direction of 45°-180° were classified as “upslope” (32% of the GQR). Throughout the text, temporal averages of a variable over the runs from one subset are noted $\langle \rangle$.

5.3.2 Eddy-covariance fluxes

We measured the turbulent fluxes with the two EC systems, following Eqs. 5.1 and 5.2,

$$H_{ec} = -\bar{\rho}C_p\overline{w'\theta'}, \quad (5.1)$$

$$LE_{ec} = -\bar{\rho}L_e\overline{w'q'} + Wpl, \quad (5.2)$$

where downward (upward) fluxes were set positive (negative). The *ec* subscript indicates flux estimates derived from the EC method, ρ is the air density (kg m^{-3}) and C_p is the specific heat of humid air ($\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$). The value of L_e was set equal to the latent heat of sublimation of the ice ($283 \times 10^4 \text{ J kg}^{-1}$) when the surface was below freezing and to the latent heat of vaporization ($250 \times 10^4 \text{ J kg}^{-1}$) when the surface was melting. The primes denote fluctuations of the variables around their 1-h means. The Webb-Pearman-Leuning term (Wpl) (Webb *et al.*, 1980) generally remained below 2 W m^{-2} throughout the campaign.

5.3.2.1 Potential random errors in eddy-covariance fluxes

For the EC method, the principal source of random error is poor statistical sampling of the main transporting eddies (Vickers & Mahrt, 1997). To characterize this error, we applied two different methods : Mann & Lenschow (1994) (ML) and Hollinger & Richardson (2005) (HR) methods. The ML method assumes that temperature and vertical velocity fluctuations are joint-normally distributed. Under stable conditions, it expresses random error σ_F in the flux F as :

$$\frac{\sigma_F}{F} = \left(\frac{2\tau_f}{P} \right)^{0.5} \left(\frac{1+r_{wx}^2}{r_{wx}^2} \right)^{0.5} \quad (5.3)$$

where τ_f is the integral time scale (s) of the flux, which is related to the time scale of the largest transporting eddies of the flow, P is the temporal averaging period and r_{wx} is the correlation coefficient between w and the scalar variable x associated with the flux. This method requires determining τ_f , and several methods have been proposed to calculate it (Wyngaard, 1973; Mann & Lenschow, 1994; Finkelstein & Sims, 2001). We calculated τ_f using the cospectra of w and x ; the integral time scale is given by the inverse of the frequency of the maximum in the cospectra (Wyngaard, 1973). The mean cospectra, calculated over 1-h runs and then averaged over each wind-regime subset (Fig. 5.2), exhibited two distinct peaks in the “downslope” and “upslope” subsets but only one in the “pure-katabatic” subset (Litt *et al.*, 2014a). The high-frequency peak is associated with small-scale fast turbulent eddies, whereas the low-frequency peak is associated with large-scale slow eddies. Within a 1-h run, fewer slow eddies are sampled than fast ones, which leads to larger random errors. Thus we allowed τ_f to change according to wind conditions : when a katabatic wind-speed maximum was found and only a single peak was observed in heat-fluxes cospectra (Fig. 5.2), we used the frequency of this single peak. When no maximum was detected below 5 m and two peaks were observed in the cospectra, we used the frequency of the peak found at lowest frequency, associated with the largest eddies, which control the random sampling error.

In contrast, the HR method assumes that two EC systems installed in separated locations but over similar terrain, wind conditions and fetch, measure the same flux independently. This assumption holds if they are located far enough from each other so that the largest eddies do not influence both sensors at the same time.

Let F_1 be hourly fluxes measured with the first EC system, F_2 be those measured by the second one, and the true value of the flux be F . If the conditions described above are fulfilled, the mean value of $F_1 - F_2$ during the campaign is zero. We have ($i = 1$ or 2) :

$$F_i = F + \delta F_i \quad (5.4)$$

where δF_i is the random measurement error in each flux, which is a random variable with mean 0 and standard deviation $\sigma(\delta F_i)$. Since the mean $F_1 - F_2$ is zero, the variance of $F_1 - F_2$ is equal to the variance of $\delta F_1 - \delta F_2$:

$$\sigma^2(F_1 - F_2) = \sigma^2(\delta F_1) + \sigma^2(\delta F_2) + 2cov(\delta F_1, \delta F_2) \quad (5.5)$$

And then, since the δF_i are assumed to be independent, we have :

$$\sigma(\delta F) = \frac{1}{\sqrt{2}}\sigma(F_1 - F_2) \quad (5.6)$$

with $\delta F = \delta F_i$. The standard deviation of δF provides an estimate of the random error in the flux. This method requires collecting enough pairs of flux samples under each reported wind condition to calculate a typical random error for each. We measured $\frac{1}{\sqrt{2}}\sigma(F_1 - F_2)$ over equally-spaced bins of wind speed over the three weeks of the campaign when both EC systems were available.

The effect of random instrumental noise on fluxes is expected to be small because the C-SAT3 and the LICOR7500 are accurate sensors with small measurement errors (Table 5.1). The ML and HR methods implicitly include this source of error (Businger, 1986; Billesbach, 2011), and we do not calculate its individual contribution.

5.3.2.2 Potential systematic errors on eddy-covariance fluxes

Non-orthogonal sonic anemometers may underestimate vertical wind velocity (Kochendorfer *et al.*, 2012a; Nakai *et al.*, 2006). Underestimates are larger when the wind-attack angle, relative to the horizontal plane of the sonic anemometer, increases, which can lead to underestimating fluxes by as much as 15%. Corrections have been proposed for several sonic anemometers (Van der Molen *et al.*, 2004; Nakai *et al.*, 2006; Kochendorfer *et al.*, 2012a; Nakai & Shimoyama, 2012), but we found no formulation to correct C-SAT3 measurements for this effect, although studies using this instrument have been undergone (Frank *et al.*, 2013). To evaluate the degree to which this error could affect our measurements, we selected runs during specific events for which wind conditions were representative of the three main wind regimes and calculated which portion of flux, Φ_ω , was exchanged at a given attack angle ω . The angles of attack were binned in intervals of 2.5° denoted by the γ indice. We have (Gash & Dolman, 2003) :

$$\Phi_\omega(\gamma) = \frac{\sum_1^\beta w'x'}{\sum_1^N w'x'}, \quad (5.7)$$

where β is the number of angles of attack ω lying in the γ^{th} bin, N is the total number of samples in the run, and $x = \theta$ or q . Burns *et al.* (2012) also showed that sensible heat fluxes at high wind speeds might be underestimated on some EC systems (above 8 m s^{-1}) due to firmware issues. This error may not be of concern on Zongo glacier, where wind speed remains moderate (Sect. 5.2.3), but may be of importance over other glaciers where wind speed is higher.

Flux losses at high frequency may occur due to inability of the EC system to sample the fastest, small-scale eddies because of sensor path-averaging or because of sensor separation when the variable considered for the flux is measured separately from wind-speed fluctuations (Moore, 1986). This error is usually corrected using

frequency-response corrections and transfer functions (e.g. [Massman, 2000](#)). The method assumes a theoretical shape for the cospectra. Since the cospectra measured on Zongo glacier were influenced by low-frequency perturbations and did not follow commonly expected forms (Fig. 5.2), we did not use this method. Instead, we estimated these losses by adjusting, for the mean cospectra for each wind regime, an inertial subrange curve that follows a $n^{-5/7}$ slope ([Kaimal & Finnigan, 1994](#)). The cospectra were adjusted over the frequency range in which the expected inertial subrange slope was observed, i.e., from their peak at $n = 5 \times 10^{-1}$ up to the frequency at which the cospectra deviated from the inertial subrange slope (Fig. 5.2). Between this frequency and the high frequency end at $n = 10^1$, deviations from the $n^{-5/7}$ slope were attributed to high-frequency losses (Fig. 5.2).

Insufficient averaging time can lead to incomplete sampling of the largest eddies and to flux losses at low frequency and thus to systematic underestimates of flux. Nevertheless, long averaging times would include spurious fluxes due to changes in the state of the turbulent flow under the effect of changes in external forcing, i.e., nonstationarity. A good choice for the averaging time-scale is a trade-off between these two constraints. To check if the 1-h averaging time-scale was appropriate, we calculated multi-resolution decomposition (MRD, [Vickers & Mahrt, 2003](#)) cospectra of w with θ and of w with q . This decomposition isolates the contributions to H and LE coming from increasing time scales as if the fluxes were estimated using increasing averaging periods. The sampling must be long enough so that the MRD cospectra fall to zero at the longest time scales considered. Another application of this method is identification of a gap scale between the time scales of fast turbulent eddies and the nonstationary fluctuations induced by the slowest motions.

5.3.3 Bulk-aerodynamic method

Sensible heat fluxes H and latent heat fluxes LE were estimated by applying the bulk-aerodynamic (BA) profile method between the surface and each of the 8 measurement levels of wind speed and the corresponding temperature levels from the profile mast (Table 5.1). The subscript ba on H and LE refers to fluxes estimated by this method. Specific humidity was calculated from relative humidity measured at the AWS and ventilated temperature profiles (See Appendix 5.6.1.6). We have :

$$H_{ba,j} = \bar{\rho} C_p k^2 \frac{\bar{u}_j (\bar{\theta}_j - \bar{\theta}_s)}{\left(\ln \left(\frac{z_j}{z_0} \right) - \psi_m \left(\frac{z_j}{L_*} \right) \right) \left(\ln \left(\frac{z_j}{z_q} \right) - \psi_h \left(\frac{z_j}{L_*} \right) \right)}, \quad (5.8)$$

$$LE_{ba,j} = \bar{\rho} L_e k^2 \frac{\bar{u}_j (\bar{q}_j - \bar{q}_s)}{\left(\ln \left(\frac{z_j}{z_0} \right) - \psi_m \left(\frac{z_j}{L_*} \right) \right) \left(\ln \left(\frac{z_j}{z_q} \right) - \psi_q \left(\frac{z_j}{L_*} \right) \right)}, \quad (5.9)$$

with the same sign convention as for the EC method. The subscripts j and s refer to the j^{th} wind-speed measurement level and the surface level, respectively. The von Karman constant k was set to 0.4. The length scale L_* is the Obukhov length, defined as

$$L_* = - \frac{\bar{\theta}_v u_*^3}{kg \bar{w}' \bar{\theta}'_v}, \quad (5.10)$$

with u_* the friction velocity and the subscript v referring to virtual temperature. Stability corrections for momentum, sensible heat and humidity transfers (respectively, ψ_m , ψ_h and ψ_q) were taken from [Brutsaert \(1982\)](#). The different forms of these corrections are given by the following equations, where the variable x is defined as $x = (1 - 16z/L_*)^{1/4}$. If $z/L_* < 0$, we have :

$$\psi_m = 2 \ln \left[\frac{1+x}{2} \right] + \ln \left[\frac{1+x^2}{2} \right] - 2 \arctan(x) + \frac{\pi}{2}, \quad (5.11)$$

$$\psi_h = \psi_q = 2 \ln \left[\frac{1+x^2}{2} \right]. \quad (5.12)$$

If $0 < z/L_* < 1$, we have :

$$\psi_m = \psi_h = \psi_q = -5 \frac{z}{L_*}, \quad (5.13)$$

and if $z/L_* > 1$, we have :

$$\psi_m = \psi_h = \psi_q = -5 \left[\ln \left(\frac{z}{L_*} \right) + 1 \right]. \quad (5.14)$$

The length scales z_0 , z_t and z_q are the momentum, thermal and humidity roughness lengths (m), respectively. They were derived from least-square iterative fitting of the mean temperature and wind-speed vertical profiles (Sicart *et al.*, 2014a) and assuming $z_q = z_t$ (Andreas, 2002). We use their median values, $z_0 = 2.07 \times 10^{-3}$ m and $z_t = 0.09 \times 10^{-3}$ m, since they did not vary significantly during the campaign.

5.3.3.1 Potential random errors in the bulk fluxes

We estimated errors of the fluxes derived from the BA method arising from random noise around the measurements both analytically and with Monte-Carlo simulations. For error propagation in the functions H and $LE = f(\Delta u, \Delta(\theta, q), z, z_0, z_{t,q})$ (Eqs. 5.8 and 5.9), we used a local linearized model, assuming that the errors were independent, normally distributed, and smaller than the partial derivatives (δ are expected measurement errors, and Δ are differences between the measurement height and the surface) :

$$\begin{aligned} (\delta H)^2 &= \left(\frac{\partial H}{\partial \bar{u}} \right)^2 (\delta \bar{u})^2 + \left(\frac{\partial H}{\partial \Delta \bar{\theta}} \right)^2 (\delta \Delta \bar{\theta})^2 + \left(\frac{\partial H}{\partial z} \right)^2 (\delta z)^2 \\ &\quad + \left(\frac{\partial H}{\partial z_0} \right)^2 (\delta z_0)^2 + \left(\frac{\partial H}{\partial z_t} \right)^2 (\delta z_t)^2, \end{aligned} \quad (5.15)$$

$$\begin{aligned} (\delta LE)^2 &= \left(\frac{\partial LE}{\partial \bar{u}} \right)^2 (\delta \bar{u})^2 + \left(\frac{\partial LE}{\partial \Delta \bar{q}} \right)^2 (\delta \Delta \bar{q})^2 + \left(\frac{\partial LE}{\partial z} \right)^2 (\delta z)^2 \\ &\quad + \left(\frac{\partial LE}{\partial z_0} \right)^2 (\delta z_0)^2 + \left(\frac{\partial LE}{\partial z_q} \right)^2 (\delta z_q)^2. \end{aligned} \quad (5.16)$$

Detailed calculation of each term on the right-hand side is found in Appendix 5.6.1. We assumed the stability corrections were constant under small variations $\delta \bar{u}$, $\delta \Delta \bar{\theta}$, $\delta \Delta \bar{q}$ and δz , which greatly simplifies the calculations. The effects of this simplification are discussed in Sect. 5.4.2.1. Values of $\delta \bar{u}$, $\delta \Delta \bar{\theta}$, $\delta \Delta \bar{q}$ and δz were adjusted according to the expected errors for wind speed, air temperature, relative humidity and height, respectively (Table 5.1). The manufacturer provides a value of $\delta \bar{u}$ of 1% of the reading, but when wind speed is low, the error may not tend to zero ; so, we set it to 0.1 m s^{-1} . The error in $\Delta \bar{\theta}$ was set to $0.35 \text{ }^\circ\text{C}$, larger than the expected thermocouple random noise ($\sigma_\theta = 0.1 \text{ }^\circ\text{C}$, Table 5.1), since $\Delta \bar{\theta}$ was affected by surface temperature errors (Appendix 5.6.1.7). The random error in $\Delta \bar{q}$ depends weakly on the random error in air temperature and strongly on the error in relative humidity (Appendix 5.6.1.6). We set the random error in $\Delta \bar{q}$ to 3%, equal to the error in the relative humidity. The sounding height ranger is quite accurate (± 0.01 m), but the surface was irregular at a local scale ; so, its error was set to ± 10 cm. We used δz_0 and δz_t values derived from the error analysis of Sicart *et al.* (2014a) : $\delta \ln z_0 = \delta \ln z_t = 1.5$.

The Monte-Carlo-based error estimate was obtained, for each measurement, by simulating 1000 dispersed measurements with a Gaussian random function whose mean equaled the measurement and whose standard deviation equaled the expected random instrumental error previously mentioned. From these dispersed data, we recalculated 1000 estimates of turbulent fluxes for each run and profile level. Random errors in mean fluxes

of a subset were calculated as the interquartile range of the 1000 mean fluxes obtained from the simulated measurements.

5.3.3.2 Potential systematic error in the bulk fluxes

Systematic errors in the BA method could originate from systematic biases in the measurements. Air temperature can be overestimated due to heating of the shelters by shortwave solar radiation (Huwald *et al.*, 2009). This bias was considered negligible, however, since the air-temperature shelters were continuously artificially aspirated, and residual deviations during clear-sky days were corrected using air temperature derived from the EC systems (Sicart *et al.*, 2014a). Surface temperature measurements, derived from measurements of the long-wave emission of the snow or ice surface with pyrgeometers, can be overestimated. This is due to the penetration of shortwave radiation through instrument filters and heat transfers due to heating by shortwave radiation of instrument domes (Yamanouchi & Kawaguchi, 1984). This effect was evident during the day, since estimates of surface temperature reached 1.5 °K above the melting point. We tested the impact of this bias on flux estimates by using two methods to correct it. The first method set the surface temperature to 0°C when the raw estimate based on outgoing longwave radiation exceeded 0°C (Sicart *et al.*, 2008; Wagnon *et al.*, 2003); we called this method “ T_s -blocking”. It gave an upper boundary for surface temperature. The second method was inspired by Obleitner & De Wolde (1999); we corrected the outgoing longwave emission by a percentage of SW_{inc} . We chose to use a percentage of 0.6%, half the value of Obleitner & De Wolde (1999), since it yielded a surface temperature near 0 °C when field observations reported snow or ice melt. We called this second method “ T_s -corrected”.

The error related to the ill-defined zero reference level was studied by Sicart *et al.* (2014a). They showed that this effect had a weak influence on final turbulent heat fluxes, since the ablation zone of Zongo glacier remained quite smooth during the campaign.

We also studied systematic errors related to unmet theoretical requirements that could affect the BA method. First, advection or divergence of fluxes below the sensors could be high when the surface layer was not well developed, especially when a katabatic wind-speed maximum occurred at a low height under low wind-speed conditions (Litt *et al.*, 2014a). This probably led to underestimating surface fluxes when they were assessed too high above the ground, which also affected the EC method. Estimating fluxes with the BA method, applied with increasing measurement heights on the profile mast, helped us to document this issue. Second, low-frequency perturbations affected the surface-layer flow (Sect. 5.2.3). The additional TKE induced intermittently by low-frequency perturbations probably did not scale with mean gradients in the surface layer, potentially causing underestimates of flux (Litt *et al.*, 2014a). Comparisons with the EC-based fluxes were used to document this bias. Finally, use of inadequate stability functions could also induce biases. The most commonly used functions lead to underestimating fluxes since they do not account for intermittency under strong stable conditions (e.g. Andreas, 2002; Mahrt, 2007a). These cases are related to small fluxes under weak turbulent mixing, of secondary interest for surface energy balance studies. Furthermore, this bias is expected to be small on Zongo glacier, since the mean value of the Richardson number (R_{ib}) (Stull, 1988) between the first and fourth profile levels was 0.07 (Sicart *et al.*, 2014a). For this low stability, the formulas do not differ much from each other, and intermittency related to weak wind and strongly stable stratification is not a concern.

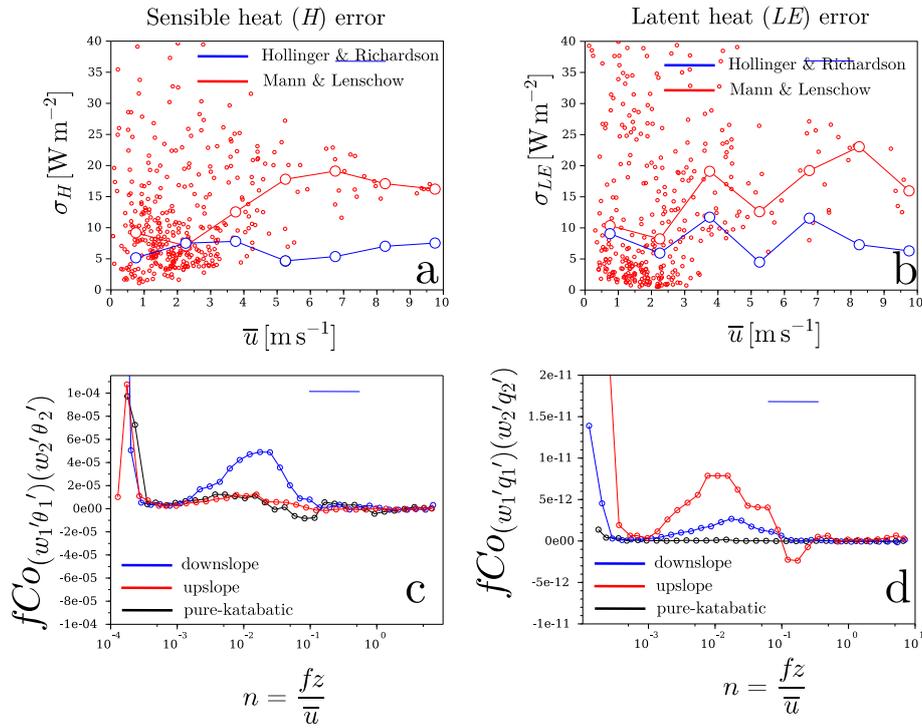


FIGURE 5.3 – Random error in fluxes derived from the eddy-covariance (EC) method and covariance of fluxes between the two EC systems. (a) Change in the random error (W m^{-2}) in sensible heat flux H over equally spaced intervals of wind speed (width : 1 m s^{-1}). Results are from the Hollinger and Richardson (HR) method (blue line and circles) and the Mann and Lenschow (ML) method (red line and circles). Small red circles indicate estimates of the ML method for individual runs. (b) Results of the the HR and ML methods applied to latent heat LE estimates. (c) Cospectra between the $w'T'$ time series of both EC systems. Results are for downslope (blue), “upslope” (red) and “pure-katabatic” (black) subsets. Circles indicate medians of cospectral values over equally-spaced logarithmic intervals of normalized frequency. (d) Cospectra between the $w'q'$ time series of both EC systems, using the same notation as for $w'T'$.

5.4 Results and discussion

5.4.1 Eddy covariance method

5.4.1.1 Random error calculations

The random error in H_{ec} and LE_{ec} increased with wind speed for the Mann and Lenschow (ML) method and did not change significantly with wind speed for the Hollinger and Richardson (HR) method (Figs. 5.3a and b). Both methods provided similar estimates for low wind speeds below $2\text{-}3 \text{ m s}^{-1}$, which represented the majority of runs ($\bar{u} < 2 \text{ m s}^{-1}$ 58% of time ; $\bar{u} < 3 \text{ m s}^{-1}$ 88% of time). For higher wind speeds, the random error predicted with the ML method increased and was larger than that of the HR method, which remained constant. Large random errors were probably due to poor sampling of large-scale outer-layer structures, which were frequently observed in the “downslope” and “upslope” subsets when wind speed was high (Sect. 5.2.3). We chose to use the highest error derived from the ML method in the rest of this study.

The HR method was probably not adapted for estimating errors using the EC-mast configuration available, considering the flow characteristics observed. In “upslope” and “downslope” subsets, outer-layer eddies that interacted with the surface layer moved through the sensors in 50-100 s at wind speeds of about 3 m s^{-1} (Litt *et al.*, 2014a), which indicated that they were larger than the distance between the two EC systems (roughly 20 m, Fig 5.1). Under these conditions, fluxes measured by the two EC systems may not be independent, since they originated from the same eddies. This is confirmed by analyzing the spectral dependence of the covariance of fluxes between the two EC systems (Figs. 5.3c and 5.3d). For low wind speeds in the “pure-katabatic” subset, the covariance of fluxes from both EC systems was near zero at all frequencies. For high wind speeds in the “upslope” and “downslope” subsets, significant covariance was found at low frequency ($n < 10^{-2}$), whereas

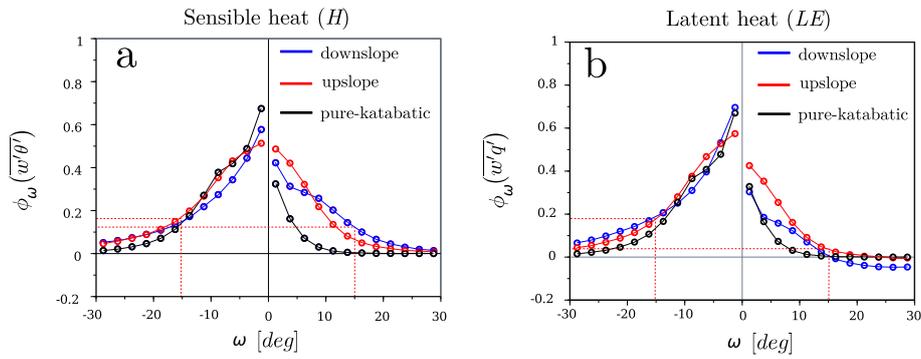


FIGURE 5.4 – Cumulative contribution to fluxes H and LE (%) from different attack angles, calculated over selected events inside each of the main wind regime subsets. Flux contributions are aggregated from higher attack angles to lower attack angles. The height of the curve at a given attack angle indicates the total flux contribution at angles higher than the given angle. Cumulative contribution to (a) H fluxes and (b) LE fluxes during “pure-katabatic” (black), “downslope” (blue) and “upslope” (red) events. Red dotted lines indicate the 15 deg threshold and the corresponding percentage of flux.

near zero covariance was found at high frequency (except for the small sensible heat fluxes in the “upslope” subset). Fluxes derived from each EC system were independent at short time-scales but were not so at the time scale of large eddies. This may explain why HR error followed ML error at low wind speeds, but was smaller at high wind speeds. The ML method estimated the errors induced by poor sampling of the large outer-layer structures by using an adapted τ_f , whereas the HR method could not estimate it correctly.

On average, the relative random error was 34% (Table 5.3) of net EC fluxes in the “pure-katabatic” subset. Relative random error was the largest (60%) for “the ‘downslope’” subset, because net fluxes were weak for this regime, and high wind speed was associated with large random errors (Figs. 5.3a and 5.3b) due to the presence of outer-layer structures. Relative random error was the lowest (8%) for the “upslope” subset, because net fluxes were the largest for this regime. Over the campaign, relative random errors derived from the ML method canceled out to a mean value of 12%.

5.4.1.2 Estimates of systematic errors

Flux contributions at different attack angles for one of the EC systems are shown in Fig. 5.4 for selected cases whose characteristics were representative of the three wind regime subsets. Slightly higher flux was found at large attack angles in “upslope” and “downslope” cases than in the “katabatic” case, probably because the flow was gustier under strong winds in “upslope” and “downslope” cases. We found that, at most, around 30% (19% plus 11%; red dotted lines in Fig. 5.4) of sensible heat flux was exchanged at attack angles greater than 15°. Regarding latent heat, 21% (19% + 2%) of the flux was exchanged at attack angles greater than 15°. We assumed that the relation between attack angles and flux underestimation was the same for H and LE , that the fluxes exchanged at $\omega < 15^\circ$ were underestimated by 10%, following Frank *et al.* (2013), and that for $\omega > 15^\circ$ the underestimation was 20% (slightly higher than the 15% found by Kochendorfer *et al.*, 2012a, for the R.M. Young Sonic Anemometer). Consequently, both sensible heat and latent heat fluxes were underestimated by about 16%, as an upper boundary.

High-frequency losses calculated from the mean cospectra of w with θ and with q were slightly more pronounced for latent than for sensible heat fluxes, probably because latent heat calculations were affected by sensor separation between the C-SAT3 and the LICOR7500 (about 0.30 m). We also checked the ratio between the flux at the shortest time scales of the MRD cospectra (i.e. estimated from two instantaneous measurements at 20 Hz) and the flux at the observed gap scale. If this ratio is low, high-frequency losses must also be low (Reba *et al.*, 2009). MRD cospectral ratios and losses calculated with Fourier cospectra remained small for the three subsets ($\sim 3 - 4\%$, Table 5.2), showing that high-frequency losses were probably not too large.

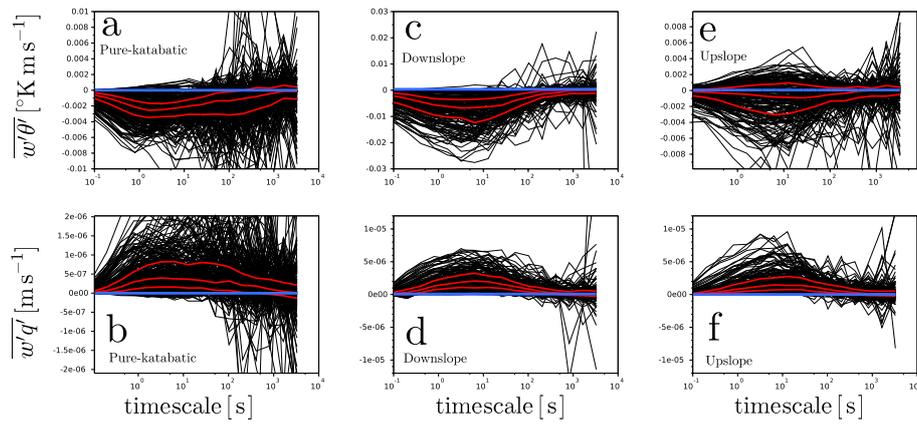


FIGURE 5.5 – Multi-resolution decomposition (MRD) cospectra (black lines) of w with θ (upper panels, a, c and e) and of w with q (lower panels b, d and f) from individual runs of “pure-katabatic” (left, a and b), “downslope” (center, c and d) and “upslope” (right, e and f) wind-regime subsets. Quantiles 25, 50 and 75 of the cospectra at each dyadic time-scale calculated over a subset (red curves) and the zero line (blue line) are plotted.

TABLE 5.2 – Evaluation of high-frequency losses in H_{ec} and LE_{ec} fluxes. Spectral adjustment : percentage of flux losses estimated by adjusting an inertial subrange on the high-frequency end of the mean cospectra of w with θ and of w with q , for the three wind regime subsets. Multi-resolution decomposition (MRD) ratio : median ratio calculated over each subset of fluxes calculated at the shortest time scale of the MRD cospectra and the flux calculated at the gap scale of the MRD cospectra

Method		Upslope	Katabatic	Downslope
H	Spectral adjustment	2%	2%	2%
	MRD ratio	4%	7%	6%
LE	Spectral adjustment	2%	4%	3%
	MRD ratio	2%	3%	3%

The MRD cospectra of w with θ and with q for the three subsets are shown in Fig. 5.5. In the “pure-katabatic” subset, no clear separation appeared between short-time-scale and long-time-scale contributions to fluxes. Starting from between 10^0 and 10^1 s, towards longer time scales, contributions to fluxes evolved erratically around zero (Figs. 5.5a and 5.5b). At the longest time scales, their median contribution fell to zero, and the interquartile range of the dispersion was comparable to the magnitude of the peak at the short time-scale (around 10^0 s). The 1-h sampling time was probably too short to capture significant flux at the longer time scales, but on average over several runs this led to a random error rather than to a systematic bias. In the “downslope” subset, cospectra fell asymptotically to zero towards the longest time scales, as a median over all the runs, and so did dispersion (Figs. 5.5c and 5.5d). The fluxes seemed correctly sampled with a 1-h averaging time. In the “upslope” wind regime, w and q cospectra were similar to those of the ‘downslope’ subset ; so, latent heat flux seemed correctly sampled, but sensible heat flux remained weak, and the cospectra of w with θ were small and erratically dispersed around zero (Figs. 5.5e and 5.5f).

These results suggest that systematic errors in EC fluxes led to underestimating the fluxes. The main source of underestimation was probably related to potential underestimates of w in non-orthogonal sonic-anemometers ($\sim 16\%$, Fig 5.4). Putting aside flux divergence between the surface and the sensors and including the high-frequency spectral losses ($\sim 4\%$, Table 5.2), underestimates from the EC method could be as large as 20%. The large flux bias resulting from the w bias must be considered with caution, since this issue has only been recently studied, is not well documented, remains controversial (e.g. Mauder, 2013; Kochendorfer *et al.*, 2012b), and since large potential biases were considered in our study.

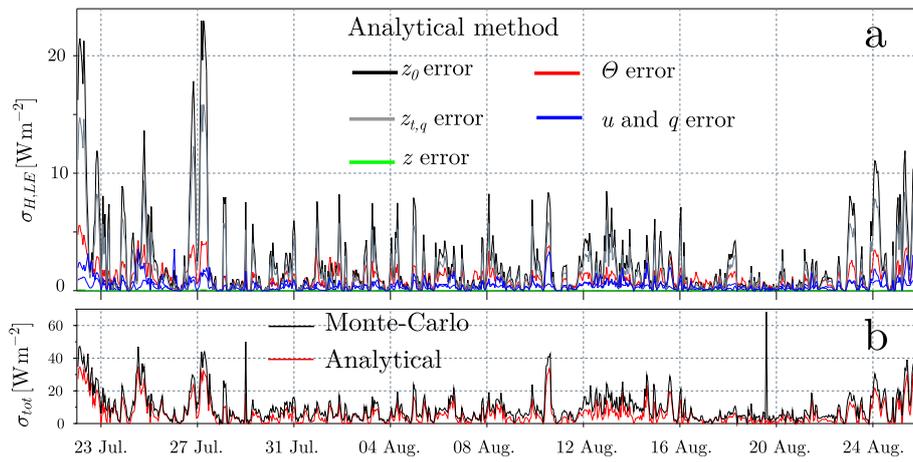


FIGURE 5.6 – Results of random-error calculation using the bulk-aerodynamic method for the fifth level (~ 2.08 m) of the profile mast. (a) Change in individual random-error terms during the campaign estimated with the analytical method : z_0 error (black), $z_{t,q}$ error (gray), θ error (red), u and q error (blue) and z error (green). (b) Change in the random error in net turbulent flux during the campaign calculated with the Monte-Carlo (black) and analytical (red) methods.

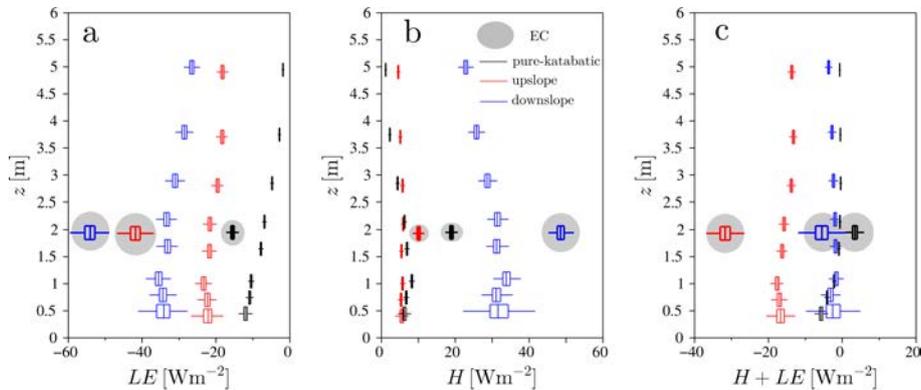


FIGURE 5.7 – Mean turbulent flux exchange in the ‘upslope’ (red), ‘pure-katabatic’ (black) and ‘downslope’ (blue) wind regimes estimated with the bulk-aerodynamic method and different profile mast levels, plotted against the height of measurement. Results show dispersion from Monte-Carlo simulations. The middle line in boxplots indicate the median, the boundaries of the boxes the quantiles 25 and 75 and the whiskers the quantiles 5 and 95. Boxplots of eddy-covariance (EC) flux influenced by the error estimated using the Mann and Lenschow method are highlighted in gray circles. Results are for (a) latent heat, (b) sensible heat and (c) net turbulent flux.

5.4.2 Bulk-aerodynamic method

5.4.2.1 Random error calculations

At a height of 2 m, the fifth level on the profile mast, the largest contribution to random errors came from roughness lengths uncertainties, since they were poorly known (Fig. 5.6a). This was also observed for the other measurement heights (not shown). The second largest random error arose from temperature uncertainties. The errors on Δu and Δq were of secondary importance for the fluxes. The random error resulting from height uncertainty was the lowest (green curve, barely visible in Fig. 5.6a). Analytical and Monte-Carlo based error-calculation methods produced similar results (Fig. 5.6b). The Monte-Carlo method predicted slightly larger uncertainties, probably because it accounted for variations in stability functions due to measurement errors, which were ignored in the analytical calculations. In relative terms (not shown), the difference was $< 5\%$. We used Monte-Carlo analysis in the rest of this study since it provided an upper boundary to the error. Random errors decreased with increasing measurement height (Fig. 5.7), probably because random measurement errors (δu , $\delta \theta$, δq , δz or $\delta z_{0,t,q}$) had similar magnitudes, whereas differences (Δ) between air variables and surface variables increased.

At the fifth level (2-m height), total relative random error, calculated as the interquartile range of all $H + LE$

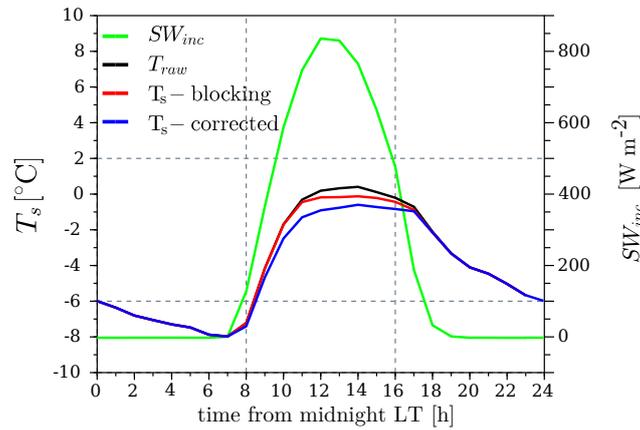


FIGURE 5.8 – Mean daily cycle calculated for the entire campaign, from midnight to midnight local time (LT), of raw estimates of surface temperature (black), surface temperature derived from the “ T_s -blocking” method (red), surface temperature derived from the “ T_s -corrected” method (blue) and incoming shortwave radiation (green).

estimates obtained from Monte-Carlo runs divided by their median was sometimes as large as 30-40% ($\simeq 20 \text{ W m}^{-2}$ in absolute value, Fig. 5.6) of net fluxes at hourly time steps. Random errors in repeated measurements of the same variable tend to cancel out; thus, cumulative random errors for the entire campaign were reduced to $\sim 6\%$ (Table 5.3). Since net turbulent fluxes were small for the “downslope” subset and random errors were high, no clear cancellation of the random errors was observed for this subset, and they remained relatively high on average (39%, Figs. 5.7 and Table 5.3). Similarly, the median relative random error was 35% for the “pure-katabatic” subset. It was only 4% for the “upslope” subset, since net turbulent fluxes were high for this subset.

5.4.2.2 Estimates of systematic errors

In the “pure-katabatic” subset, the magnitude of BA-based H , LE and their sum decreased as measurement height increased (Fig. 5.7). At a 2.0 m height (fifth level), sensible (latent) heat flux was 90% (62%) of that obtained at 0.70 m (second level). Higher up, at 5 m (eighth level), this flux was only 17% (16%), probably due to the shallow depth of the surface layer when a wind-speed maximum was observed at low height, around 2.0 m (Sicart *et al.*, 2014a; Litt *et al.*, 2014a).

Divergence was also observed in the “downslope” and “upslope” subsets but was significant only at heights greater than 2.0 m. We found similar latent and sensible heat fluxes at 2.0 m and 0.7 m, but those at 5.0 m were only 70-80% of those at 0.7 m. When no wind-speed maximum was observed, the surface layer was probably slightly thicker than that in the “pure-katabatic” regime, due to increased mixing induced by higher wind speeds (Sicart *et al.*, 2014a; Litt *et al.*, 2014a), but its extent above the ground probably remained low. Nevertheless, our observations show that measurements at a 2-m height provide reliable estimates of surface fluxes in “downslope” and “upslope” wind regimes. For all wind regimes, the relative thinness of the surface layer probably also led the EC method to underestimate surface fluxes.

During the day and when the surface was not melting, surface temperature from the “ T_s -blocking” method was often slightly warmer than that from the “ T_s -corrected” method (Fig. 5.8). In general, the “ T_s -blocking” method predicted greater losses of turbulent energy (Fig. 5.9b). Averaged over the campaign, the magnitude of net turbulent fluxes estimated with the “ T_s -corrected” surface temperature was 56% ($\simeq 4 \text{ W m}^{-2}$) of that estimated with the “ T_s -blocking” surface temperature. This percentage was 64% ($\simeq 10 \text{ W m}^{-2}$) in the “upslope” subset. Because net turbulent fluxes were low in the “pure-katabatic” and “downslope” regimes, the relative difference was large, but less than 2 W m^{-2} in absolute value.

A warmer surface reduces the temperature gradient and thus the sensible heat flux, and it also increases q_s and thus Δq , leading to higher sublimation rates. When shortwave radiation influenced longwave radiation mea-

surements, but actual surface temperature was below 0 °C, the “ T_s -blocking” method probably overestimated surface temperature because it applied no corrections in such a case (Fig. 5.8). When uncorrected radiative temperature was above 0 °C, but the surface was not melting, the “ T_s -blocking” method set the surface temperature to 0 °C (Fig. 5.8), also leading to overestimation of the temperature. In contrast, the “ T_s -corrected” method is physically based, and the correction was tuned to obtain a surface temperature of 0 °C when we observed melt during field trips. In this sense, the “ T_s -corrected” method seems more accurate than the “ T_s -blocking” method. Still, the former may still be inaccurate and lead to uncertainties in surface temperature. This shows that determining surface temperature is a critical point when estimating turbulent fluxes with the BA method, since it has a strong influence on flux estimates. Since the “ T_s -blocking” method provided an upper boundary to surface temperature, it also provided an upper boundary to the magnitude of the net turbulent fluxes derived from the BA method.

At a 2-m height, the BA predicted considerably smaller flux magnitudes than the EC method for all subsets (Fig. 5.7, gray circles), which suggests that a strong bias affected one or both methods. Correcting for surface-temperature biases in the BA method, likely leading to lower net fluxes in magnitude, and correcting the EC method for its underestimates, would lead to an even larger discrepancy between the fluxes from both methods. Random errors in the BA-based and EC-based fluxes were too small to explain this difference (Fig. 5.7), except for “downslope” net fluxes. Horizontal variability in fluxes between the masts was probably negligible, since the surface remained homogeneous and the fluxes provided by both EC systems were similar (mean differences $< 1 \text{ W m}^{-2}$). The most reliable explanation is that the interaction of outer-layer coherent eddies with the surface-layer flow or oscillations in the katabatic flow induced turbulent mixing that did not scale with local mean gradients, and thus that the BA method did not account for a portion of the fluxes (Litt *et al.*, 2014a). Similar studies in nonstationary turbulent flows showed that stability functions may be overestimated, leading to systematic underestimates of fluxes (Cheng *et al.*, 2005; Mahrt, 2007a). Alternative formulations for Eqs. 5.8 and 5.9 that account for this influence cannot be derived easily because the assumptions of similarity theory no longer apply to the flow in these situations. Underestimates of net turbulent fluxes were significant only for the “upslope” subset ($\langle H + LE \rangle_{ba,5}$ was only 16 W m^{-2} when $\langle H + LE \rangle_{ec}$ was $\sim 32 \text{ W m}^{-2}$, Fig. 5.7).

5.4.3 Net turbulent fluxes and wind regimes

During the 2007 campaign on Zongo glacier, sublimation was high (-19 to -34 W m^{-2} , Fig. 5.9a and Table 5.3) because the air is very dry at high elevation due to its cold temperature and low density. Sensible heat flux was generally opposite in sign to latent heat flux, but on average, lower in magnitude (13 - 24 W m^{-2} Table 5.3). Net turbulent fluxes resulted in a loss of energy for the glacier (Fig. 5.9b).

During the night, for “downslope” and “pure-katabatic” subsets, temperature inversion in the first few meters above the surface favored downward sensible heat fluxes. When a katabatic wind-speed maximum was observed at low height, sensible and latent heat fluxes were weak, the closest to zero of all subsets ($\sim 10 \text{ W m}^{-2}$ at the fifth level, Figs. 5.7 and 5.9a), mainly because wind speed was low. In “downslope” flows, due to strong winds, both sensible and latent heat fluxes had large magnitudes (30 - 55 W m^{-2} at a 2-m height, Figs. 5.7 and 5.9a). Net turbulent flux was generally near zero in these two cases because the sensible heat flux was opposed in sign and nearly equal to latent heat flux (Table 5.3). Systematic underestimation of fluxes by the BA method, due to the influence of low-frequency perturbations, was similar in magnitude for H and LE , and partly canceled out in net turbulent flux. The BA method predicted near zero net fluxes, while the EC method predicted small losses in the “downslope” subset and small gains in the “pure-katabatic” subset. The effect of surface-temperature biases on BA fluxes probably remained negligible because these regimes mainly occurred during the night, when solar radiation was zero. Underestimates of flux by the EC method due to potential underestimates of vertical wind

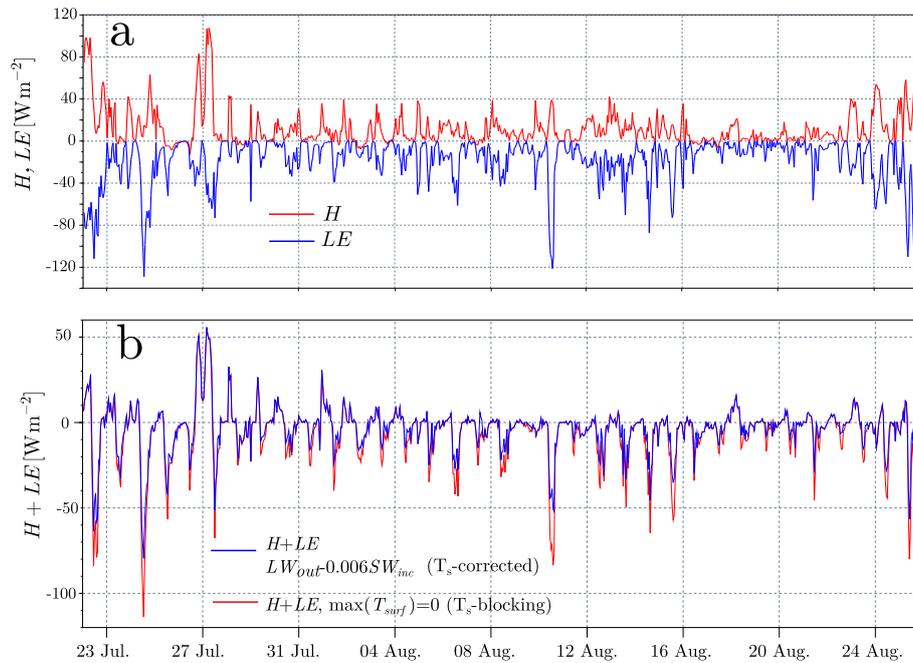


FIGURE 5.9 – Turbulent fluxes derived from the bulk-aerodynamic method for the fifth measurement level on the profile mast (~ 2.08 m) with different surface-temperature derivation methods over the entire campaign. (a) Time-series of fluxes H and LE estimated from surface temperature derived from LW_{out} measurements corrected with the “ T_s -blocking” method. (b) Net turbulent flux estimated with surface temperature corrected with “ T_s -blocking” (red) and “ T_s -corrected” (blue) methods (Sect.5.3).

speed probably canceled out in net fluxes, since we considered that they were of the same magnitude for H and LE .

These two types of downslope flows were dominant (68% of the time) but of secondary importance in net turbulent flux exchange during the campaign : ratios of $\sim 15\%$ between the mean net turbulent flux over these subsets and the mean over the campaign are found with the EC method (Table 5.3). Since net turbulent fluxes were small, one may argue that the significant divergence of fluxes (“pure-katabatic” subset) with height and the large relative random errors (34% in the “pure-katabatic” and 60% in the “downslope” subset) were probably not a concern. However, the high uncertainty in flux leads to non-negligible uncertainties in the contribution of these regimes to net turbulent exchange over the campaign, which remains ill-defined, especially for the “downslope” regime (Table 5.3).

For the daytime “upslope” subset, sensible heat flux was low (a few watts per square meter) because stratification in the first few meters above the surface was near-neutral, but latent heat losses remained high (-25 W m^{-2} , Figs. 5.7 and 5.9a; Table 5.3) since humidity gradients remained large; thus, net turbulent flux was largely negative (Fig. 5.9b). Although this regime was observed only 32% of the time, it contributed significantly to net turbulent exchange during the campaign : ratios of 86 and 100% between mean net turbulent flux over the subset and that over the campaign are found for the BA and EC methods, respectively (Table 5.3). Since the net flux magnitude was high, relative random error derived from the ML method remained moderate (8%), and relative random error in net BA fluxes was low (4%). Errors in BA-method fluxes due to surface-temperature uncertainties were probably high if the surface was not melting during the daytime regime (Fig. 5.9b). Systematic errors due to the influence of low-frequency perturbations did not have the same magnitude in the small H as in the significantly negative LE , which led to large systematic bias in net turbulent fluxes in the “upslope” subset. Underestimates of fluxes H and LE due to underestimating vertical wind speed probably did not compensate each other in net turbulent fluxes, because H and LE were not of the same magnitude, and this error should be considered with caution. The divergence with height was moderate (8% loss in net fluxes at 2 m, 20% at 5 m), which suggests that this error is of secondary importance for flux measurements at a 2-m height in upslope flows.

TABLE 5.3 – Overview of turbulent fluxes and related random errors calculated with the eddy-covariance (EC) method and bulk-aerodynamic (BA) method using the fifth level of the profile (~ 2 -m height). Time occupied by the subset in the campaign (first column), net turbulent exchange ($H + LE$) for each wind regime and its ratio (%) to total net turbulent exchange of good quality runs (GQR) (second column), share of H and LE in the net exchange and mean flux exchange over the GQR (third and fourth columns). Relative random errors calculated with the Mann and Lanschow (for EC fluxes) and Monte-Carlo (for BA fluxes) methods in individual H and LE fluxes and net turbulent fluxes (fifth to seventh columns). The two last lines show results obtained for all GQR.

	Time coverage	Net turbulent exchange and ratio to total net exchange ¹	Share of turbulent exchange ² due to H	Share of turbulent exchange ² due to LE	Relative random error on $H + LE$	Relative random error on H	Relative random error on LE
Pure-katabatic EC	42%	[kJ m ⁻²] 3574, 15% ± 5%	54% (19 W m ⁻²)	46% (-16 W m ⁻²)	34%	4%	6%
BA (fifth level)		-648, 5% ± 2%	46% (6 W m ⁻²)	54% (-7 W m ⁻²)	35%	6%	4%
Downslope EC	26%	[kJ m ⁻²] -3547, 15% ± 9%	48% (49 W m ⁻²)	52% (-54 W m ⁻²)	60%	4%	5%
BA (fifth level)		-1256, 9% ± 4%	48% (-31 W m ⁻²)	52% (-33 W m ⁻²)	39%	5%	4%
Upslope EC	32%	[kJ m ⁻²] -23554, 100% ± 15%	19% (10 W m ⁻²)	81% (-42 W m ⁻²)	8%	8%	6%
BA (fifth level)		-11720, 86% ± 6%	21% (6 W m ⁻²)	79% (22 W m ⁻²)	4%	6%	4%
Mean flux over the campaign EC	100 %	[W m ⁻²] -10	43% (24 W m ⁻²)	58% (-34 W m ⁻²)	12%	2%	3%
BA (fifth level)		-6	41% (13 W m ⁻²)	59% (-19 W m ⁻²)	6%	3%	3%

¹Ratios to total net exchange were calculated as $\frac{\langle(H+LE)\rangle_{sub}}{\langle(H+LE)\rangle_{all}}$, where the subscripts “sub” and “all” refer to averages over the subset considered and to averages over all available runs during the campaign, respectively. The percentages after the \pm sign indicate the standard deviation of, or uncertainty in this ratio.

²The share of turbulent energy due to individual H and LE fluxes was calculated as $\frac{\langle H \rangle_{sub}}{\langle H \rangle_{sub} + \langle LE \rangle_{sub}}$ and $\frac{\langle LE \rangle_{sub}}{\langle H \rangle_{sub} + \langle LE \rangle_{sub}}$.

Overall, error analysis shows that the BA method severely underestimated the magnitude of net turbulent fluxes. On average over the campaign, they were only 60% of net EC fluxes (Table 5.3), an underestimation most likely due to the inability of the BA method to account for the flux induced by katabatic oscillations or outside-layer interactions with the surface layer.

5.5 Conclusions

We calculated turbulent sensible (H) and latent (LE) surface heat fluxes during a micro-meteorological field campaign deployed at 5080 m a.s.l. in the ablation zone of the tropical Zongo glacier during 1 month of the austral winter of 2007. Both eddy-covariance (EC) and bulk-aerodynamic (BA) methods were applied. We calculated the related random errors in each flux and qualitatively estimated the main systematic errors. We studied the importance for total turbulent energy transfer during the campaign of the three dominant wind regimes : weak katabatic flows with a wind-speed maximum at low height (~ 2 m), strong downslope flows without a wind-speed maximum at low height, and moderate daytime upslope flows. We finally studied the influence of errors in total net turbulent fluxes.

In general, fluxes H and LE were a gain and a loss, respectively, of energy for the glacier. Whereas turbulent fluxes had high magnitudes under strong downslope flows, this regime was of lesser importance for net turbulent flux because H and LE were of the same magnitude and canceled out. The katabatic regime also had small fluxes that canceled out. The highest flux losses occurred during upslope flows, because fluxes H were low during the day due to a small temperature difference between the air and the surface, whereas sublimation ($LE < 0$) remained high due to large humidity gradients (Sicart *et al.*, 2005).

For moderate-to-high wind-speed conditions (> 3 m s⁻¹) in upslope and strong downslope flows, large outer-layer eddies interacted with the surface flow, and large random errors in the EC method originated from poor statistical sampling of these structures. The random error was moderate when wind speed was low. We showed

that the [Hollinger & Richardson \(2005\)](#) method, when applied with the mast configuration of the 2007 campaign, was not adapted for deriving sampling errors due to the presence of large-scale eddy structures, because the masts were too close to each other (~ 20 m). Instead, we used the [Mann & Lenschow \(1994\)](#) method.

When a wind-speed maximum was observed at low-height, nonstationarity affected individual fluxes erratically and led to additional random errors in mean EC fluxes. Mean relative random error was 12% over the campaign. Biases could lead to underestimating flux magnitude by around 20% using the EC method. The largest bias was potential underestimation of vertical wind speed by the non-orthogonal anemometers, which could lead to underestimating fluxes by about 16 %. Such a large bias must be considered with caution, since we intentionally used large estimates. Furthermore, this issue is not well documented and remains controversial. High-frequency losses remained small, at most $\sim 4\%$.

For the BA method, the main source of random errors came from uncertainties in roughness lengths ; they were large at the hourly time-scale ($\sim 40\%$) but decreased to 5% for net turbulent fluxes estimated for the entire campaign. Systematic errors were generally high. Surface-temperature errors induced by solar radiation effects probably led to overestimating energy losses in turbulent fluxes, especially in daytime upslope flows. A larger bias arose, however, from nonstationarity induced by interactions of low-frequency perturbations with the surface layer, and dominated overall systematic errors. This led to net underestimation of flux magnitude : using the BA method, net turbulent flux over the entire campaign was only 60 % of that measured with the EC method.

Apart from these effects, vertical divergence of fluxes probably occurred due to the shallow depth of the surface layer, which affected both EC and BA methods. Flux divergence had a limited effect below 2 m ($< 15\%$) in strong downslope flows or upslope flows. It was large when a katabatic maximum was observed ($\simeq 67\%$ at 2 m). Nonetheless, lowering the measurement height to reduce this effect would lead to larger uncertainties in BA-based fluxes since it would result in an increase in measurement random error. The results presented here suggest that a height of 1 m for estimating surface turbulence fluxes with the BA method could be a convenient trade-off between these two constraints (Fig. 5.7).

In the context of energy-balance studies on Zongo glacier, random errors in the BA and EC methods would be large when studying melt processes at short time-scales, since they were occasionally large for short periods. But random errors would probably be of secondary importance when calculating melt over monthly time-scales, since random errors cancel out to moderate values. Nonetheless, we showed that the contribution of strong downslope flows to net turbulent exchange was not well defined because of large random errors affecting small net fluxes. In night-time downslope flows, most systematic errors were low or canceled out, together with the fluxes. Only vertical flux divergence, affecting both BA and EC methods, did not cancel out. In daytime upslope flows, systematic biases in largely negative LE fluxes and small H fluxes did not cancel out. Flux divergence remained moderate but cannot be neglected because the net fluxes were large. Conversely, because of the large net fluxes, relative random errors were lower in these cases. Since this regime exhibited the largest net turbulent exchanges, these issues need further investigation.

The measurements and calculation methods for estimating surface temperature need improvement. Vertical divergence of flux must be studied in more detail ; contributions from simulation modeling would be useful, but models are still difficult to apply to katabatic flows disturbed by outer-layer interactions (e.g. [Denby & Greuell, 2000](#)). Similar studies are necessary for other glaciers, influenced by different climates, where the contribution of turbulent sensible and latent heat fluxes to surface energy balance differs from that on tropical glaciers, e.g., at high latitudes and on low-altitude glaciers, where sensible heat fluxes are large but sublimation is low and deposition can be high. The role of the errors studied here might differ considerably on sites with distinctly different meteorological characteristics, and the influence of turbulent flux uncertainties on surface energy balance might also differ.

5.6 Appendix

5.6.1 Random error propagation in the bulk-aerodynamic method.

5.6.1.1 General formulation

We present in this appendix calculation of the terms of random error in the bulk-aerodynamic estimation of turbulent fluxes and random error in surface temperature and specific humidity.

If we assume measurement errors in each variable were independent, let us recall the formula for error in bulk flux using a linear model, assuming the stability functions were constant for small variations in Δu , $\Delta\theta$, Δq , z and $z_{0,t,q}$ (Eqs. 5.15 and 5.16) :

$$\begin{aligned}
 (\delta H)^2 &= \left(\frac{\partial H}{\partial \bar{u}}\right)^2 (\delta \bar{u})^2 + \left(\frac{\partial H}{\partial \Delta \bar{\theta}}\right)^2 (\delta \Delta \bar{\theta})^2 + \left(\frac{\partial H}{\partial \Delta \theta}\right)^2 (\delta \Delta \theta)^2 \\
 &+ \left(\frac{\partial H}{\partial z}\right)^2 (\delta z)^2 + \left(\frac{\partial H}{\partial z_0}\right)^2 (\delta z_0)^2 + \left(\frac{\partial H}{\partial z_t}\right)^2 (\delta z_t)^2
 \end{aligned} \tag{5.17}$$

$$\begin{aligned}
 (\delta LE)^2 &= \left(\frac{\partial LE}{\partial \bar{u}}\right)^2 (\delta \bar{u})^2 + \left(\frac{\partial LE}{\partial \Delta \bar{q}}\right)^2 (\delta \Delta \bar{q})^2 \\
 &+ \left(\frac{\partial LE}{\partial z}\right)^2 (\delta z)^2 + \left(\frac{\partial LE}{\partial z_0}\right)^2 (\delta z_0)^2 + \left(\frac{\partial LE}{\partial z_q}\right)^2 (\delta z_q)^2
 \end{aligned} \tag{5.18}$$

where we assumed errors on the air density (thus on the air pressure measurements) were negligible. Also, the specific heat and latent heat coefficients are supposed to be accurately known. This expression can be rewritten in terms of relative error :

$$\begin{aligned}
 \left(\frac{\delta H}{H}\right)^2 &= \frac{1}{H^2} \left(\frac{\partial H}{\partial \bar{u}}\right)^2 (\delta \bar{u})^2 + \frac{1}{H^2} \left(\frac{\partial H}{\partial \Delta \bar{\theta}}\right)^2 (\delta \Delta \bar{\theta})^2 + \frac{1}{H^2} \left(\frac{\partial H}{\partial \Delta \theta}\right)^2 (\delta \Delta \theta)^2 \\
 &+ \frac{1}{H^2} \left(\frac{\partial H}{\partial z}\right)^2 (\delta z)^2 + \frac{1}{H^2} \left(\frac{\partial H}{\partial z_0}\right)^2 (\delta z_0)^2 + \frac{1}{H^2} \left(\frac{\partial H}{\partial z_t}\right)^2 (\delta z_t)^2
 \end{aligned} \tag{5.19}$$

$$\begin{aligned}
 \left(\frac{\delta LE}{LE}\right)^2 &= \frac{1}{LE^2} \left(\frac{\partial LE}{\partial \bar{u}}\right)^2 (\delta \bar{u})^2 + \frac{1}{LE^2} \left(\frac{\partial LE}{\partial \Delta \bar{q}}\right)^2 (\delta \Delta \bar{q})^2 \\
 &+ \frac{1}{LE^2} \left(\frac{\partial LE}{\partial z}\right)^2 (\delta z)^2 + \frac{1}{LE^2} \left(\frac{\partial LE}{\partial z_0}\right)^2 (\delta z_0)^2 + \frac{1}{LE^2} \left(\frac{\partial LE}{\partial z_q}\right)^2 (\delta z_q)^2
 \end{aligned} \tag{5.20}$$

where the terms related to each relative error for each type of measurement appear independently. These terms can thus be studied separately before incorporating them back into the expression for total error.

5.6.1.2 Wind-speed error

The relative error in wind speed propagates as follows :

$$\frac{\partial H}{\partial \bar{u}} = \rho C_p k^2 \frac{(\bar{\theta} - \bar{\theta}_s)}{\left[\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \psi_m\left(\frac{z}{L_*}\right) \right] \left[\ln\left(\frac{z}{z_t}\right) - \psi_h\left(\frac{z}{L_*}\right) \right]} \tag{5.21}$$

$$\frac{\partial LE}{\partial \bar{u}} = \rho L_e k^2 \frac{(\bar{q} - \bar{q}_s)}{\left[\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \psi_m\left(\frac{z}{L_*}\right) \right] \left[\ln\left(\frac{z}{z_t}\right) - \psi_h\left(\frac{z}{L_*}\right) \right]} \tag{5.22}$$

$$\frac{1}{H} \frac{\partial H}{\partial \bar{u}} \delta \bar{u} = \frac{1}{LE} \frac{\partial LE}{\partial \bar{u}} \delta \bar{u} = \frac{\delta \bar{u}}{\bar{u}} \quad (5.23)$$

so that the relative error in H and LE due to errors in wind-speed measurements is simply the relative error in \bar{u} .

5.6.1.3 Air-temperature error

Propagating the relative error in H due to noise in $\overline{\Delta\theta}$ gives :

$$\frac{\partial H}{\partial \overline{\Delta\theta}} = \rho C_p k^2 \frac{\bar{u}}{\left[\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \psi_m\left(\frac{z}{L_*}\right) \right] \left[\ln\left(\frac{z}{z_t}\right) - \psi_h\left(\frac{z}{L_*}\right) \right]} \quad (5.24)$$

So that :

$$\frac{1}{H} \frac{\partial H}{\partial \overline{\Delta\theta}} \delta \overline{\Delta\theta} = \frac{\delta(\overline{\Delta\theta})}{\overline{\Delta\theta}} \quad (5.25)$$

Like the wind-speed error, the error due to measurement errors in temperature is simply the relative error in $\overline{\Delta\theta}$. The error due to noise around temperature indirectly affects LE via the error in measuring humidity ; this is discussed later.

5.6.1.4 Sensor height error

Random error in the fluxes due to random error in measuring the height can be derived as follows :

$$\begin{aligned} \frac{\partial H}{\partial z} &= - \frac{\rho C_p k^2 \bar{u} \overline{\Delta\theta}}{z \left[\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \psi_m\left(\frac{z}{L_*}\right) \right] \left[\ln\left(\frac{z}{z_t}\right) - \psi_h\left(\frac{z}{L_*}\right) \right]^2} \\ &\quad - \frac{\rho C_p k^2 \bar{u} \overline{\Delta\theta}}{z \left[\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \psi_m\left(\frac{z}{L_*}\right) \right]^2 \left[\ln\left(\frac{z}{z_t}\right) - \psi_h\left(\frac{z}{L_*}\right) \right]} \end{aligned} \quad (5.26)$$

So that we get, for the relative error :

$$\frac{1}{H} \frac{\partial H}{\partial z} \delta z = - \frac{\delta z}{z} \left(\frac{1}{\left(\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \psi_m\left(\frac{z}{L_*}\right) \right)} + \frac{1}{\left(\ln\left(\frac{z}{z_t}\right) - \psi_h\left(\frac{z}{L_*}\right) \right)} \right) \quad (5.27)$$

The error in height measurements likewise affects latent heat flux (changing roughness lengths and stability functions to those for humidity). The equation shows this error decreases as measurement height increases.

5.6.1.5 Roughness lengths

Uncertainties in roughness lengths measurements propagate as follows :

$$\frac{\partial H}{\partial z_0} = \bar{\rho} C_p k^2 \frac{\bar{u} \overline{\Delta\theta}}{z_0 \left(\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \psi_m\left(\frac{z}{L_*}\right) \right)^2 \left(\ln\left(\frac{z}{z_t}\right) - \psi_h\left(\frac{z}{L_*}\right) \right)} \quad (5.28)$$

$$\frac{1}{H} \frac{\partial H}{\partial z_0} \delta z_0 = \frac{\delta z_0}{z_0 \left(\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \psi_m\left(\frac{z}{L_*}\right) \right)} \quad (5.29)$$

This formula is identical for thermal and humidity roughness lengths in the case of latent heat flux.

5.6.1.6 Specific humidity error

Random errors in humidity measurements affect latent heat flux as follows :

$$\frac{\partial LE}{\partial \Delta q} = \bar{\rho} L_e k^2 \frac{\bar{u}}{\left[\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \psi_m\left(\frac{z}{L_*}\right) \right] \left[\ln\left(\frac{z}{z_q}\right) - \psi_h\left(\frac{z}{L_*}\right) \right]} \quad (5.30)$$

And then :

$$\frac{1}{LE} \frac{\partial LE}{\partial \Delta q} \delta \overline{\Delta q} = \frac{\delta \overline{\Delta q}}{\overline{\Delta q}} \quad (5.31)$$

Derivation of the error is not direct, since humidity is determined from measurements of temperature at the level considered (e.g. surface temperature when estimated at the surface), passing through the formula for change in water vapor pressure with air temperature T :

$$\bar{q}(z) = \frac{0.622e}{p} = \frac{0.622}{p} \times \overline{RH}(z) \times 6.1078 \times \exp\left(\frac{17.08055(\bar{T}(z) - 273.15)}{234.17 + (\bar{T}(z) - 273.15)}\right), \quad (5.32)$$

where p is atmospheric pressure (a mean of 552 hPa during the campaign) and e the saturation pressure of water in the air (hPa). To calculate profiles of \bar{q} , we assumed the air was saturated at the surface and that relative humidity decreased with height, as follows :

$$\overline{RH}(z) = \alpha \ln \frac{z}{z_q}. \quad (5.33)$$

We tuned α for each run in order for $\overline{RH}(z)$ to fit to the measurement of the automatic weather system (AWS) at the corresponding height. A logarithmic profile fits specific humidity measurements (Businger *et al.*, 1971) rather than relative humidity. Currently, not much is known about RH in the surface layer of Zongo glacier. Profile measurements (Vaisala HMP45C, 2005 winter campaign, see Sicart *et al.*, 2014a, data not shown) showed that RH decreased with height in the surface layer, but the exact shape remained unclear. We wanted to account for this decrease while keeping positive values above the unique RH measurement height at 2 m, a behavior reproduced well by a logarithmic shape. We could have done so directly on the specific humidity estimated at 2.5 m but wanted to allow for the influence of temperature variations, which were measured with the profile mast inside the surface layer. Deriving Eq. 5.32, we get for the relative error in \bar{q} :

$$\frac{\delta \bar{q}}{\bar{q}} = \frac{\delta \overline{RH}}{\overline{RH}} + \frac{\delta \bar{T} \times 17.08055 \times 234.17}{(234.17 + (\bar{T} - 273.15))^2}. \quad (5.34)$$

The second term on the right-hand side of the equation expresses the error in q due to errors in temperature measurements. Due to the quadratic term in the denominator, this term remains smaller than the relative error in relative humidity measurements.

5.6.1.7 Surface-temperature error

Surface temperature, T_s , was derived from infrared emission from the surface. Measurements of LW_{out} include thermal emission from the surface and reflections of LW_{in} :

$$LW_{out} = \varepsilon \sigma T_s^4 + (1 - \varepsilon) LW_{in} \quad (5.35)$$

where ε is thermal emissivity of the surface, and σ is the Stefan-Boltzmann constant. Inverting this relation for the surface temperature gives :

$$T_s = \left(\frac{LW_{out} - (1 - \varepsilon)LW_{in}}{\varepsilon\sigma} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (5.36)$$

Propagating the same way as in Eqs. 5.15 and 5.16 and considering that random errors are calculated for each variable of the expression, it yields :

$$\frac{\delta T_s}{T_s} = \frac{1}{4(LW_{out} - (1 - \varepsilon)LW_{in})} \times \left((\delta LW_{out})^2 + ((1 - \varepsilon)\delta LW_{in})^2 + \left(\frac{\delta \varepsilon}{\varepsilon} (LW_{out} - LW_{in}) \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (5.37)$$

The Kipp & Zonen sensor notice provides an estimated error of 10% in the irradiance (for daily sums). If we apply this as a random error in the previous equation, it yields unrealistically large relative error in estimates of surface temperature, i.e., as large as 6-7 K, considering a melting surface temperature of 273.15 K. Random noise must be lower ; analysis of SW_{inc} and SW_{out} measurements during the night, when they should be zero, or of LW_{out} when melting is observed and thus longwave emission intensity must be constant, yields typical standard deviations of 1 or 2 $W m^{-2}$. This is equivalent to a random noise of 0.4% around radiation measurements. Errors may also arise from incorrect choice of ε , which may change based on the state of the ice or snow surface. We consider that this error was a random error. We set the value of ε to 0.99 and the value of $\delta \varepsilon$ to 0.01. If we consider emission from a surface at 273.15 K ($315 W m^{-2}$), a $\delta LW/LW$ of 0.4 % and a $\delta \varepsilon$ of 0.01, Eq. 5.37 yields mean random errors in surface temperature of 0.35 K. This is the value we used as the random noise around the temperature difference between the air and the surface.

5.7 Acknowledgements

The glaciological program is supported by the Institut de Recherche pour le Développement (IRD). The authors are grateful for the assistance provided by IHH (Instituto de Hidraulica e Hidrologia), UMSA (Universidad Mayor de San Andrés) in La Paz, Bolivia. This work was funded by the French SO/SOERE GLACIO-CLIM (<http://www-lgge.ujf-grenoble.fr/ServiceObs/index.htm>), the ANR program TAG 05-JCJC-0135 and the LMI program GREATICE. It was supported by a grant from Labex OSUG@2020 (Investissements d'avenir ANR10 LABX56). We thank Patrick Wagnon for stimulating discussions and Yves Lejeune, Jean Philippe Chazarin and Benjamin Lehmann for the technical and field work.

5.8 Note : détermination des échelles de temps intégrales pour la caractérisation des erreurs aléatoires sur les covariances turbulentes

Dans l'article inclus dans ce chapitre, nous décrivons de manière approfondie les méthodes de caractérisation des erreurs sur les flux turbulents, et nous décrivons les résultats obtenus sur le glacier du Zongo durant la campagne de mesure de 2007. Cependant une partie des méthodes qui furent explorées pour caractériser l'erreur aléatoire sur les flux obtenus à l'aide des systèmes de CT n'est pas décrite. Pour être complet, nous exposons ci-après succinctement ces méthodes en se focalisant sur les études que nous avons menées mais qui ne sont pas présentées dans l'article.

L'erreur aléatoire sur les flux obtenus à partir des CT provient essentiellement d'un échantillonnage statistiques insuffisant des plus grands tourbillons participant au flux (Vickers & Mahrt, 1997). Nous avons caractérisé

cette erreur en utilisant deux méthodes, la méthode de [Hollinger & Richardson \(2005\)](#) qui s'appuie sur la comparaison des mesures de deux systèmes de CT et la méthode de [Mann & Lenschow \(1994\)](#).

La méthode de [Mann & Lenschow \(1994\)](#) repose sur des développements théoriques qui aboutissent à l'équation suivante, pronostique pour la variance d'un flux F :

$$\frac{\sigma_F}{F} = \left(\frac{2\tau_f}{P} \right)^{0.5} \left(\frac{1+r_{wx}^2}{r_{wx}^2} \right)^{0.5} \quad (5.38)$$

Où τ_f est l'échelle temporelle intégrale (integral time scale) du flux, reliée aux échelles temporelles d'évolution des plus grands tourbillons participant au flux, P est la durée d'échantillonnage et r_{wx} est le coefficient de corrélation entre w et la variable scalaire x associée aux flux (typiquement θ ou q). Cette méthode requière la détermination de τ_f . Plusieurs méthodes permettent d'évaluer cette grandeur ([Wyngaard, 1973](#); [Mann & Lenschow, 1994](#); [Finkelstein & Sims, 2001](#)).

Dans l'article inclus dans ce chapitre, nous avons utilisé la méthode de [Wyngaard \(1973\)](#) qui se base sur l'analyse des cospectres associés aux flux concernés. Le paramètre τ_f est déterminé à partir des fréquences des pics observés dans les cospectres. Les cospectres observés en couche de surface sur le glacier du Zongo (et nous le verrons, sur le glacier de Saint-Sorlin également) présentent parfois des pics uniques, et parfois deux pics situés à des fréquences très distinctes. Nous avons donc utilisé deux méthodes pour fixer la valeur de τ_f . Dans une première approche, non présentée dans l'article, nous avons utilisé un τ_f associé au pic à haute fréquence. Dans une seconde approche nous avons utilisé un τ_f changeant selon les conditions : quand un pic était observé à haute fréquence, celui-ci était alors utilisé, et lorsque deux pics étaient observés nous avons utilisé la fréquence de celui situé à plus basse fréquence. La seconde approche est celle que nous avons utilisée dans l'article. Les erreurs déterminées par la première méthode sont plus petites que les erreurs calculées à l'aide du τ_f variable (Figure 5.10). En effet le τ_f non-variable est associé au pic à haute fréquence dans les cospectres et est en moyenne plus petit que le τ_f variable. Nous supposons que les grandes structures qui interagissent avec la couche de surface produisent le pic à basse fréquence, et que la méthode du τ_f fixe, qui ne prend pas en compte la présence de ce pic, ne prend donc pas en compte l'interaction de ces structures, et sous-estime donc l'erreur d'échantillonnage statistique.

Nous avons également, afin de déterminer τ_f , testé une des méthodes proposée dans [Finkelstein & Sims \(2001\)](#), cette méthode n'est pas présentée dans l'article. Celle ci suppose que τ_f peut être obtenu à partir de l'ajustement d'une exponentielle décroissante sur la fonction d'autocorrélation de la série temporelle de $w'x'$. Les valeurs de τ_f ainsi obtenues sont plus faibles que celles obtenues à partir de la méthode de [Mann & Lenschow \(1994\)](#). L'utilisation de ce τ_f dans l'équation 5.38 conduit à des erreurs plus faibles que toutes les autres méthodes (Figure 5.10). Ce τ_f est probablement trop petit. Cela peut être du au fait que Edire ne propose de calculer les fonctions d'autocorrélation que sur des intervalles de temps de maximum quelques secondes, alors que l'échelle de temps intégrale associée aux grandes structures de couches externes est bien plus longue (~ 50 à 100 s) que cette durée.

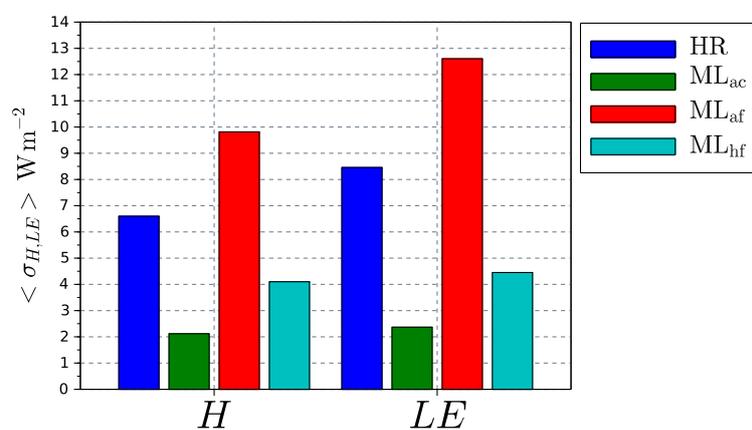


FIGURE 5.10 – Erreurs moyennes sur les flux obtenus à partir des systèmes de CT, évaluées selon différentes méthodes, pour la campagne de mesure de 2007 sur le glacier du Zongo. HR fait référence à la méthode de [Hollinger & Richardson \(2005\)](#), ML à la méthode de [Mann & Lenschow \(1994\)](#) appliquée avec un τ_f basé sur les fonctions d'autocorrélation (indice ac), basé sur le pic à haute fréquence des cospectres (indice hf) et un τ_f basé sur les cospectres mais variant selon les conditions (indice af).

Chapitre 6

Turbulence sur le glacier de Saint Sorlin

6.1 Introduction

L'objectif de cette thèse est de caractériser la turbulence et les flux turbulents sur des glaciers situés sous des latitudes différentes, et donc des conditions climatiques différentes. Nous cherchons à mettre en évidence des mécanismes généraux de production de turbulence sur les glaciers de montagne afin de pouvoir en déduire des résultats généraux concernant l'impact de ces mécanismes sur la mesure des flux. Nous avons vu que la méthode aérodynamique des profils avait tendance à sous-estimer les flux turbulents sur le glacier du Zongo. Nous avons attribué cette sous-estimation principalement à des influences de structures cohérentes sur l'écoulement en couche de surface, à des oscillations du vent catabatique, et à des divergences du flux au dessus de la surface en raison d'une couche de surface peu développée. Nous voulions savoir si les mêmes processus pouvaient être mis en évidence sur un autre glacier et le cas échéant, de quelle manière ils pouvaient influencer la mesure des échanges turbulents sous un autre climat.

De plus, il nous manquait une méthode de validation des mesures des flux turbulents, indépendante de la méthode aérodynamique des profils et de la méthode des covariances turbulentes, qui, comme nous l'avons vu, sont toutes deux soumises à de fortes incertitudes. Une méthode permettant cette validation se présente alors naturellement, la fermeture du bilan d'énergie (e.g., [Gellens-Meulenberghs, 2005](#); [Stoy *et al.*, 2013](#)), qui est un sujet d'étude très fourni, mais peu documenté sur la neige et les glaciers ([Helgason & Pomeroy, 2012a](#); [Conway & Cullen, 2013](#)). En appliquant l'équation 1.1, nous voyons que si l'ensemble des termes du bilan radiatif sont correctement mesurés, et que le flux de conduction est connu, la somme des flux turbulents $H + LE$ peut être déterminée par différentiation et équivalence avec les résidus. Cette méthode requiert néanmoins la connaissance précise des différents termes du bilan. Des mesures de bilan radiatif furent réalisées lors des campagnes TAG, mais aucune mesure du flux de conduction dans la glace, F_d , ne furent réalisées. Celui-ci n'est pas négligeable sur le glacier du Zongo durant l'hiver austral, lorsqu'une couche froide se développe dans les premiers mètres sous la surface ([Sicart *et al.*, 2011](#)), et que la fonte est très faible. L'application de cette méthode n'était donc pas possible sur le glacier du Zongo. En revanche, sur le glacier de Saint-Sorlin durant l'été, la fonte est de l'ordre de plusieurs centimètres par jour ([Six *et al.*, 2009](#)), et la température de la surface est presque en permanence maintenue à 0°C. Les flux de conduction dans la glace sont négligeables, et nous pouvons donc étudier la fermeture du bilan d'énergie en nous affranchissant de la mesure des flux de conduction sous la surface.

L'objet de ce chapitre est donc d'appliquer, sur les données obtenues au glacier de Saint-Sorlin, les méthodes développées dans les chapitres précédents et d'hors et déjà appliquées sur le glacier du Zongo. Nous proposons une caractérisation des régimes de vent, une étude des conditions de la turbulence dans la couche de surface et une étude des flux turbulents évalués par la méthode aérodynamique des profils et de la méthode des covariances turbulentes. Nous comparons le bilan d'énergie à la fonte mesurée, afin d'évaluer l'impact d'éventuels biais des

flux turbulents sur le calcul du bilan d'énergie.

6.2 Caractérisation des hauteurs de rugosité

Avant de pouvoir étudier les flux turbulents sur le glacier de Saint-Sorlin, nous devons déterminer les valeurs des hauteurs de rugosité, paramètre indispensable pour le calcul des flux par la méthode aérodynamique des profils dans sa version "bulk". Celles-ci furent déterminées à l'aide des données de profils de la campagne de mesure de 2009, et les méthodes d'ajustements simples et itératifs exposées au chapitre 3, "Mesures et méthodes". Nous n'utilisons que les données des profils récoltées à des hauteurs inférieures à 2.5 m, pour augmenter la quantité d'ajustements corrects disponibles. Cela est dû à la faible extension de la couche de surface au-dessus du sol. Nous discutons d'abord de la validité des mesures de température, puis nous présentons les résultats de la détermination des hauteurs de rugosité.

6.2.1 Profils de température

Nous avons montré, pour la campagne de 2007 sur le glacier du Zongo, que subsistaient des effets de surestimation de la température dus au rayonnement solaire, malgré les ventilations mécaniques permanentes installées dans les abris des thermocouples. Une correction avait été appliquée, se basant sur la comparaison des températures du TOTEM avec celle du système de CT, qui ne sont pas influencées par des effets de rayonnement. Etant donné le peu de mesures de CT disponibles durant la campagne de 2009 sur le glacier de Saint-Sorlin, nous n'avons pas pu effectuer cette correction des températures du TOTEM. Nous testons les effets du rayonnement sur la température mesurée en comparant les hauteurs de rugosité thermique avec le rayonnement solaire incident et avec la vitesse du vent, car celle-ci peut induire une meilleure ventilation des capteurs.

6.2.2 Hauteurs de rugosité

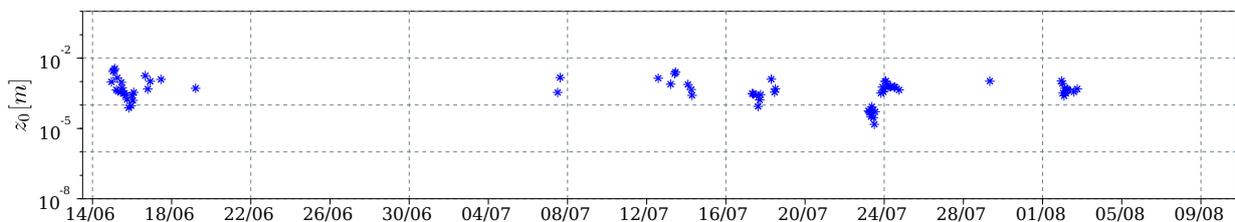


FIGURE 6.1 – Evolution des hauteurs de rugosité dynamiques évaluées à partir d'ajustements de profils semi-logarithmiques sur les mesures horaires de profils de vent durant la campagne de mesure de l'été 2009 sur le glacier de Saint-Sorlin.

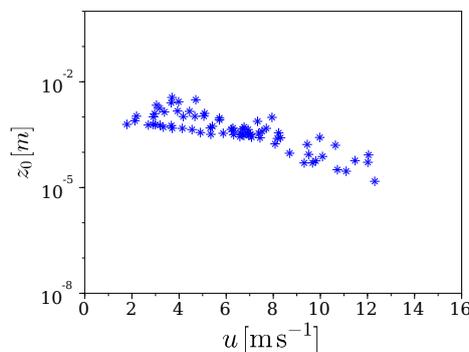


FIGURE 6.2 – Comparaison des hauteurs de rugosité dynamiques avec la vitesse du vent mesurée à 2 m. Les hauteurs de rugosité ont été évaluées à partir d'ajustements de profils semi-logarithmiques sur les mesures horaires de profils de vent durant la campagne de mesure de l'été 2009 sur le glacier de Saint-Sorlin.

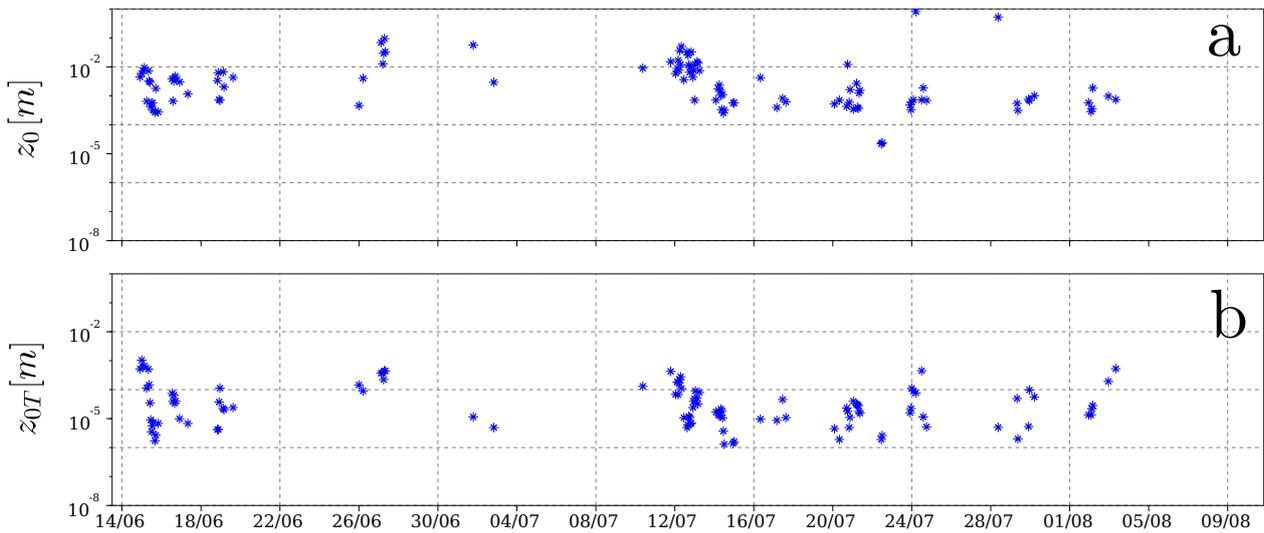


FIGURE 6.3 – Evolution des hauteurs de rugosité dynamiques (z_0) et thermiques (z_t) évaluées à partir d'ajustements itératifs de profils semi-logarithmiques sur les mesures horaires des profils de vent et de température durant la campagne de mesure de l'été 2009 sur le glacier de Saint-Sorlin.

Les résultats obtenus à partir des ajustements simples (permettant la détermination de z_0), ou itératifs (pour déterminer z_0 et z_t), ont été triés en fonction d'un ensemble de critères afin de s'assurer de ne retenir que des mesures de qualité (Sicart *et al.*, 2014a). Pour les ajustements simples, nous sélectionnons des conditions proches de la neutralité, en ne retenant que les cas pour lesquels $R_{ib} < 0.05$ (calculé entre le premier niveau et le niveau à une hauteur de 2.5 m) et aucun maximum de vent n'est observé à faible hauteur, afin de nous placer dans les conditions les plus proches de l'applicabilité des profils semi-logarithmiques. Nous ne conservons que les ajustements pour lesquels le coefficient de régression (R^2) est supérieur à 0.99. Cette procédure sélectionne 75 profils horaires parmi les 1248 disponibles.

Pour les ajustements itératifs, tout comme pour les ajustements simples, nous ne considérons que les cas pour lesquels $R_{ib} < 0.05$ et aucun maximum de vent n'est observé à faible hauteur. Nous ne conservons que les ajustements ayant convergé avant 50 itérations, et pour lesquels les R^2 des ajustements sur les profils de température et de vitesse du vent sont simultanément supérieurs à 0.95. Le critère sur le R^2 est moins exigeant que dans le cas des ajustements simples, car l'itération sur le profil de température appauvrit souvent la qualité de l'ajustement sur le profil de vitesse, et un critère trop exigeant aurait donc supprimé trop de cas. Nous conservons, au final, 110 profils sur 1248 disponibles.

Les hauteurs de rugosité dynamiques déterminées à l'aide des ajustements simples sur les profils de vent n'évoluent pas significativement au cours de la campagne (Figure 6.1). Leur valeur est d'environ 10^{-3} m. La dispersion des valeurs est assez grande, d'environ 1,5 ordres de grandeur. Une baisse est observée vers le 23 Juillet, où les hauteurs de rugosité dynamique atteignent un minimum de 10^{-4} m, que nous ne pouvons attribuer à des chutes de neige. Il semblerait que l'évaluation de la hauteur de rugosité dynamique par un ajustement simple sur le profil de vent est influencée par la vitesse du vent. En effet, la rugosité dynamique est plus faible lorsque le vent est plus fort (Figure 6.2). Lorsque la vitesse du vent augmente, la hauteur de rugosité dynamique diminue. C'est précisément aux alentours du 23 juillet que les plus grandes valeurs de vitesse de vent sont observées ($10-12 \text{ m s}^{-1}$).

Les hauteurs de rugosité dynamiques et thermiques déterminées à partir des ajustements itératifs ne suivent pas non plus d'évolution claire avec le temps (Figure 6.3). La dispersion des hauteurs de rugosité dynamique est légèrement augmentée par rapports aux ajustements simples sur le profil de vent. Nous obtenons une médiane d'environ 10^{-3} m pour cette grandeur, similaire à la valeur obtenue à l'aide des ajustements simples. La dispersion des hauteurs de rugosité thermiques est d'environ trois ordres de grandeur. La valeur médiane est d'environ

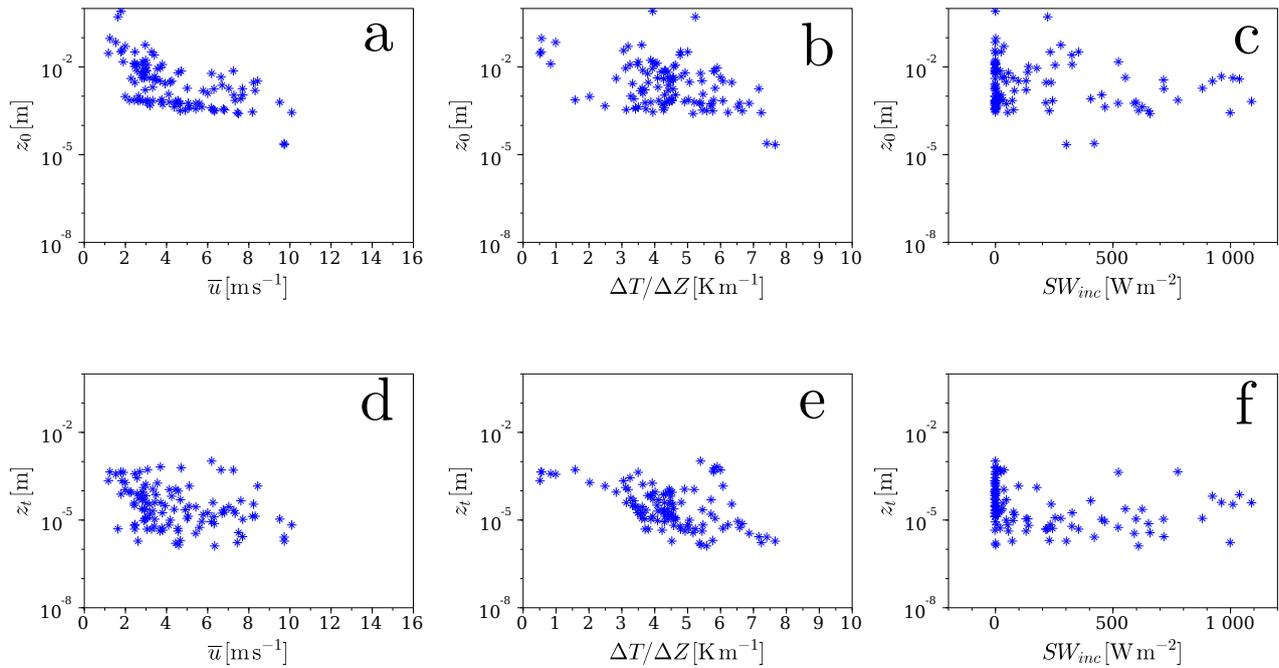


FIGURE 6.4 – Comparaison des hauteurs de rugosité dynamiques (z_0 , panneaux a, b et c) et thermiques (z_t , panneaux d, e et f) évaluées à partir d’ajustements itératifs de profils semi-logarithmiques sur les mesures horaires des profils de vent et de température durant la campagne de mesure de l’été 2009 sur le glacier de Saint-Sorlin. (a et d) Comparaisons avec la vitesse du vent, (d et e) comparaisons avec le gradient de température et (c et f) comparaisons avec le rayonnement solaire incident

10^{-5} m. La baisse des hauteurs de rugosité dynamiques durant l’épisode de vent fort aux alentours du 23 Juillet, observée dans le cas des ajustements simples, n’est pas observée dans le cas des ajustements itératifs. La dépendance de z_0 à la vitesse du vent semble être affaiblie par l’itération sur le profil de température (Figure 6.4a). La rugosité thermique n’est pas influencée par la vitesse du vent (Figure 6.4d), ce qui suggère que la ventilation naturelle des capteurs de température par de forts vents a peu d’effet sur z_t , indiquant que la ventilation artificielle était probablement efficace. La hauteur z_0 n’est pas influencée par le gradient de température, alors que z_t l’est (Figure 6.4b et e). Enfin, l’absence de dépendance des hauteurs de rugosité sur le rayonnement solaire incident confirme que d’éventuelles erreurs résiduelles, induites par le rayonnement solaire sur les capteurs de température, n’ont pas d’impact notable sur la caractérisation des hauteurs de rugosité (Figure 6.4c et f). Il semblerait que la méthode des ajustements itératifs soit plus fiable que la méthode des ajustements simples, car les hauteurs de rugosité dépendent alors moins des variables météorologiques.

Nous utiliserons dans ce chapitre, pour la détermination des flux à partir de la méthode aérodynamique des profils, les valeurs de rugosité thermique et dynamique médianes, obtenues à partir des ajustements itératifs. Nous avons donc $z_0 = 0.001$ m et $z_t = 0.00001$ m. Ces valeurs sont proches de celles trouvées sur le glacier du Zongo, et cohérentes avec l’état de la surface observé durant la campagne. En début de campagne elle était recouverte de neige puis lorsque cette dernière a disparu sous l’effet de la fonte, elle a laissé place à une surface de glace lisse. Les mêmes valeurs sont utilisées pour la campagne de 2006, pour laquelle l’état de surface du glacier était similaire à celui observé en 2009. Ces valeurs sont considérées comme constantes durant les campagnes, étant donné qu’aucune variation claire n’est observée.

Contribution of the turbulent heat fluxes to the summer melt of Saint-Sorlin glacier in the French Alps

Maxime Litt, Jean-Emmanuel Sicart, Delphine Six, Warren D. Helgason, Patrick Wagnon

Article préparé pour “*Journal of Glaciology*”

Resumé

Sur les glaciers de montagne, des erreurs importantes sont susceptibles d'affecter la mesure des flux turbulents de chaleur en surface, conduisant à des incertitudes sur l'évaluation de la fonte à partir de méthodes de bilan d'énergie de surface (SEB). Nous étudions le rôle des flux turbulents et des biais sur leur mesure, sur la fonte modélisée sur le petit glacier de Saint-Sorlin (Alpes Françaises, 45° N, 6.1° E, ~ 3 km²) durant deux périodes d'été en 2006 et 2009, caractérisées par des conditions de vent contrastées. Des profils verticaux de vitesse du vent et de température de l'air et des données de turbulence à haute fréquence, collectées dans la couche de surface, sont utilisées pour caractériser les conditions de vent, la turbulence et les flux turbulents et leurs relations avec les circulations de vallée et le forçage de grande échelle. En conditions de forçage synoptique faible, les effets thermiques dominent la circulation. Sur le glacier, de faibles écoulements catabatiques avec un maximum de vent à faible hauteur (2-3 m) sont observés 70% du temps et sont associés à de faibles flux turbulents. Quand le forçage synoptique est fort, le vent dans la vallée s'aligne avec l'écoulement du glacier, d'intenses écoulements descendants sont observés, aucun maximum de vent catabatique n'est visible sous 5 m et les flux turbulents sont intenses. Pour ces deux régimes l'énergie cinétique turbulente corrèle mal avec les gradients moyens de température et de vitesse de vent dans la couche de surface, probablement en raison de l'interaction de perturbations orographiques de grandes échelle avec l'écoulement de surface, lorsque le forçage est fort, ou en raison d'oscillations à basses fréquences de l'écoulement catabatique quand le forçage est faible. Il en résulte que la méthode bulk-aérodynamique tend à sous-estimer les flux. Durant la saison de fonte en 2006, les conditions de forçage faible étaient plus fréquentes, et le biais sur le SEB est négligeable car les flux turbulents restent faibles. Pendant la saison de fonte en 2009, les forçages étaient souvent intenses et les biais induits sur le SEB conduisent à une sous estimation non-négligeable de la fonte. L'utilisation d'une hauteur de rugosité effective adéquatement choisie compense la différence et conduit à une meilleure estimation de la fonte avec le SEB.

Abstract

On mountain glaciers, large errors may affect turbulent surface heat fluxes measurements, which may lead to uncertainties in estimating melt from surface energy balance (SEB) methods. We study the role of turbulent surface heat fluxes and their measurement biases on the modeled melt of the small Saint-Sorlin Glacier (French Alps, 45° N, 6.1° E, $\sim 3 \text{ km}^2$) during the summers of 2006 and 2009 characterized by contrasted wind conditions. Air-temperature and wind-speed vertical profiles and high frequency turbulent data, collected in the surface layer, are used to characterize the wind conditions, the turbulence and the turbulent fluxes in the surface layer and their links with the valley circulation and the large scale forcing. In weak synoptic forcing, local thermal effects dominate the wind circulation. On the glacier, weak katabatic flows with a wind-speed maximum at low height (2-3 m) are detected 70% of the time and are associated to weak turbulent fluxes. When the large scale forcing is strong, the wind in the valley aligns with the glacier flow, intense downslope flows are observed, no katabatic wind-speed maximum is visible below 5 m, and the turbulent fluxes are high. For both regimes turbulent kinetic energy relates poorly to the mean temperature and wind-speed gradients in the surface layer, probably because of the interaction of large-scale orographic disturbances with the surface layer flow when the forcing is strong, or low frequency oscillations of the katabatic flow when the forcing is weak. As a result the bulk aerodynamic method tends to underestimate the fluxes. During the 2006 melt season when weak synoptic forcing conditions were frequent, the bias on the surface energy balance calculation is negligible because turbulent fluxes remain weak. During the 2009 melt season when strong large scale forcing is frequent, the induced biases on the surface energy balance lead to a significant underestimation of the melt. The use of an adequate effective roughness length compensates for the difference in the turbulent fluxes estimation methods and yields better melt estimation with the SEB.

6.3 Introduction

Changes in the melt regime of mountain glaciers are expected due to climate change and might affect hydrological regimes in mountainous catchments (Viviroli *et al.*, 2011). There is a strong need for understanding the links between large-scale atmospheric changes and glacier melt processes. Glaciers melt response to climate change is generally assessed using calibrated temperature-index models of various complexities (Hock, 2003; Huss *et al.*, 2010; Pellicciotti *et al.*, 2012). Melt rates might be well simulated by temperature-index methods for well documented glacier meteorological conditions, related to prevailing large scale circulation patterns in the atmosphere, but under changing climate, the frequency of occurrence of specific atmospheric circulation patterns may change (Corti *et al.*, 1999), thus affecting relationships between temperature and melt. The physical link between glacier melt and climate is the surface energy balance (SEB), embodying all the heat exchanges occurring near the glacier surface (Oke, 1987). SEB studies under contrasted climatic conditions are required to validate temperature-index calibrations, and adapt them to changing melt processes in a changing climate.

Turbulent fluxes can play a significant role in the SEB of glaciers (e.g. Sicart *et al.*, 2008; Anderson *et al.*, 2007; Gillett & Cullen, 2011) but are not well known, since they are usually evaluated using the so-called bulk aerodynamic (BA) method, based on the assumptions that fluxes are constant with height and that turbulent mixing scales with mean vertical gradients of wind speed, temperature and humidity near the surface. These assumptions are frequently violated over mountain glaciers. This is mainly due to frequent occurrence of katabatic winds (Poulos & Zhong, 2008) and to non-stationarity induced by the interaction of outer-layer turbulent structures with the surface flow. Such structures might be generated when synoptic forcing is strong and the large-scale atmospheric flow interacts with the complex orography (Smeets *et al.*, 1999, 2000). Unmet similarity assumptions may lead to underestimating the flux with the BA method (Mahrt, 2008; Litt *et al.*, 2014b).

The impact of turbulent heat fluxes biases on SEB calculations has been documented for vegetation canopies (Gellens-Meulenberghs, 2005; Stoy *et al.*, 2013), but few studies have dealt with glacier or snow surfaces (e.g. Helgason & Pomeroy, 2012a; Conway & Cullen, 2013). Evaluating the accuracy of the BA method for different atmospheric conditions is necessary to understand the impact of the similarity assumptions on SEB calculations over mountain glaciers, and thus, on the evaluation of glacier melt rates from meteorological measurements or from climate data.

This study on the Saint-Sorlin glacier (French Alps, Grandes Rousses massif, 45° N, 6.1° E) compares turbulent flux measurements with observed large-scale weather patterns over Europe, in order to study the impact of turbulent fluxes and their measurement biases on glacier melt calculations, in different prevailing atmospheric circulation patterns. The study covers two melt periods during the summers of 2006 and 2009, for which dominant atmospheric conditions were contrasted. Atmospheric circulation patterns were characterized with a daily time series of weather patterns derived from the analysis of Garavaglia *et al.* (2010). Surface-layer flow and turbulence data were obtained from two field campaigns deployed in the ablation area of the glacier. We used data from a 6-m mast measuring vertical profiles of wind speed and temperature, a high frequency Eddy-Covariance system, and radiation, temperature, wind speed and humidity measured by automated weather stations. We characterized the turbulence in the surface-layer over the glacier and calculated the turbulent fluxes with the BA and EC method. We used the results as an input in a SEB model, together with the measured radiative fluxes. We compared the modeled melt rate with that measured with automatic sensors. We discuss the difference on the SEB calculations resulting from the use of different methods to derive the turbulent fluxes, for the two seasons, contrasted in terms of weather patterns dominance.

6.4 Site and data

6.4.1 Saint-Sorlin glacier

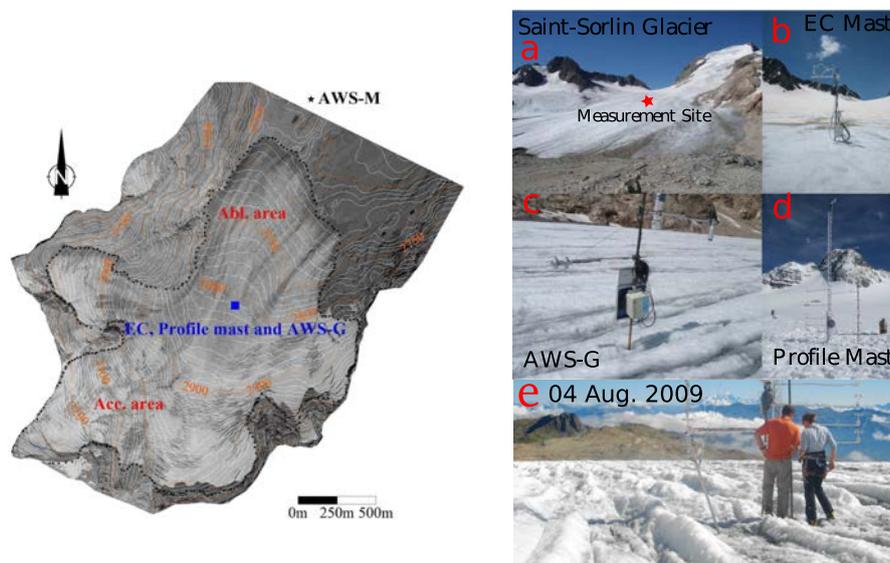


FIGURE 6.5 – Overview of the glacier and the instruments installed during the field campaigns. (left) Topographic map of the glacier and position of the instruments. (a) Picture of the Saint-Sorlin glacier taken from the AWS-M (heading to the top of the glacier, south is at the horizon), (b-c-d) the instruments installed during the 2006 and 2009 campaigns and (e) surface state at the end of the 2009 campaign.

Saint-Sorlin Glacier is located in the western part of the French Alps in the Grandes-Rousses massif. It is a small mountain glacier (surface area $\simeq 3 \text{ km}^2$) which altitude ranges between 2700 and 3400 m a.s.l (Fig. 6.5). The glacier is characterized by a large flat ablation area (slope $\simeq 5^\circ$) between 2700 and 2900 m a.s.l. and

TABLE 6.1 – Characteristics of sensors from the automatic weather stations (AWS-G and AWS-M), the eddy-covariance (EC) and the profile mast. We present the random errors on the measurements, as provided by the manufacturer and the random measurement errors that we used to quantify uncertainties on the turbulent fluxes.

Quantity	Instrument	Precision according to the manufacturer	Accuracy used in this study	Mean sensor Height (m)
Profile Mast (2009 campaign)				
Aspirated air temperature, °C	Type-T thermocouple	0.1 °C	0.1 °C	0.74, 0.84, 1.04, 1.24, 1.54, 1.84, 2.44, 3.14, 4.64
Wind speed, m s ⁻¹	Vector A100L2	1% of reading	0.1 m s ⁻¹	0.83, 1.43, 2.33, 3.03, 4.03
Eddy Covariance System (2006 campaign)				
High frequency wind speed components, m s ⁻¹	Campbell C-SAT3	$w : \pm 0.040 \text{ m s}^{-1}$ $u, v : \pm 0.015 \text{ m s}^{-1}$	$< \pm 0.04 \text{ m s}^{-1}$ $\pm 0.015 \text{ m s}^{-1}$	2.37
High frequency sonic temperature, °C	Campbell C-SAT3	0.025 °C	0.025 °C	2.37
High frequency specific humidity, %	LICOR7500	2% of reading	2% of reading	2.37
Automatic Weather Stations (2006 and 2009 campaigns)				
Aspirated air temperature, °C and relative humidity, %	Vaisala HMP45C	$\pm 0.2 \text{ °C}$ 3%	$\pm 0.2 \text{ °C}$ 3%	1.8
Wind speed, m s ⁻¹	Young 05103	0.3 m s ⁻¹	0.3 m s ⁻¹	2.50
Wind direction, deg	Young 05103	$\pm 3^\circ$	$\pm 3^\circ$	2.50
Incident and reflected shortwave radiation, Wm ⁻²	Kipp and Zonen CM3	10% on daily sums	0.4% 0.4%	1.20
Incoming and outgoing longwave radiation, Wm ⁻²	Kipp and Zonen CG3	10% on daily sums	0.4% 0.4%	1.20
Surface elevation changes, m	Campbell SR50	$\pm 0.01 \text{ m}$	$\pm 0.1 \text{ m}$	1.20

by steep slopes ($> 35^\circ$) higher. Ice flows from the South-South-West to the North-North-East, inside a valley which has the same orientation. This valley is bordered by a steep ridge on its western flank and is opened on its eastern flank. The annual mass balance of the glacier has been monitored since 1957 (Vincent *et al.*, 2000). All data are available in Haerberli *et al.* (2005) and at <http://www-lgge.obs.ujf-grenoble.fr/Service0bs/index.htm>.

6.4.2 Field campaigns

We used data from two field campaigns deployed on the ablation area of the glacier at around 2800 m a.s.l (Fig. 6.5). The first campaign was undergone between 9 July and 28 August 2006. On a mast was fixed an EC system measuring the three wind-speed components, air temperature and specific humidity at 20 Hz. The second campaign was deployed between 13 June and 04 September 2009. We installed 5 cup anemometers and 9 ventilated thermocouples on a 6-m mast. They were measuring mean temperature and wind-speed profiles. During both campaigns, on the glacier, a mast fixed nearby the other masts was holding an automatic weather station (AWS-G). It consisted of instruments measuring mean air temperature and humidity, mean wind speed and direction, incoming and outgoing shortwave and longwave radiation fluxes. Masts were fixed into the ice. Height changes due to melt or snow deposition were measured with a sonic height ranger. Due to high melt rates ($\simeq 6 \text{ cm day}^{-1}$), the height of the sensors changed with time. Instruments were manually lowered every 10 to 15 days. A picture of the instruments installed on the glacier is shown in Fig. 6.5. We also used data from an automatic weather station located outside the glacier (AWS-M), on a nearby moraine north of the site, measuring the same variables as the AWS-G. This station is part of the Glacioclim (les GLACIers, un Observatoire du

Climat) observatory that undergoes a follow-up of glaciers mass balance and meteorology in order to understand glacier fluctuations in terms of climatic variations. Table 6.1 summarizes all the instruments used and their characteristics.

At the beginning of both campaigns, glacier surface was covered with old winter or spring snow and smooth (Fig. 6.5a, b,c and d). The glacier surface was irregular at the end of the campaigns due to strong melt that caused the apparition of gullies. Height changes of about 20 to 30 cm were observed on horizontal scales of about 2-3 m (see Fig. 6.5e for 2009 campaign, a similar surface was observed at the end of 2006 campaign).

6.4.3 Data processing

All data were split into 1-h runs. High frequency data from the EC system were checked for quality (Vickers & Mahrt, 1997). Problems were mainly related to precipitation events or frost on the sensor heads. Bad quality runs were discarded (30%). Remaining good-quality runs (GQR) were despiked (Vickers & Mahrt, 1997). A planar-fit rotation (Wilczak *et al.*, 2001) was applied on each 10 to 15 days period between field visits when they were manually lowered. From this rotation we derived the longitudinal (u), lateral (v) and vertical (w) wind-speed components. The sonic temperature was corrected for water vapor influences (Schotanus *et al.*, 1983). The instrument heights were derived from the sonic height ranger and field measurements.

6.5 Methods

6.5.1 Characterization of large-scale forcing

We characterized the large-scale forcing and the frequency of typical atmospheric circulation patterns during the campaigns using a daily time series of weather patterns (WP). We used the Garavaglia *et al.* (2010) WP analysis, that is based on the analysis of the shapes of the precipitation fields measured in the south-east of France, between 1956 and 1996. The shapes of the measured precipitation fields, at the daily time scale, are classified into 8 different classes. For each class, a mean observed geopotential field over Europe is computed. Then, for any day (inside or outside the period used to characterize the decomposition, e.g. 1956-1996) the observed geopotential field shape can be analyzed and compared to the most similar mean geopotential field shape within the 8 fields proposed by the analysis, providing a WP.

A WP classification cannot be separated from the object it aims to characterize. An ideal WP decomposition for surface-layer turbulence studies would be based on relevant variables such as ground-based measurements of temperature, wind speed or humidity rather than on precipitation. Here, we use the WP to identify the direction and strength of the large-scale flows, and the frequency of typical large-scale circulation patterns during each campaign. Large-scale flow direction and strength is related to the displacement of low-pressure systems and thus to the shape of geopotential fields. Since each WP is associated with a mean geopotential field shape in the analysis of Garavaglia *et al.* (2010), it provides a simple and convenient tool for this study. An approximative direction of the atmospheric flow at low level above the ground can be associated to each WP (Fig. 6.6). In terms of wind regimes and meteorological conditions, the limitations of this WP analysis which is based on precipitation fields which were measured in the region of Saint-Sorlin glacier, are discussed in Sect. 6.6.1.2.

We grouped together the WP for which the wind conditions on the glacier were expected to be similar and we conserved three subsets. Low-pressure systems coming from the West, the South west and South are expected to cause strong winds aligned with the valley and the glacier flow. These conditions are related to Atlantic waves, Southwest and South Circulations and Central Depressions (Fig. 6.6). We grouped together the corresponding WP (patterns 1, 3, 4 and 7, Garavaglia *et al.*, 2010) in a Strong Forcing (SF) subset. Large-scale flows associated to WP1 are not well aligned with the glacier (Fig. 6.6). Nevertheless for this WP we observe strong downslope

flows above the glacier. We refer to weak large-scale flows, related to the presence of high-pressure systems (WP8) as Weak Forcing (WF). The WP 2, 5 and 6 are respectively associated to Steady Oceanic Circulations, East Returns and Northeast Circulations and are grouped together as Other Forcing (OF). They present very distinct characteristics in terms of large-scale flow directions. They are generally associated to bad weather conditions, low wind speeds and erratic wind directions on the glacier.

6.5.2 Turbulence characteristics of the surface flow

Measurements were undergone at low height (~ 2 m), supposedly inside the surface layer, which is defined as the layer of air above the surface for which the turbulent fluxes do not change by more than 10% of their surface values (Stull, 1988). Monin-Obukhov similarity theory (Monin & Obukhov, 1954), which underlies the BA method, assumes that the production of turbulent kinetic energy (TKE) in the stable surface layer is related to the mean local shear. The production of turbulence must be balanced by buoyancy and by destruction by viscous dissipation. No turbulent energy must be transported from the outer layers towards the surface layer and no advection shall transfer turbulence from some other parts of the field (Monin & Obukhov, 1954). To assess this issue, we computed the mean TKE ($\bar{\epsilon}$) using the EC data (overlines indicate temporal averages over a 1-h run and primes denote fluctuations of a value around this mean) :

$$\bar{\epsilon} = \frac{1}{2} \left(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2} \right), \quad (6.1)$$

with u , v and w the longitudinal, lateral and vertical wind speed components, respectively, and we study the change of the TKE with the temperature gradients and the mean wind speed measured in the surface layer.

We calculated the Fourier spectra of the wind-speed components and the cospectra of u with w (associated to turbulent momentum flux) and of w with the potential temperature, θ (sensible heat), and with the humidity, q (latent heat). We assumed that in an undisturbed surface layer obeying Monin-Obukhov similarity, turbulent spectra and cospectra are comparable to the Kansas curves (Kaimal *et al.*, 1972) measured under ideal conditions. Deviations from these curves are expected if the surface layer is not in equilibrium. Spectral analysis also yields information on the nature of the observed turbulent flow. Individual spectra and cospectra were calculated and then medians of the spectral powers over subsets of runs were calculated on equally spaced logarithmic intervals.

6.5.3 Turbulent fluxes

The turbulent fluxes of sensible (H) and latent heat (LE) can be written as :

$$H = -\rho C_p \overline{w'\theta'_s} = -\rho C_p u_* T_*, \quad (6.2)$$

$$LE = -\rho L_e \overline{w'q'_s} = -\rho L_e u_* q_*, \quad (6.3)$$

where fluxes directed towards the surface and towards the atmosphere are defined as positive and negative, respectively. The symbols u_* , θ_* and q_* stand for turbulent velocity, temperature and humidity surface-layer scales. The subscript s refers to surface values, ρ is the air density ($kg\ m^{-3}$), C_p is the specific heat of humid air ($1003.5\ J\ kg^{-1}\ K^{-1}$), L_e is the latent heat of sublimation of the ice ($2.83 \times 10^6\ J\ kg^{-1}$) when the surface is below freezing and the latent heat of vaporization ($2.50 \times 10^6\ J\ kg^{-1}$) when the surface is melting and k is the von Karman constant (0.4). To apply Equations 6.2 and 6.3 we used alternately the BA and the EC methods (subscript b and EC refer to the BA or the EC method, respectively). The EC method relies on direct measurements of the fluctuating quantities u , θ and q , at some height above the surface, assuming fluxes are constant between the surface and this level. The BA method estimates u_* , θ_* and q_* using finite differences of mean measurements

between the sensors and the surface, assuming that the fluxes scale with the mean vertical gradients :

$$u_{*b} = k \frac{\bar{u}}{\left(\ln \left(\frac{z}{z_0} \right) - \psi_m \left(\frac{z}{L_*} \right) \right)}, \quad (6.4)$$

$$\theta_{*b} = k \frac{(\bar{\theta} - \bar{\theta}_s)}{\left(\ln \left(\frac{z}{z_t} \right) - \psi_t \left(\frac{z}{L_*} \right) \right)}. \quad (6.5)$$

$$q_{*b} = k \frac{(\bar{q} - \bar{q}_s)}{\left(\ln \left(\frac{z}{z_q} \right) - \psi_q \left(\frac{z}{L_*} \right) \right)}. \quad (6.6)$$

The length scales z_0 , z_t and z_q are the dynamical, thermal and humidity roughness lengths (m), respectively. They were evaluated by least square iterative fitting of the temperature and wind speed vertical profiles (e.g. [Andreas, 2002](#); [Sicart et al., 2014a](#)) measured in 2009, and assuming $z_q = z_t$. We found as median values, $z_0 \simeq 0.001$ m and $z_t \simeq 0.00001$ m. Roughness lengths did not change significantly during the 2009 campaign, in spite of snow melt that uncovered the ice surface or caused the apparition of gullies, or with the occurrence of snow falls, maybe because the uncertainties were larger than the actual changes ([Sicart et al., 2014a](#)). Roughness length scales on glaciers depend mainly on the small scale features of the surface rather than on the size of large hummocky structures ([Smeets & Van den Broeke, 2008](#)). The state of the surface was similar in 2006 and 2009, and we use the same values for the roughness lengths for both field campaigns. In many SEB studies the melt rate calculation is calibrated using an effective roughness length z_e such as $z_0 = z_t = z_q = z_e$, with z_e larger than the actual values of the roughness lengths. This is done in order for the SEB to match the measured ablation ([Wagnon et al., 2003](#); [Favier, 2004](#); [Cullen et al., 2007](#); [Six et al., 2009](#)). It is unsure if this calibration compensates potential biases in the turbulent fluxes or on other SEB variables, or both. Calibrating the SEB using limited measurement periods may lead to an uncertainty, if the same calibration is applied for other meteorological conditions. We also computed the BA fluxes using an effective roughness parameter. We set z_e to 0.001 m, calibrated in [Six et al. \(2009\)](#) so that the SEB matches the observed melt during the 2006 campaign. Stability corrections $\psi_{m,h,q}$, for (m) momentum, (h) temperature and (q) humidity, respectively, were taken from [Businger et al. \(1971\)](#) and [Dyer \(1974\)](#). Temperature of the surface was derived from the outgoing longwave radiation measured at the AWS-G, assuming an emissivity of 0.99 for the ice or snow. Melt was observed most of the time, so that surface temperature was generally 0°C. The value of q_s was derived from the surface temperature assuming air at the surface was saturated. The length scale L_* is the Obukhov length defined as :

$$L_* = - \frac{\bar{\theta} u_*^2}{kg \theta_*} \quad (6.7)$$

The adimensional z/L_* is a scaling parameter in the surface layer. When evaluated with the BA method, this parameter documents the stability of the layer of air between the surface and the sensor as if TKE production would scale only on the mean local vertical gradients of wind speed and temperature. The evaluation of Equations 6.4, 6.5 and 6.6 requires an iterative scheme. A first evaluation of u_{*b} , θ_{*b} and q_{*b} was obtained assuming neutral stability ($z/L_{*b} = 0$). These estimates were used to compute a value of z/L_{*b} , which was used to calculate a new estimation of u_{*b} , θ_{*b} and q_{*b} , and so on, until convergence was reached.

6.5.4 Errors on the turbulent fluxes

We evaluated the random errors on the turbulent fluxes following the methods that [Litt et al. \(2014b\)](#) applied on the Zongo glacier. For the BA method, an analytical calculation was performed, propagating the uncertainties in the measurements of the meteorological variables (Table 6.1) through Equations 6.2 and 6.3. We assumed

the uncertainties on the roughness lengths were $\delta \ln z_{0,t,q} \simeq 1.5$, following [Sicart *et al.* \(2014a\)](#). We assumed the errors on the individual measurements were independent and that stability functions did not change much under small variations of the measurements. For the EC method, we assumed most random errors were due to a poor statistical sampling of the largest eddies ([Vickers & Mahrt, 1997](#)) and applied the [Mann & Lenschow \(1994\)](#) method which relates the random error to the time scale τ of the largest eddies of the flow. This timescale was derived from the peaks of the cospectra of w with θ and q obtained by Fourier analysis ([Wyngaard, 1973](#)).

6.5.5 Surface energy balance and melt

The melt rate was derived from the surface height changes measured with the SR50 sonic height ranger. We assumed the ice density was 900 kg m^{-3} . At the beginning of the campaigns, old snow was present at the surface and we considered it had a density of 480 kg m^{-3} . The precipitated water equivalent during occasional snowfalls on the glacier were obtained from SAFRAN reanalysis data ([Durand *et al.*, 1993](#)). Daily melt, in m, was compared with the melt evaluated from a SEB model (Melt_{SEB}), which relies on the following equation ([Oke, 1987](#)):

$$\text{Melt}_{\text{SEB}} = \frac{\sum_{\text{day}} (SW_{\text{inc}} - SW_{\text{out}} + LW_{\text{inc}} - LW_{\text{out}} + H + LE) \times 3600}{\rho_g L_f} \quad (6.8)$$

Where ρ_g is the density of the snow or ice (kg m^{-3}), L_f is the latent heat of fusion of ice ($3.34 \times 10^5 \text{ J kg}^{-1}$). The symbol SW (resp. LW) stands for hourly mean shortwave radiation (respectively longwave) expressed in W m^{-2} . The subscript *inc* (respectively *out*) stands for incoming radiation (resp. outgoing). The ground flux was neglected because the surface below the sensors did not exhibited large temperature variations. It was melting day and night or remained close to zero during the night (-2 to -3°C), so that the snow or ice below the surface was probably isothermal. A simulation of the conduction flux below the snow or ice surface, using the surface temperature as the only input data, showed that this flux was negligible, even when surface temperature fell below zero during short periods of a few hours ([Adrien Gilbert, personal communication](#)). The rare events of strong surface cooling ($\sim -6^\circ\text{C}$) during the night were associated to bad weather for which meteorological data quality was low due to frost or snow deposition on the sensors, these periods were discarded by the quality check procedure. We neglected the energy gains due to precipitation. We compared Melt_{SEB} obtained using different methods to compute the turbulent fluxes. We use H and LE fluxes from the BA method with the roughness lengths z_0 , z_t and z_q , those obtained with the effective roughness z_e and the fluxes from the EC method.

6.6 Results

6.6.1 Meteorology and wind regimes

6.6.1.1 Meteorology

We describe the meteorological conditions of each campaign in terms of frequency of Strong Forcing (SF) and Weak Forcing (WF) conditions (Figs. 6.7 and 6.8). During the 2006 campaign, in July, the weather was often influenced by WF conditions (47 % of the time, Table 6.2), and to a lesser extent by SF conditions (26 %). During the long WF event at the beginning of the campaign, mean temperatures were high (8.2°C on average). Sky was generally clear, as shown by the values of SW_{inc} ($> 500 \text{ W m}^{-2}$), but clouds were developing in the afternoons ([Six *et al.*, 2009](#)), as shown by the increases in LW_{inc} above 300 W m^{-2} and the peaks in the values of q . Wind speed was moderate (3 to 5 m s^{-1}) and the air was dry. In the beginning of August, during the 7-days long WF event, the conditions were quite different than during the WF event of July. The high pressure systems

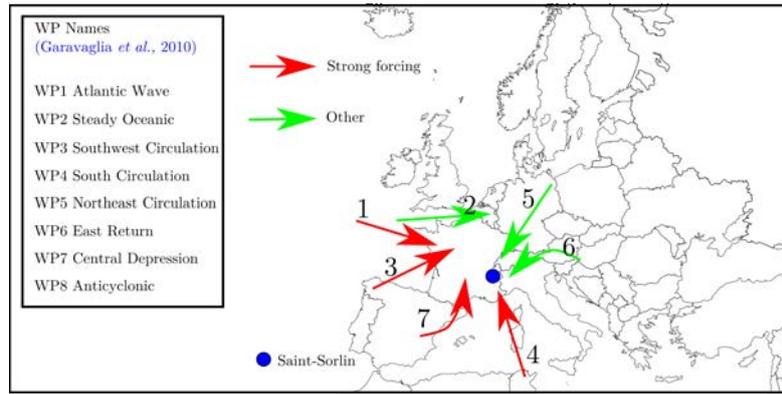


FIGURE 6.6 – Direction of the atmospheric flow in the lower atmospheric layers for different WP (adapted from Garavaglia *et al.*, 2010). (red arrows) Direction of the flow for the WP associated to strong forcing and (green arrows) direction of the flow for the other WP. No flow direction is shown for weak forcing conditions (WP8) since atmospheric wind speed was weak and direction ill-defined for these conditions.

TABLE 6.2 – Characteristics of the two field campaigns in terms of WP frequencies, meteorological data, turbulence and turbulence fluxes. Fraction of runs recorded under each group of WPs, fraction of GQR for the EC data in 2006, inside each group, and fraction of runs, inside each group during the 2009 campaign, for which a wind-speed maximum was observed with the profile mast. Mean meteorological variables recorded by the AWS-O, mean TKE in each weather group and turbulent fluxes measured with the EC and the BA methods with different roughness parameters.

	Strong Forcing		Weak forcing		Other	
	2006	2009	2006	2009	2006	2009
Time coverage	26%	46%	47%	32%	27%	21%
Fraction of GQR (EC)	85%	-	75%	-	12%	-
Fraction of GQR with a detected wind-speed maximum	-	31%	-	71%	-	72%
u_{AWS-O} [m s ⁻¹]	5.2	5.5	2.5	2.6	3.0	2.6
T_{AWS-O} [°C]	7.2	9.1	7.6	5.3	2.9	4.4
q_{AWS-O} [kg kg ⁻¹]	0.0049	0.0048	0.0058	0.0049	0.0048	0.0047
TKE [m ⁻² s ⁻²]	2.6	-	1.0	-	2.1	-
Fluxes [W m ⁻²]						
H_{EC}	45	-	24	-	21	-
LE_{EC}	-9	-	5	-	-9	-
$H_b(z_{0,t,q})$	33	41	16	7	12	5
$LE_b(z_{0,t,q})$	-6	-5	4	-3	-3	-2
$H_b(z_e)$	46	58	17	7	14	5
$LE_b(z_e)$	-9	-7	5	-4	-4	-3

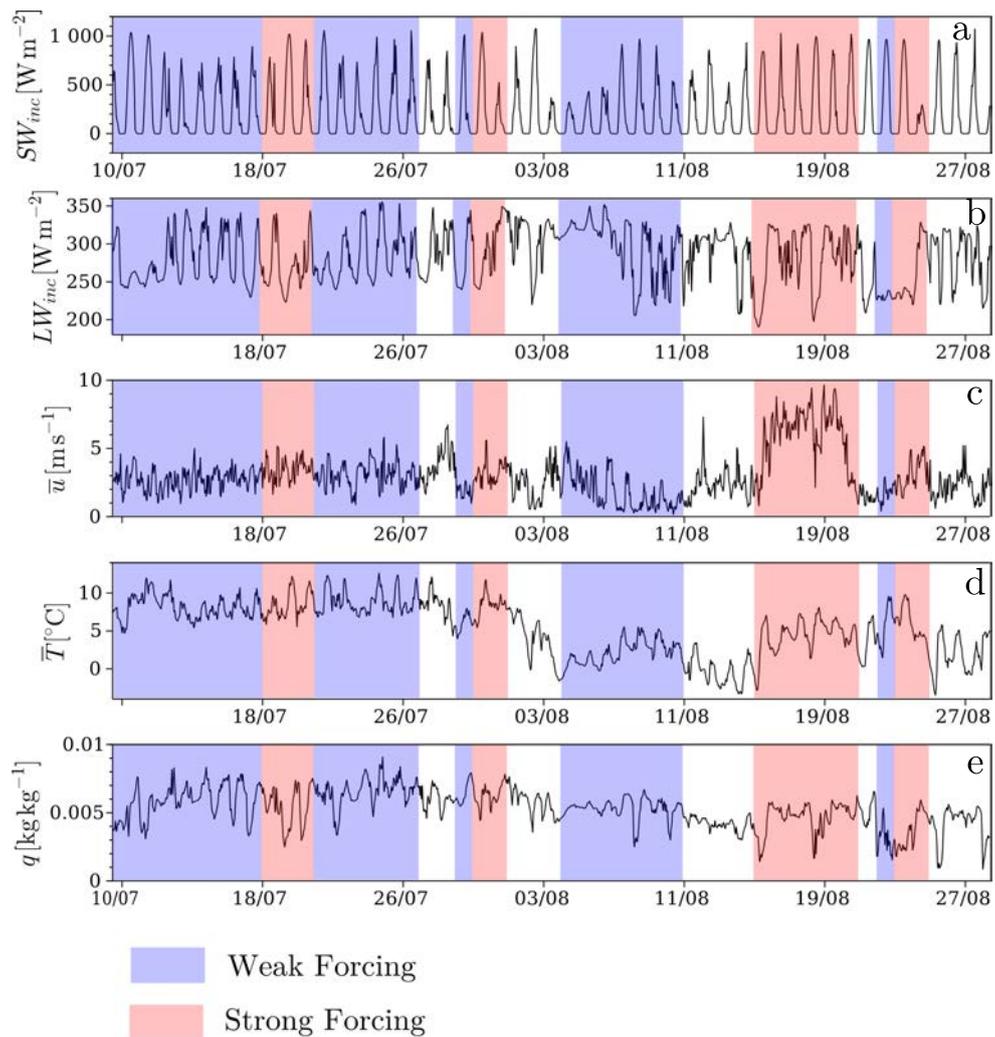


FIGURE 6.7 – Change of the meteorological variables in the ablation zone of the glacier at the AWS-G, during the 2006 field campaign. (a) incoming shortwave radiation, (b) incoming longwave radiation, (c) wind speed, (d) air temperature and (e) specific humidity of the air measured by the AWS-G. Strong Forcing conditions are shaded in red and Weak Forcing conditions in blue.

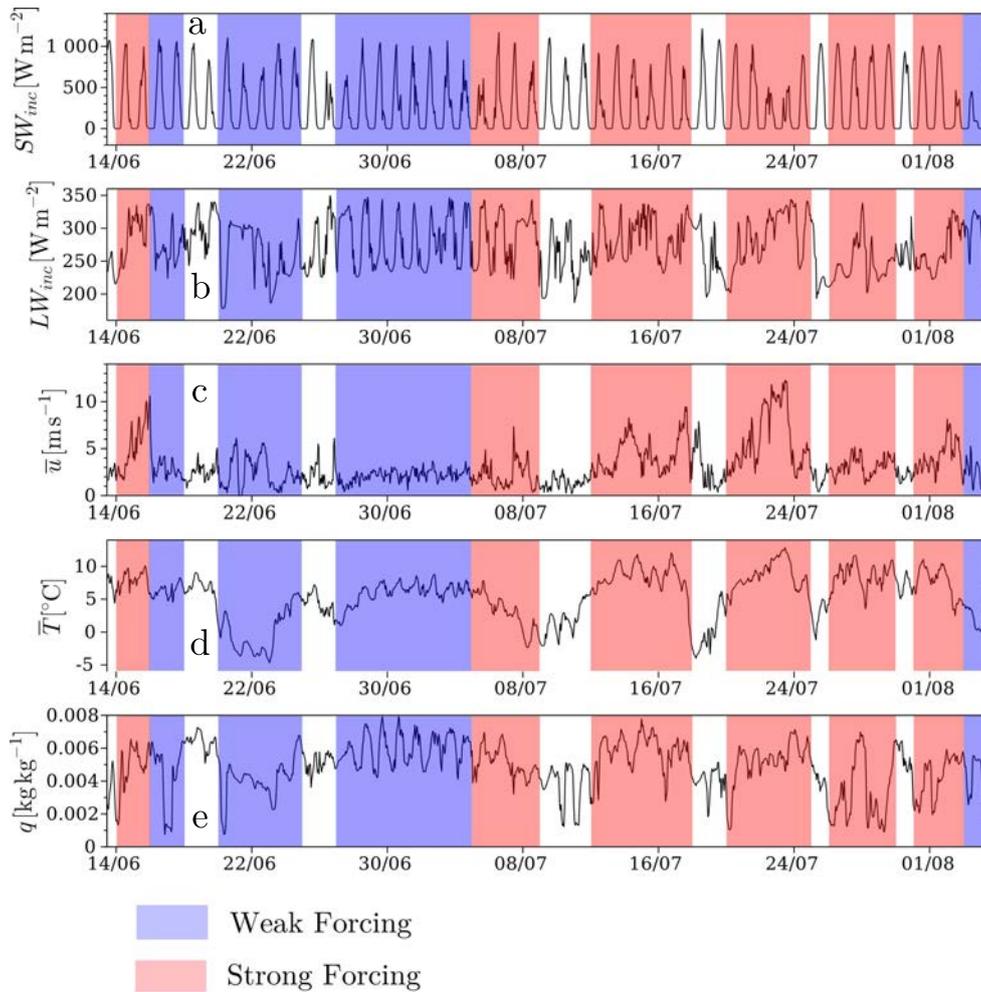


FIGURE 6.8 – Change of the meteorological variables in the ablation zone of the glacier at the AWS-G, during the 2009 field campaign. (a) incoming shortwave radiation, (b) incoming longwave radiation, (c) wind speed, (d) air temperature and (e) specific humidity of the air measured by the AWS-G. Strong Forcing conditions are shaded in red and Weak Forcing conditions in blue.

were probably favoring the displacement of cold and humid air masses from Northern Europe, since temperature was low (0-5 °C), the sky covered (as visualized by the frequent values of $SW_{inc} < 500 \text{ W m}^{-2}$), and snow fall occurred on 03 August. During this period wind speed was low (2-3 m s^{-1}). The following sequences of SF were associated to high wind speeds ($> 7 \text{ m s}^{-1}$), temperatures around 5 °C, and generally cloud covered conditions ($LW_{inc} \simeq 300 \text{ W m}^{-2}$).

During the 2009 campaign, the WP frequencies were quite distinct from that of 2006 : WF conditions prevailed from the beginning of the campaign until the end of June, but SF conditions prevailed during July and the beginning of August. The 46% of the time of the campaign were characterized by SF conditions, and only 32% by WF conditions (Table 6.2). Similarly to the 2006 campaign, two types of WF conditions were observed. One type (observed between 16 June and 18 June and between 27 June and 05 July) was characterized by temperatures above 5 °C and clear skies in the morning followed by cloudy conditions in the afternoons (see the peaks in LW_{inc} and q). The other type of WF (observed between 10 June and 25 June) was characterized by cold (-4 to 5 °C) and humid air, wind speed was low to moderate ($< 5 \text{ m s}^{-1}$), and the sky was cloud covered. This event was similar to the August 2006 cold WF event. High wind speeds were observed for the SF conditions (from 5 to 12 m s^{-1}), and clouds were also frequently observed. The SF conditions were characterized by warmer air in 2009 than in 2006 (Table 6.2).

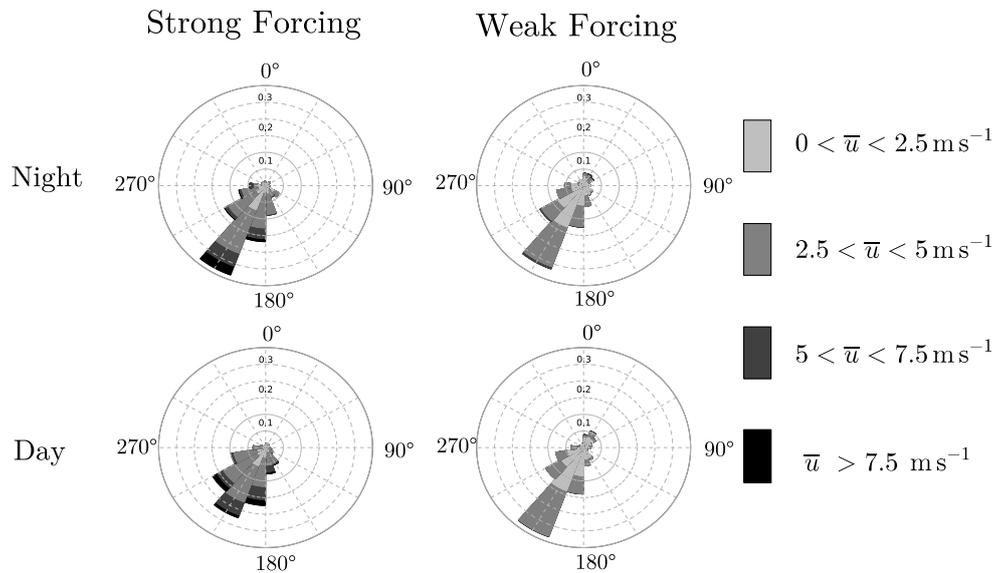


FIGURE 6.9 – Rose diagrams of wind direction and speed measured by the AWS-G during the 2009 field campaign for Strong (left panels) and Weak (right panels) Forcing conditions during the night (upper panels) and during the day (lower panels) .

6.6.1.2 Wind regimes

We defined the SF conditions as those related to low-pressure atmospheric systems that are associated to West, Southwest or South circulations, roughly aligned with the glacier flow and with the valley. As a result, in the vicinity of the glacier, these conditions were associated to the largest wind speeds, and they seemed to trigger a dominant down-valley circulation, preventing convective circulations to take place : on the glacier, wind was blowing downslope 99% of the time (Fig. 6.9). Day and night, the wind direction was similar over the glacier and outside the glacier (Figs. 6.9 and 6.10). The mean wind-speed profiles were nearly logarithmic below 2 m, and the temperature inversion was marked (Fig. 6.11). A katabatic wind-speed maximum was not frequent at low heights (Table 6.2 and Fig. 6.11), probably because it was located above the mast, or hidden in the background flow. The TKE was generally high (Table 6.2) for these conditions.

For WF conditions, associated to high-pressure systems and to weak synoptic forcing, the valley circulation seemed controlled by local thermal effects. On the glacier, wind blew mostly downslope, day and night (Fig. 6.9). Upslope winds were observed only 5% of the time. Thermal inversion led to frequent katabatic downflows day and night ($\sim 70\%$ of the WF situations, Table 6.2). A weak wind-speed maximum was observed at low heights ($\sim 2 \text{ m s}^{-1}$ at $\sim 2 \text{ m}$, Fig. 6.11). During the day, convection probably drove the circulation in the valley : outside the glacier, the wind blew down the valley during the night and up the valley during the day (Fig. 6.10). The TKE was generally small in these situations (Table 6.2).

The analysis of meteorological conditions and wind regimes during the campaigns shows that using the WP decomposition of [Garavaglia et al. \(2010\)](#) might not be adapted for SEB studies. For WF conditions only one WP is used which is always associated to weak wind speeds on the glaciers, but for which temperature and cloud cover can be significantly different. The SF conditions are generally characterized by strong winds and cloud covered conditions on the glacier, but can be associated to cold or warm air flows. However, the WF and SF classifications isolate two distinct wind circulations in the valley. The WP analysis helps in identifying different kind of circulations and their prevalence during the campaigns.

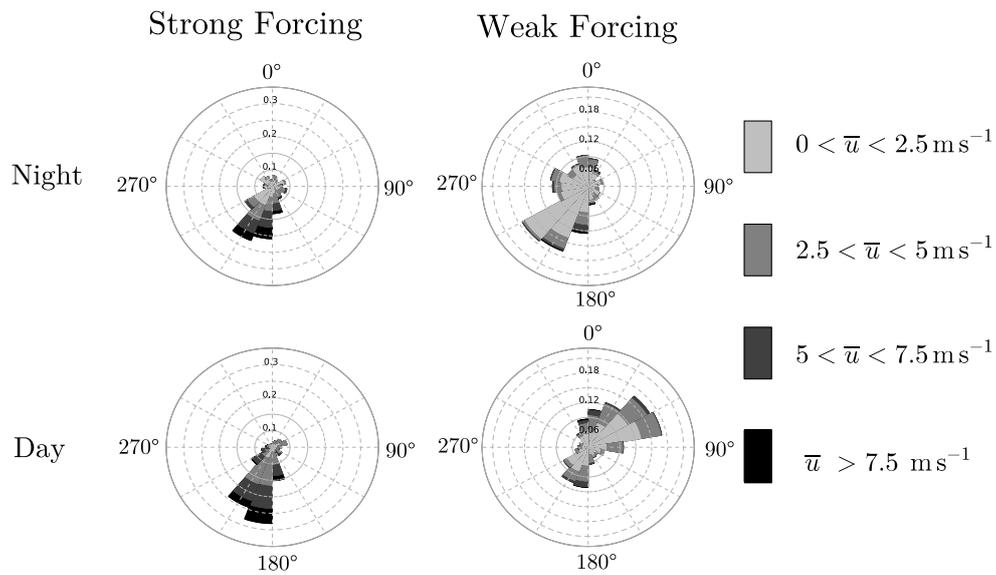


FIGURE 6.10 – Rose diagrams of wind direction and speed measured by the AWS-M during the 2009 field campaign for (left panels) Strong and (right panels) Weak Forcing conditions (upper panels) during the night and (lower panels) during the day.

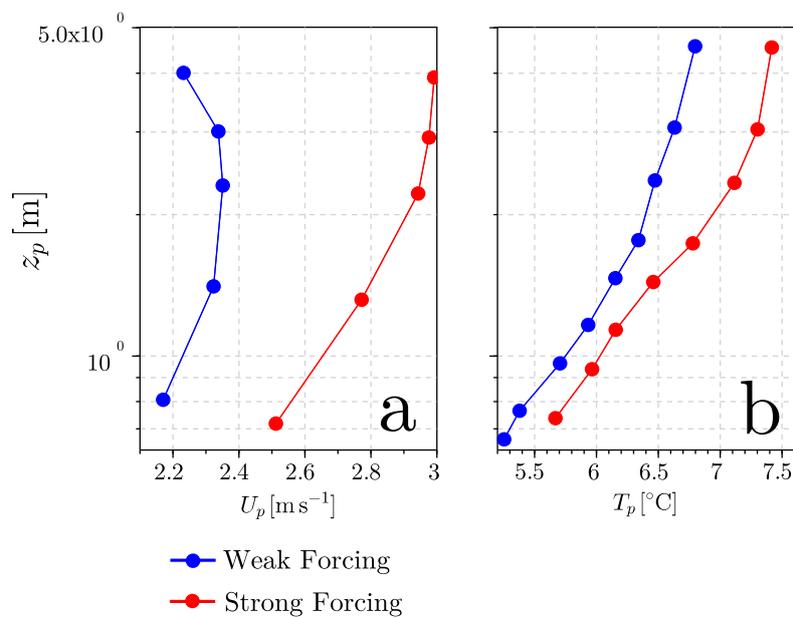


FIGURE 6.11 – (a) Median wind-speed profiles and (b) temperature profiles during the 2009 field campaign for (blue) Weak Forcing conditions and (red) Strong Forcing conditions.

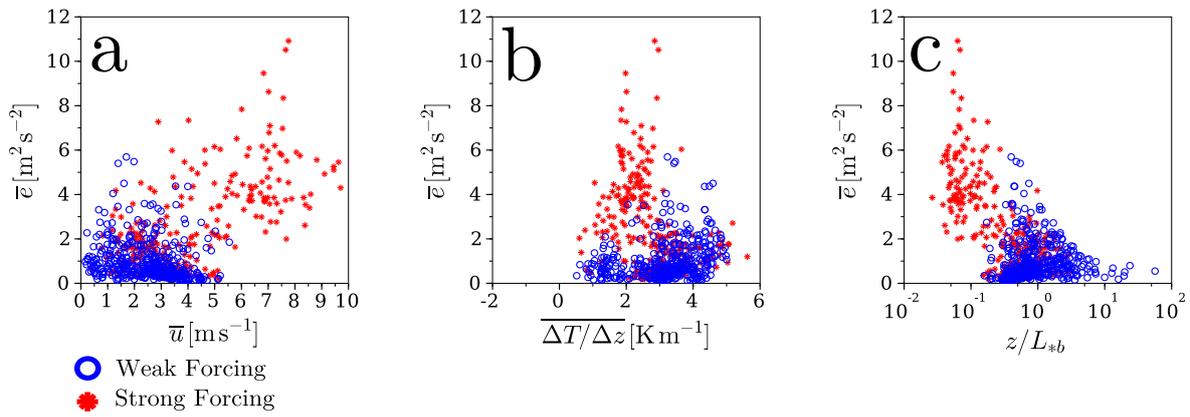


FIGURE 6.12 – Change of TKE measured with the EC system during the 2006 campaign (a) with the mean wind speed, (b) with the mean temperature gradient and (c) with z/L_{*b} derived from the bulk aerodynamic method.

6.6.2 Turbulent characteristics of the surface flow

6.6.2.1 Turbulent kinetic energy

Distinct characteristics of the TKE were evidenced for WF and for SF conditions. The mean \bar{e} generally was low for WF conditions (Table 6.2), but some cases exhibited larger TKE (Fig. 6.12). The TKE was not related to the mean wind speed in the surface layer in these cases (Fig. 6.12a). The TKE did not relate clearly with the strength of the temperature inversion (Fig. 6.12b) and the surface layer was generally moderately stable (Fig. 6.12c). Larger TKE values were found only for the lowest stabilities. For SF conditions, the mean TKE generally was large but could occasionally be small. For these conditions the TKE seemed to increase slightly with increasing wind speed. In SF conditions, high TKE values were associated to a less marked thermal stratification, and near-neutral stability conditions (Fig. 6.12c).

Generally, both for SF and WF conditions, for low TKE, the surface layer was stable and the TKE did not relate to the wind speed. For high TKE, the TKE was somewhat related to the mean wind speed and the surface-layer was near-neutral. Following these observations, we characterized the surface layer flow by selecting 2 subsets of runs of the EC data of 2006 that exhibited contrasted TKE ranges, keeping in mind that WF conditions exhibited more frequently low TKE, and that SF conditions exhibited more frequent large TKE. We analyzed the most frequent runs for which wind blew downslope (direction between 90° and 270° , 85 % of the GQR), keeping only cases for which $H_{EC} < -5 \text{ W m}^{-2}$ and $\bar{u} > 2 \text{ m s}^{-1}$ in order to filter for cases when turbulence was sufficiently developed. We separated these runs in two subsets, one for which TKE was high, requiring $\bar{e} > 2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ (14% of the GQR) and a subset for which TKE was low, with $\bar{e} < 1 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ (31% of the GQR).

6.6.2.2 Spectral analysis

The Fourier analysis of the 2006 EC data showed that the horizontal and the vertical wind speed oscillated at low frequency, more than expected for an equilibrium surface layer (Fig. 6.13a and 6.13b). For $n < 10^{-1}$ the horizontal and vertical wind-speed spectra were higher than the prediction of Kaimal *et al.* (1972) for the z/L_* measured with the BA method in the surface layer. The amplitude of these low frequency oscillations was much larger for the longitudinal than for the vertical wind speed. Same observations were made upon large and low TKE runs, except that the intense peak in S_u was observed at $n \sim 5 \times 10^{-2}$ and $n \sim 5 \times 10^{-3}$ when \bar{e} was high and low, respectively.

The low frequency oscillations of u and w affected the momentum flux. For high \bar{e} and $n > 10^{-2}$ the median cospectrum of w with u was negative (Fig. 6.13c). For $n < 10^{-2}$ the median cospectrum reversed its sign, a peak was observed at the same frequency as the low-frequency peak of S_u ($n \sim 5 \times 10^{-2}$), and the dispersion between

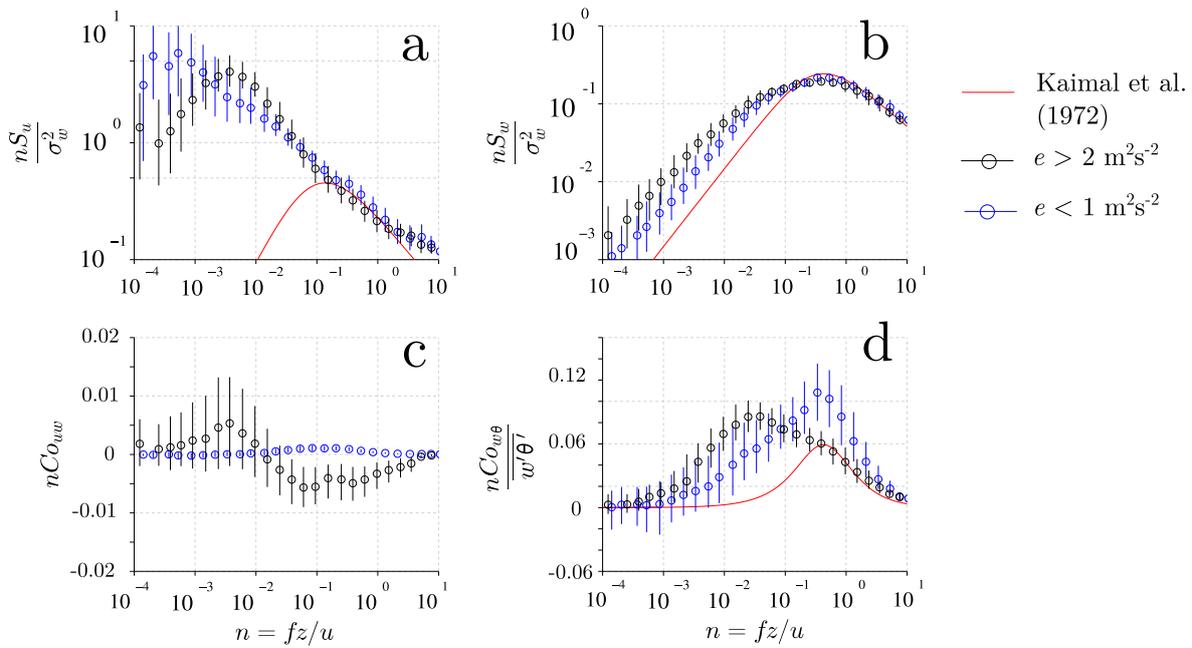


FIGURE 6.13 – Fourier analysis of the high frequency EC data during the 2006 campaign. The median spectra and cospectra calculated over (black) the high TKE and (blue) the low TKE subsets are presented together with (red) the Kaimal *et al.* (1972) curve. (circles) average of the spectra or cospectra over a bin of normalized frequency and (horizontal bar) interquartile range of the spectra or cospectra over the same bin. (a) Spectra of longitudinal wind speed u , (b) spectra of w with θ , (c) cospectra of w with u and (d) cospectra of w with θ .

the individual cospectra was large. When \bar{e} was low, C_{uw} was low too. For $n > 10^{-2}$ the median cospectrum was slightly positive, indicating an upward momentum flux, probably due to the presence of a katabatic wind-maximum just below the sensor, roughly at 2 m above the ground (Fig. 6.11). For $n < 10^{-2}$ the median cospectra was low, but the individual cospectra were dispersed around zero (hardly visible in Fig. 6.13c)

Low frequency perturbations were also influencing the sensible heat fluxes (Fig. 6.13d) and the latent heat flux (not shown). When \bar{e} was high, all the individual cospectrum collapsed well and the dispersion was low. The median cospectrum exhibited a ledge at the frequency of the peak in the Kaimal curve. A peak was observed above the Kaimal curve at $n \sim 5 \times 10^{-1}$. For $n < 5 \times 10^{-1}$, the median cospectrum fell to zero. When \bar{e} was low, the dispersion between the individual cospectra was high. The median cospectrum peaked at the frequency of the peak in the Kaimal curve ($n \sim 5 \times 10^{-1}$). For $n < 5 \times 10^{-1}$ the median cospectra fell to zero erratically. At the lowest frequency end, individual cospectra were dispersed around zero.

6.6.2.3 Turbulent fluxes

During the 2006 campaign, the sensible heat flux was generally a gain of energy for the glacier (Fig. 6.14a). It was moderately positive (around 50 W m^{-2}) during July due to moderate wind speeds in prevailing anticyclonic WF conditions ($\sim 2.5 \text{ m s}^{-1}$, Table 6.2). The sensible heat flux was near zero at the beginning of August because the air was cold and wind was very low. It was significantly positive during the SF event between 15 July and 21 July, because of strong winds. Then moderate fluxes were observed. The latent heat flux was a small loss of energy for the glacier. It remained generally small in magnitude ($> -30 \text{ W m}^{-2}$), since the water content in the air did not change significantly ($q \sim 0.005$, Table 6.2). Both negative (sublimation) and positive (condensation) were observed in July. Latent heat flux was near zero at the beginning of August, and it was strongly negative ($\sim -75 \text{ W m}^{-2}$) during the SF event between 15 August and 21 August, due to high wind speeds. After this event, it remained generally slightly negative.

During the 2009 campaign, the sensible heat flux was slightly positive in June and the first half of July, when

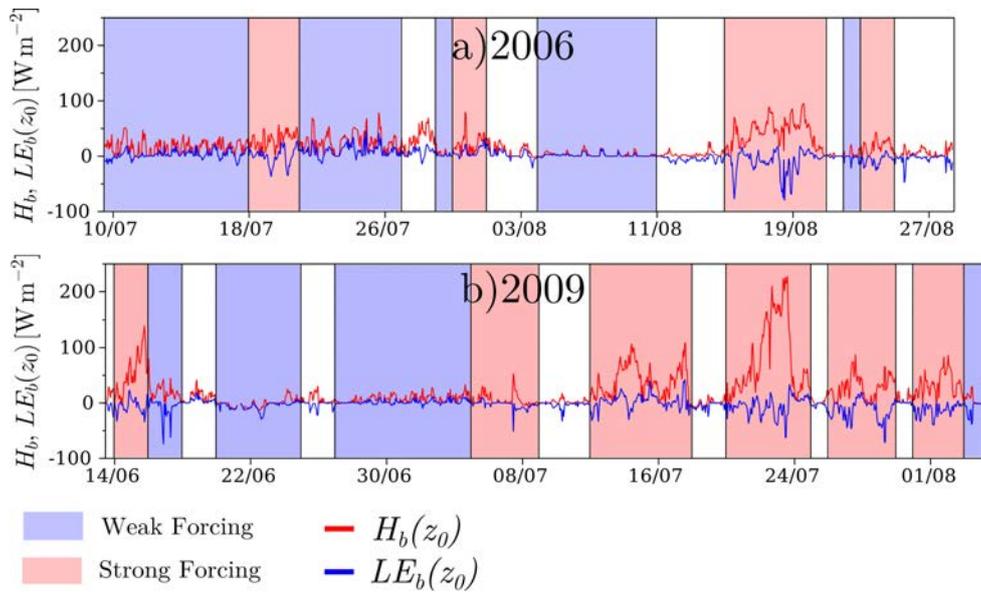


FIGURE 6.14 – Change of the turbulent flux evaluated with the BA method and the profile-derived roughness lengths, during (a) the 2006 field campaigns and (b) the 2009 field campaign. (red curve) The sensible heat fluxes and (blue curve) the latent heat fluxes are shown. The Weak Forcing conditions are shaded in blue and the Strong Forcing conditions are shaded in red.

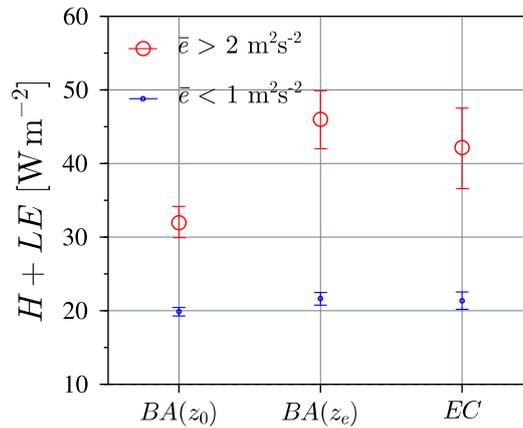


FIGURE 6.15 – Comparison of the net turbulent flux ($H + LE$), during the 2006 campaign, evaluated with ($BA(z_0)$) the BA method and the profile-derived roughness lengths, ($BA(z_e)$) the BA method and the effective roughness z_e and (EC) with the EC method. Mean net flux ($H + LE$) when (blue) TKE was low ($\bar{\epsilon} < 1 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$) and (red) when TKE was high ($\bar{\epsilon} > 2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$). The vertical bars indicate the 2σ error interval derived from random error analysis.

the WF conditions were prevalent ($u \sim 2.6 \text{ m s}^{-1}$). It was strongly positive (Fig. 6.14b) only for the short SF event at the beginning of the campaign. During the second half of July, during SF events with large wind speeds ($\sim 5.5 \text{ m s}^{-1}$) associated with warm air ($\sim 9^\circ\text{C}$), the sensible heat flux was highly positive, especially between 20 and 25 July ($> 200 \text{ W m}^{-2}$). The sensible heat fluxes were frequently higher than in 2006, due to more frequent SF conditions, for which wind speed was larger and air was warmer than for SF conditions in 2006. The latent heat flux generally remained small and negative, due to small q gradients, except during the SF event between 20 and 25 July for which it was highly negative, due to high wind speeds.

During the 2006 campaign, the BA method based on the profile-derived roughness lengths and the EC method provided similar results when TKE was low (Fig. 6.15). When averaged over subsets of high TKE, the EC-method mean net turbulent fluxes ($H + LE$) were significantly larger than the BA method fluxes evaluated with the profile-derived roughness lengths, and random errors could not explain the discrepancy (Fig. 6.15). Using an effective roughness length z_e in the BA method provided net fluxes which were, on average, alike those of the EC method. Hourly measurements obtained with both the EC and BA (with profile-derived roughness) methods were compared in Fig. 6.16. When $\bar{\epsilon}$ was low, both methods provided small fluxes that seemed uncorrelated. The

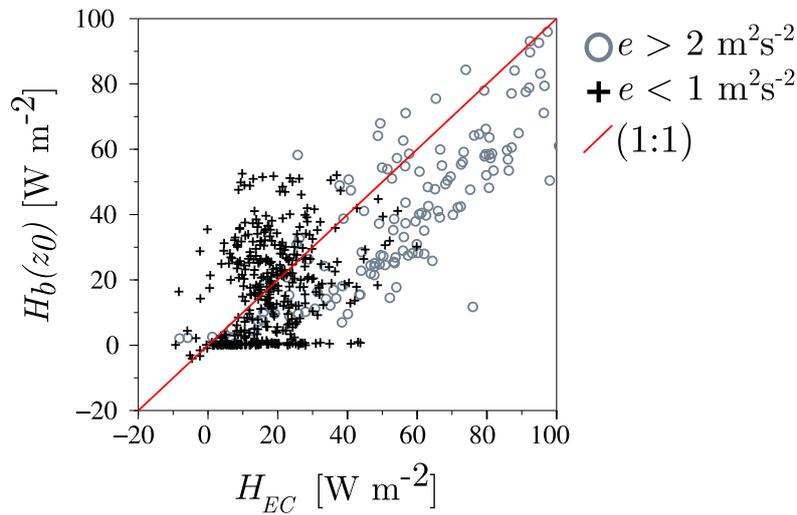


FIGURE 6.16 – Comparison of the turbulent sensible heat flux evaluated with the BA method, based on the profile-derived roughnesses ($z_{0,t,q}$) and with the EC method during the 2006 field campaign. (gray circles) cases with $\bar{e} > 2 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-2}$ and (black crosses) cases with $\bar{e} < 1$.

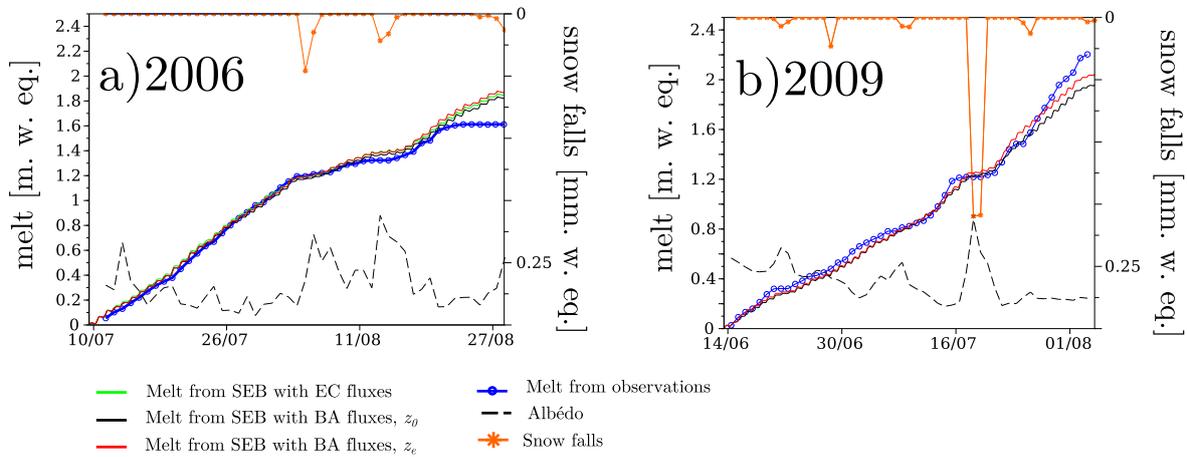


FIGURE 6.17 – Cumulated melt during (a) 2006 and (b) 2009 campaigns. (blue circles) Measurements with the sonic height ranger, and evaluations with the SEB model using the BA method with (black) profile-derived roughnesses and (red) with z_e , and (green) using the EC method. (orange stars) Snow falls from SAFRAN reanalysis and (black dashed curve) the measured albedo are shown.

BA method alternately overestimated and underestimated the EC fluxes. When \bar{e} was high the fluxes from both methods seemed to better correlate, but the BA method fluxes were about 20 W m^{-2} lower in magnitude.

6.6.3 Melt and surface energy balance

During the 2006 campaign, melt rates as large as 6 cm day^{-1} were observed (Fig. 6.17a). Melt rates decreased after small snow falls, since fresh snow increased significantly surface albedo. Melt rates increased again a few days after snow falls, when all the fresh snow had melted away (easily identified by the rapid decreases of the albedo to ice values). Melt was not observed by the sounding height ranger after 20 August. After, we observed a very irregular glacier surface (Sect. 6.4.2). The SEB calculations provided an accurate estimation of the melt derived from the sonic height ranger, until 20 August (Fig. 6.17a), this had been already shown by *Six et al. (2009)*. They attributed the discrepancy between the melt derived from observations and from the SEB calculations to the change from a rather smooth surface towards a very chaotic surface. The height changes due to melt below the sounding height ranger could be different than that predicted by the SEB since the horizontal distribution of old snow and recently uncovered ice was not homogeneous, and thus the albedo was different at the AWS-G and at the EC mast. The SEB was similar when calculated with the different turbulent flux evaluation

methods.

During the 2009 campaign, melt rates were slightly lower than in 2006 ($3\text{-}4\text{ cm day}^{-1}$) at the beginning of the campaign, since large amounts of old winter or spring snow, of larger albedo than ice, were still present on the glacier surface in June. Larger melt rates were observed after 15 July, when the ice was uncovered. Melt rates were dampened by snow falls around 19 July, and then increased again after a few days. The surface was quite chaotic after 20 July (Sect. 6.4.2), but to a lesser extent than during the 2006 campaign. The melt rate was also correctly modeled (Fig. 6.17b) by the SEB until 20 July. After this date, the melt derived from the sounding height ranger was much larger than that obtained from the SEB. The melt rates obtained from the SEB, with the effective roughness length z_e for the BA method, were underestimating the melt rates derived from the observations. Nevertheless this estimation was closer to the observed melt than the estimation obtained from the SEB calculated with the roughness derived from the profiles. The discrepancy between these two SEB calculations increased progressively from 17 July.

6.7 Discussion

6.7.1 Turbulence in the surface layer.

When the TKE was high, which was frequently observed for strong SF conditions, the characteristics of the wind-speed spectra were similar to that of a surface layer influenced by outer-layer turbulence : the variance of u was strongly enhanced at low frequency compared to what is expected for an equilibrium surface layer, while a limited increase was observed in the w spectra, a combination of observations which agrees with the previsions of Höglström *et al.* (2002) for surface layers disturbed by large eddies. In the vicinity of the surface, large-scale structures transported from the outer-layer, are supposedly elongated horizontally due to the surface blocking, and due to the large shear in the surface layer. As a result, they must induce large horizontal fluctuations of the horizontal wind speed while the vertical wind speed must be less affected. Also, a $n^{-5/3}$ slope was observed on the low frequency part of the u spectra when TKE was large (Fig. 6.13a). This signature resemble that of an outer, well-mixed layer (Højstrup, 1982). Similar spectral shapes were observed over other mountain glaciers when synoptic forcing was strong (Smeets *et al.*, 1999; Litt *et al.*, 2014a). In these studies, the observed low-frequency perturbations were attributed to the interaction of large scale coherent structures with the surface-layer turbulence. Such structures can be generated when the large-scale flow interacts with the complex mountain orography. It is probable that these kinds of structures were influencing the surface flow on Saint-Sorlin glacier.

In these situations, the TKE transport term was probably not zero : significant TKE could be transported from the outer layer and the surface layer was not in equilibrium, explaining why \bar{e} did not exhibit a clear dependence on the mean temperature gradient and on the mean wind speed measured at low height in the surface layer (Fig. 6.12). The perturbations of the surface layer seemed to have a strong effect on the momentum flux, as shown by the cospectra of u and w , which exhibited erratic contributions around zero at low frequencies (Fig. 6.13). The perturbations also affected the turbulent heat fluxes, since the cospectra of w with θ peaked and contained more energy at low frequency than the Kaimal predictions. These perturbations likely originated from structures that evolved over the similar time scales, since the low frequency peak was observed systematically at $n \sim 10^{-2}$. The influence of these structures on the fluxes was always of the same sign and induced larger heat fluxes magnitudes than predicted by the Kansas curve. The EC method probably accounted for this contribution, whereas the BA method could not take it into account because the turbulent mixing did not relate well to the mean gradients in the surface-layer. This explains why the BA method systematically underestimated the fluxes in these conditions (by about 20 W m^{-2} , Fig. 6.15). Random measurements errors in the EC method are mainly related to poor sampling of large-scale eddies. For the BA method the largest source of random error is the uncertainty on the

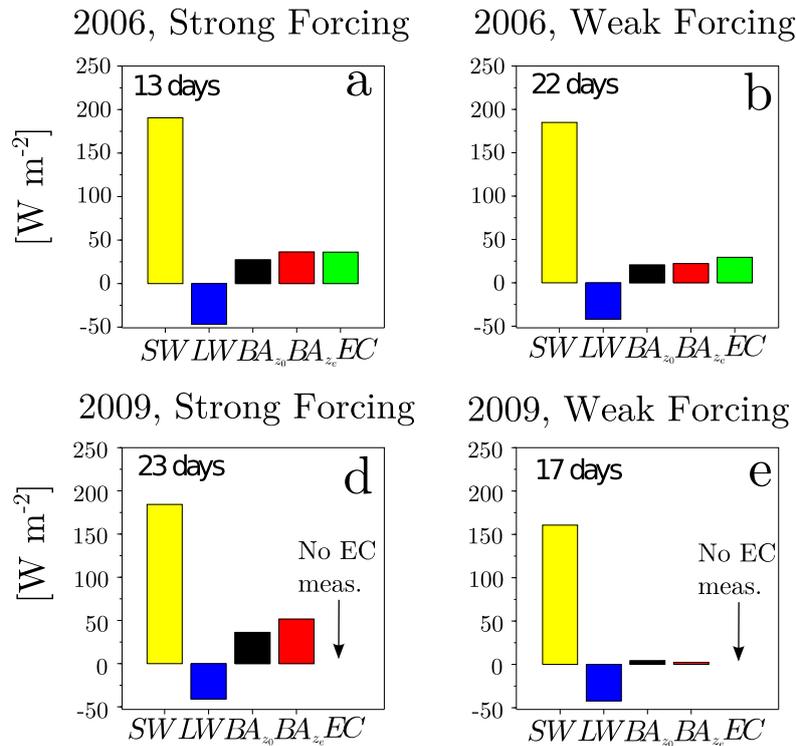


FIGURE 6.18 – Change of the different mean terms of the surface energy balance during (a and b) 2006 and (d and c) 2009 campaigns, for (a and d) Strong Forcing and (b and c) Weak Forcing conditions. (Yellow) shortwave radiation balance, (red) longwave radiation balance, (black) net turbulent flux ($H + LE$) evaluated with the BA method with profile-derived roughness, (red) ($H + LE$) evaluated with the BA method with z_e and (green) ($H + LE$) evaluated with the EC method.

roughness lengths, which were not precisely defined ($\delta \ln z_{0,t} = 1.5$). Nevertheless, these errors were too low to explain the observed difference between the fluxes derived from each method (Fig. 6.15).

When the TKE was small, which was frequently observed for WF conditions, low-frequency oscillations of the wind speed probably aroused from katabatic flow oscillations (McNider, 1982) and probably from some residual outer-layer perturbations. The cospectra of w with u was slightly positive, suggesting a wind maximum was present just below the EC system (Fig. 6.13), in agreement with the profile measurements of the 2009 campaign for WF conditions (Fig. 6.11). A katabatic flow leads to vertical flux divergence (Denby & Greuell, 2000) and advection of heat and momentum from higher parts of the glacier. When the flow oscillated, the depth of the katabatic layer and the height of the wind-speed maximum probably oscillated too, which explains the erratic behavior of the cospectra of w with θ at low frequencies (Fig. 6.13). The fluxes from the EC system, measured at 2 m, were probably decorrelated from the surface fluxes, because the fluctuating katabatic wind-speed maximum probably provoked an erratic divergence of the fluxes in the first meters above the surface. Probably the concept of a surface layer was not even relevant. As a result, the fluxes from the BA method and the EC method were decorrelated (Fig. 6.16). In WF conditions, both the BA and the EC methods gave similar fluxes, probably because the erratic differences between them compensated each other on average (Fig. 6.15).

6.7.2 Surface energy balance

During both campaigns, the SEB was mainly controlled by large radiative fluxes, regardless of large-scale forcing (Fig. 6.18). The contribution of turbulent fluxes to the SEB was probably more significant for SF conditions than WF conditions, since TKE was larger and so were net turbulent fluxes (Fig. 6.15). In SF conditions, the BA method underestimated strongly the turbulent heat fluxes from the EC method, but the use of the effective roughness z_e was correcting for this underestimation. For WF conditions the TKE was generally low, turbulent fluxes were low and probably had a weaker impact on the surface energy balance. The absolute difference

between the fluxes evaluated with the BA and the EC methods was small on average (a few W m^{-2}).

During the 2006 campaign, the observed melt was correctly modeled by the SEB, except that a discrepancy between the observations and the model was observed at the end of the campaign. It was attributed to different evolution of the very chaotic surface below the different measurements masts (Six *et al.*, 2009). The SEB calculations based on the different turbulent fluxes calculation methods were similar. During this campaign the weather was dominated by WF conditions (22 days, 47% of the time, Table 6.2), for which the TKE was generally low. In these situations, the BA fluxes were similar, on average, to the EC fluxes (Fig. 6.18b). Since WF conditions were dominant, the turbulent fluxes and the differences between the calculation methods remained small compared to the large radiative inputs (Fig. 6.18), explaining that SEB calculations using the different turbulent flux calculation methods provided similar results.

At the end of the 2009 campaign, the observed cumulated melt was larger than the calculations from the SEB with the different turbulent flux calculation methods. Using an effective roughness length in the BA method provided a better agreement to the observed melt than using the profile-derived roughnesses, probably because it compensated for the underestimation of the fluxes magnitudes by the BA method. During the 2009 campaign, the SF conditions, associated to high wind speeds over the glacier, were frequent (23 days, 46% of the time) and characterized by warmer air and higher wind speeds than the SF conditions of the 2006 campaign. These SF conditions were those for which low-frequency perturbations, originating from large-scale orographic disturbances, probably induced TKE in the surface layer that did not scale with the mean vertical gradients, and led to an underestimation of the fluxes with the BA method. The discrepancy between SEB calculations using profile-derived or effective roughness lengths increased from 17 July, corresponding to the SF period when the larger winds and turbulent fluxes were observed (Fig. 6.14b, Fig. 6.18a and d).

6.8 Conclusion

During the summer of 2006 and 2009, field measurement campaigns were undergone in the ablation zone of Saint-Sorlin Glacier, in the French Alps. We analyzed Eddy-Covariance data from the 2006 campaign and temperature and wind-speed vertical profiles from the 2009 campaign. We characterized the wind regimes and associated surface-layer turbulent flows, in relation with the large scale forcing, characterized from the weather pattern decomposition of Garavaglia *et al.* (2010). We evaluated the turbulent fluxes with the bulk aerodynamic (BA) and the Eddy-Covariance (EC) methods, and calculated the surface energy balance (SEB). The modeled melt rate was compared to the measurements.

The sensible heat fluxes (H) were heating the surface, they were generally larger in magnitude than latent heat fluxes (LE) which were, on average, a small loss of energy for the glacier. When synoptic forcing was low, a katabatic wind-speed maximum was frequently observed at low height (around 2 m, 74% of these conditions). The turbulent kinetic energy (TKE) was generally low ($< 1 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$), and both H and LE remained small. When synoptic forcing was strong, under the influence of low-pressure systems, the large-scale winds roughly aligned with the glacier flow. High wind speeds were observed on the glacier, the TKE was generally high ($> 2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$) and the katabatic wind-speed maximum was not frequently observed below 5 m ($< 40\%$ of the time). Fluxes H were high ($> 100 \text{ W m}^{-2}$) in these conditions, due to high wind speeds. The sublimation ($LE < 0$) magnitude increased only moderately since the air remained humid, and LE did not cancel the energy gain due to H , so the net $H + LE$ was high.

For all conditions, low frequency perturbations were observed in the wind-speed signals. For weak synoptic forcing, they were probably originating in the oscillations of the katabatic flow and for strong synoptic forcing, in large-scale orographic disturbances. The TKE did not scale to the mean temperature and wind-speed gradients in the surface layer, suggesting that TKE transport was non-negligible and that the surface layer was not in equi-

librium. These low-frequency perturbations influenced the turbulent momentum and heat fluxes in the surface layer.

The non-equilibrium of the surface-layer led to erratic discrepancies between EC fluxes and BA fluxes when the synoptic forcing was weak, and as a result the mean turbulent fluxes calculated with both methods tended to be similar, since the difference between them compensated like a random error. The mean turbulent fluxes were small in these cases. A systematic underestimation of the EC fluxes by the BA fluxes was observed when synoptic forcing was strong and TKE was large, which could not be attributed to random measurement errors. As a result the BA fluxes were significantly smaller in magnitude than the EC fluxes.

Surface energy balance calculations during the 2006 campaign using turbulent fluxes from the BA or from the EC method did not provide very different results. The weather during that campaign was dominated by anticyclonic circulations with weak large-scale forcing. Hence, the turbulent fluxes from both methods were small and not significantly different on average. During the 2009 campaign, many low-pressure systems, associated to strong and warm winds, were reported. Calculating the SEB with profile-derived roughness parameters led to smaller melt at the end of the campaign than when using the effective roughness (a difference of about ~ 0.1 m is observed between the two calculations), because the BA method could not account for turbulent mixing that did not scale with the mean gradients in the surface layer. This suggests that in frequent warm and windy conditions, systematic biases might affect the surface energy balance calculation and may lead to underestimating the melt rate on alpine glaciers when the turbulent fluxes are evaluated with profile-derived roughnesses. The use of an effective roughness to calibrate the SEB on the observed melt acts as a correcting parameter for turbulent heat fluxes.

Studies covering more melt periods are necessary to better understand how weather patterns relate to the different SEB terms and to better understand the links between large-scale forcing and mass balance in the vicinity of the glaciers. This would help to understand the climatic processes governing inter-annual variations in the melt regimes of the glaciers. Furthermore, the turbulent flux biases evidenced here might impact the total calculated melt significantly, when calculated over long periods. Turbulent fluxes error studies would be necessary on other glaciers where turbulent fluxes dominate the SEB (e.g. at high latitudes), to assess the effect of the biases evidenced here on the melt rate evaluation from climate data.

6.9 Acknowledgements

This work was funded by the French SO/SOERE GLACIOCLIM (<http://www-lgge.ujf-grenoble.fr/ServiceObs/index.htm>) and the ANR program TAG 05-JCJC-0135. We kindly thank EDF for providing the daily time series of WPs. We thank Romain Biron and Jean-Philippe Chazarin for the technical and field work, and Adrien Gilbert and Marion Reveillet for stimulating discussions.

Chapitre 7

Discussion

Le but de ce travail était de caractériser l'écoulement turbulent dans la couche de surface de deux glaciers de montagne, l'un situé sous les tropiques en Bolivie, et l'autre dans les Alpes en France, afin de mieux comprendre le fonctionnement des flux turbulents en surface et leur contribution au bilan d'énergie et à la fonte. Cela devait permettre de mieux comprendre quelles différences et quelles similarités existent sous l'influence de climats très différents. Nous cherchions à caractériser les erreurs sur les mesures, mesures principalement obtenues à l'aide de la méthode aérodynamique des profils. Nous avons commencé par une analyse des régimes de vent et des caractéristiques de la turbulence qui leurs sont associées, puis nous avons évalué les flux turbulents de chaleur sensible et de chaleur latente en surface, et finalement caractérisé les erreurs associées à ces flux. Nous avons étudié la participation de ces flux dans le bilan d'énergie et l'impact sur celui-ci des erreurs affectant leur évaluation. Nous discutons ici des résultats principaux de ce travail, en insistant sur les différences et similarités observées entre les deux glaciers en termes de régimes de vents et de caractéristiques de la turbulence, et nous tentons d'en dégager des tendances générales indépendantes des spécificités locales. Plus particulièrement, nous montrons comment l'analyse des forçages atmosphériques de grande échelle peut amener à une compréhension des conditions d'écoulement en couche limite, et nous décrivons les apports possibles de simulations numériques des écoulements atmosphériques à fine résolution pour cette compréhension. Nous discutons aussi des possibilités d'amélioration des paramétrisations et des mesures des flux turbulents. Enfin, nous discutons des implications de nos résultats, obtenus de manière ponctuelle dans l'espace, sur la caractérisation du bilan d'énergie à l'échelle d'un bassin versant pour le calcul de la fonte.

7.1 Régimes de vent et propriétés de la turbulence

Sur les deux glaciers que nous avons étudiés, le climat est particulièrement différent. Sur le Zongo durant la saison sèche, l'air est généralement froid et sec en raison de la haute altitude (>4900 m). Le ciel est souvent dégagé, et le forçage synoptique est généralement faible, mais néanmoins plus fort que durant l'été. Le forçage d'ouest est dominant. Sur le glacier de Saint-Sorlin en été l'air est chaud et plus dense que sur le Zongo, le forçage synoptique peut être fort, et davantage de jours nuageux sont observés.

Les deux glaciers présentent des similarités morphologiques importantes. Ils s'écoulent tous deux dans des vallées dont l'orientation coïncide plus ou moins avec celle des vents synoptiques dominants dans les régions considérées. Il s'ensuit que lorsque le forçage synoptique est fort, celui-ci s'aligne avec le sens d'écoulement du glacier, sur les deux sites. De même, ces deux glaciers ont une surface relativement petite (1.8 km^2 pour le Zongo et 3 km^2 pour le glacier Saint-Sorlin). Leurs zones d'ablation où les mesures furent effectuées durant les campagnes ne sont pas longues de plus de quelques centaines de mètres. Nous discutons comment ces deux caractéristiques morphologiques se reflètent de manière similaire dans certaines caractéristiques de l'écoulement

en couche de surface.

7.1.1 Vent catabatique

7.1.1.1 Hauteur du maximum de vent catabatique

Un écoulement catabatique tend à gagner en épaisseur, verticalement, lorsqu'il se développe sur de faibles pentes et de longues distances (Whiteman, 1990). Sur des pentes fortes, les écoulements catabatiques sont moins épais. Sur les grandes calottes polaires arctiques et antarctiques, des maxima de vitesse de vent liés à des écoulements catabatiques sont observés à des hauteurs de plusieurs dizaines, voire plusieurs centaines de mètres (Van den Broeke *et al.*, 2009). Sur les glaciers de vallée présentant des zones d'ablation étendues, de plusieurs kilomètres de long, le maximum de vent peut se situer à des hauteurs très variables (Van den Broeke, 1997; Smeets *et al.*, 1999), de l'ordre de quelques dizaines de mètres au maximum. Lors des campagnes de mesures sur les glaciers du Zongo et de Saint-Sorlin, le mâât de mesure des profils de vent mesurait 6 m. Un maximum de vent survenant au-dessus du second plus haut anémomètre ne pouvait être détecté. L'avant dernier anémomètre était situé entre 3 et 4 m de haut (la hauteur changeant avec le temps et selon les campagnes). Nous ne pouvions donc détecter un maximum de vitesse de vent situé plus haut que cette hauteur. La hauteur moyenne du maximum de vent observé était pour les deux glaciers d'environ 2 à 2.5 m. Cette similarité des résultats entre les deux sites est remarquable. Cela peut être dû à des pentes similaires sur les sites de mesure ($\sim 5^\circ$) et à la courte longueur des deux glaciers ($\sim 1-2$ km) : l'écoulement catabatique ne pouvait sans doute pas se développer considérablement sur ces courtes distances. Nous pensons que ces caractéristiques sont celles d'écoulements catabatiques isolés des influences atmosphériques extérieures, car elles étaient généralement observées lorsque le forçage synoptique était faible et la circulation dans la vallée dominée par des effets thermiques locaux. Cependant, la similarité des résultats sur les deux sites peut aussi provenir d'un effet lié à la faible résolution verticale de la mesure des profils et à leur hauteur limitée à 6 m. Nous pouvons nous demander si un maximum de vent n'était pas présent plus haut dans certains cas.

Lorsque les forçages atmosphériques de grande échelle sont forts, le maximum de vitesse de vent catabatique était peut-être déplacé vers le haut et présent au dessus du mâât. La présence d'un maximum de vitesse de vent proche du sommet du mâât peut se traduire par des profils verticaux de vitesse du vent et de température qui s'écartent des profils log-linéaires attendus dans une couche de surface à l'équilibre et non influencée par le vent catabatique. En l'occurrence, sur les deux glaciers, en conditions de vent fort, ajuster des profils log-linéaires sur les données des profils verticaux fournissait beaucoup plus d'ajustements affichant un haut coefficient de régression ($R^2 > 0.95$) si nous limitions les ajustements aux niveaux situés sous 2.5 m. Utiliser les niveaux situés plus haut diminuait significativement le nombre d'ajustements à haut coefficient de régression, suggérant que beaucoup de profils divergeaient du comportement log-linéaire à ces hauteurs. Il est donc possible qu'un maximum de vitesse de vent était fréquemment présent non loin au-dessus du sommet du mâât en cas de vent fort descendant, sur les deux glaciers. Cependant, la divergence des profils verticaux de la forme log-linéaire peut aussi être produite par d'autres processus, tels que l'interaction de structures de couches externe avec l'écoulement en couche de surface, où un découplage de l'écoulement avec la surface dans les couches supérieures.

7.1.1.2 Comparaison des dynamiques de vent catabatique entre les deux sites

Sur le glacier du Zongo, l'écoulement catabatique était fréquemment interrompu en journée dans la zone d'ablation, pour laisser la place à un régime de vents ascendants. Les vents ascendants étaient par contre peu fréquents sur le glacier de Saint-Sorlin. Suivant le modèle simplifié de Prandtl (1942), l'intensité des écoulements catabatiques est liée à l'intensité de l'inversion de température en surface du glacier. Si la surface fond

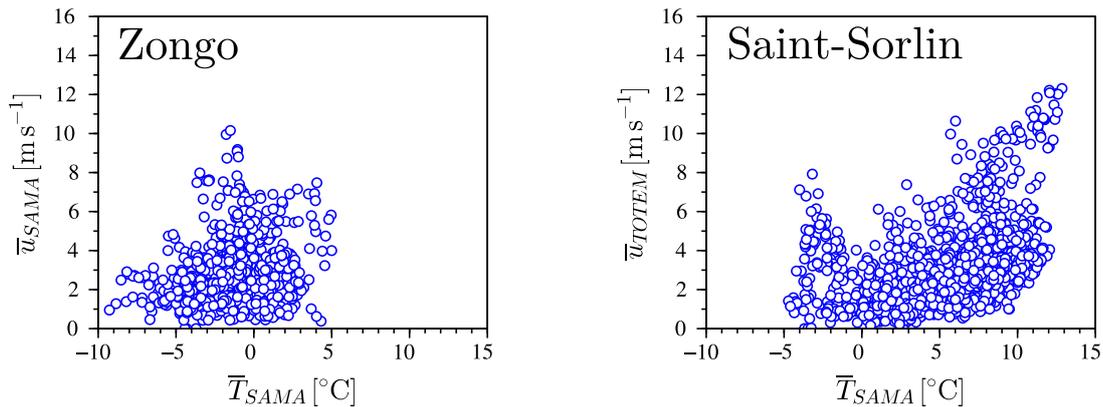


FIGURE 7.1 – Moyennes horaires de la vitesse du vent à 2 m en fonction de la température (panneau de gauche) sur le glacier du Zongo durant la campagne de 2007 et (panneau de droite) sur le glacier de Saint-Sorlin durant la campagne de 2009.

constamment et que donc sa température est fixée à 0°C , nous pouvons supposer que plus la température de l'air à une hauteur donnée est grande, plus l'inversion de température est marquée dans les premiers mètres au-dessus de la surface. Nous devons donc, en régime catabatique, trouver une relation entre la température de l'air et la vitesse du vent sur un glacier (Oerlemans, 2010), si la surface se trouve en conditions de fonte. Nous pouvons tenter de décrire les différences entre le glacier du Zongo et le glacier de Saint-Sorlin en analysant la relation entre la température de l'air et la vitesse du vent.

Sur le panneau de gauche de la Figure 7.1, nous voyons que la température de l'air sur le glacier du Zongo pendant la campagne de 2007 dépassait rarement les 0°C (seulement 16% du temps) et était toujours inférieure à 5°C . La surface était rarement en conditions de fonte, les hypothèses nécessaires à l'obtention d'une relation entre la température de l'air et la vitesse du vent n'étaient pas remplies et nous ne trouvons pas de relation entre ces deux variables. En raison de la haute altitude, la température de l'air est rarement élevée, même en journée, et l'écoulement catabatique est observé principalement la nuit, quand les pertes radiatives conduisant à un refroidissement rapide de la surface causent une inversion de température marquée. En journée, la surface se réchauffe sous l'effet du rayonnement mais l'air à faible pression atmosphérique reste froid, et l'inversion de température est peu marquée. L'écoulement catabatique est donc peu intense en surface et le vent ascendant l'emporte sur ce dernier. Les épisodes de vents les plus forts, sans doute liés à des forçages synoptiques intenses, semblent caractérisés par des températures inférieures à 0°C (valeurs de vitesse de vent les plus fortes dans le panneau de gauche de la Figure 7.1).

En revanche, sur le glacier de Saint-Sorlin (panneau de droite de la Figure 7.1), pour des températures supérieures à quelques degrés au dessus de zéro, une relation plus marquée est observée, la vitesse du vent augmente avec la température de l'air. Aux altitudes du glacier du Saint-Sorlin (2600-3400 m environ), en été, l'air est fréquemment chaud ($> 5^{\circ}$) et le glacier est souvent en conditions de fonte. En journée, l'inversion de température peut donc être marquée, contrairement au glacier du Zongo où le profil de température proche de la surface est presque neutre. En conséquence, le développement d'écoulements catabatiques en journée est fréquent sur le glacier de Saint-Sorlin alors qu'ils sont observés principalement la nuit sur le glacier du Zongo. Les vents ascendants sont très rarement observés à proximité de la surface, probablement car ils sont déviés plus haut par le vent catabatique. Les plus fortes valeurs de la vitesse du vent ($\bar{u} > 10 \text{ m s}^{-1}$) sont associées à des forçages synoptiques forts, très probablement alignés avec l'écoulement du glacier. Contrairement au Zongo, ceux-ci déplacent des masses d'air relativement chaudes au voisinage du glacier (Chapitre 6). Il est difficile de définir les parts du forçage catabatique et du forçage synoptique à la forte relation entre la vitesse du vent et la

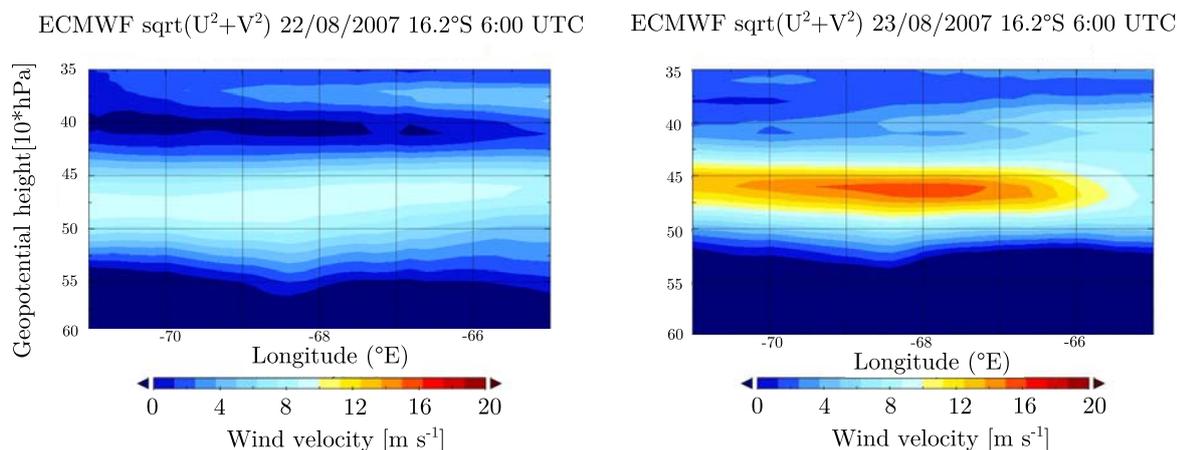


FIGURE 7.2 – Données de la vitesse du vent provenant des réanalyses ECMWF pour l’atmosphère dans les environs du glacier du Zongo. Coupe verticale entre -71° et -65° de longitude entre 600 et 400 hPa (environ l’altitude des crêtes entourant le glacier), (gauche) durant la nuit de l’événement “pure-katabatic” des 21-22 Août 2007, et (droite) l’événement “downslope” des 22-23 Août 2007

température dans ces cas-là.

7.1.2 Influences du forçage de grande échelle sur les vents sur le glacier du Zongo

Nous avons vu dans le chapitre 6 consacré à l’étude des flux turbulents sur le glacier de Saint-Sorlin que les conditions de forts forçages synoptiques étaient fréquemment reliées à des valeurs élevées de l’énergie cinétique turbulente dans la couche de surface du glacier. Nous avons vu dans le chapitre 4 consacré à l’étude des régimes de vent sur le glacier du Zongo que comme sur le glacier de Saint-Sorlin, les événements d’écoulements descendants intenses, associés à de fortes valeurs de l’énergie cinétiques turbulente, étaient probablement associés à des forçages extérieurs forts. Ceci est confirmé par l’analyse des données atmosphériques issues des réanalyses ERA-INTERIM¹ (Dee *et al.*, 2011). Nous voyons sur la Figure 7.2 que l’événement “pure-katabatic” survenant durant la nuit du 21 au 22 août, caractérisé par de faibles valeurs de l’énergie cinétique turbulente dans la couche de surface, était associé à un forçage synoptique faible à la hauteur des crêtes autour du Zongo. L’événement “downslope” de la nuit du 22 au 23 août, caractérisé par de grandes valeurs de l’énergie cinétique turbulente, était associé à de forts vents synoptiques.

Lors de la caractérisation de la turbulence sur le glacier du Zongo pendant la campagne de 2007 (Chapitre 4) et sur le glacier de Saint-Sorlin en 2006 (Chapitre 6), nous avons effectué une classification des régimes de vent à partir des mesures des variables météorologiques et turbulentes. Sur le glacier du Zongo, la classification était basée principalement sur la direction du vent et la détection d’un maximum de vent sous 6 m (les classes “katabatic”, “downslope” et “upslope” des chapitres 4 et 5). Sur le glacier de Saint-Sorlin, nous avons effectué une classification basée principalement sur les valeurs de l’énergie cinétique turbulente, un choix motivé en partie par l’absence de mesures de profils de vent et de température simultanément à des mesures à haute fréquence de covariances turbulentes (CT). Il est intéressant de voir que ces classifications, basées sur des critères différents, amènent à la sélection de cas similaires, comme indiqué par la similarité des spectres et cospectres de Fourier obtenus sur les deux glaciers (Figures 4.7, 4.13 et 6.13). Nous pouvons supposer que cela est dû, en partie, à la configuration similaire des deux sites par rapport à la direction prépondérante des forçages. Lorsque le forçage est faible, l’inversion thermique en surface favorise l’apparition d’un écoulement catabatique de faible intensité, associé à de faibles énergies cinétiques turbulentes. Lorsque le forçage est fort, il induit des vents forts plus ou moins alignés avec l’écoulement glaciaire, et une importante énergie cinétique turbulente en surface du glacier,

1. Données de réanalyses ECMWF, obtenues sur le site Web <http://www.ecmwf.int/en/research/climate-reanalysis/browse-reanalysis-datasets>

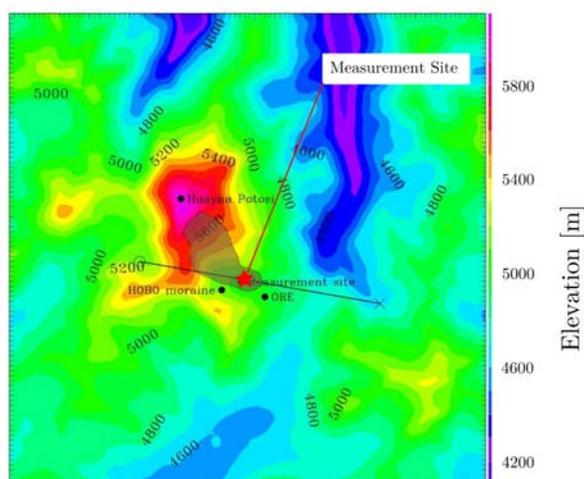


FIGURE 7.3 – Carte topographique du domaine le plus petit utilisé dans la simulation Méso-NH de S.Blein (2013). Les contours approximatifs du glacier du Zongo sont représentés par la zone grisée. La ligne noire représente le plan de la coupe verticale présentée dans la Figure 7.4.

TABLE 7.1 – Caractéristiques des domaines imbriqués utilisés dans la simulation Méso-NH réalisée sur la région du glacier du Zongo

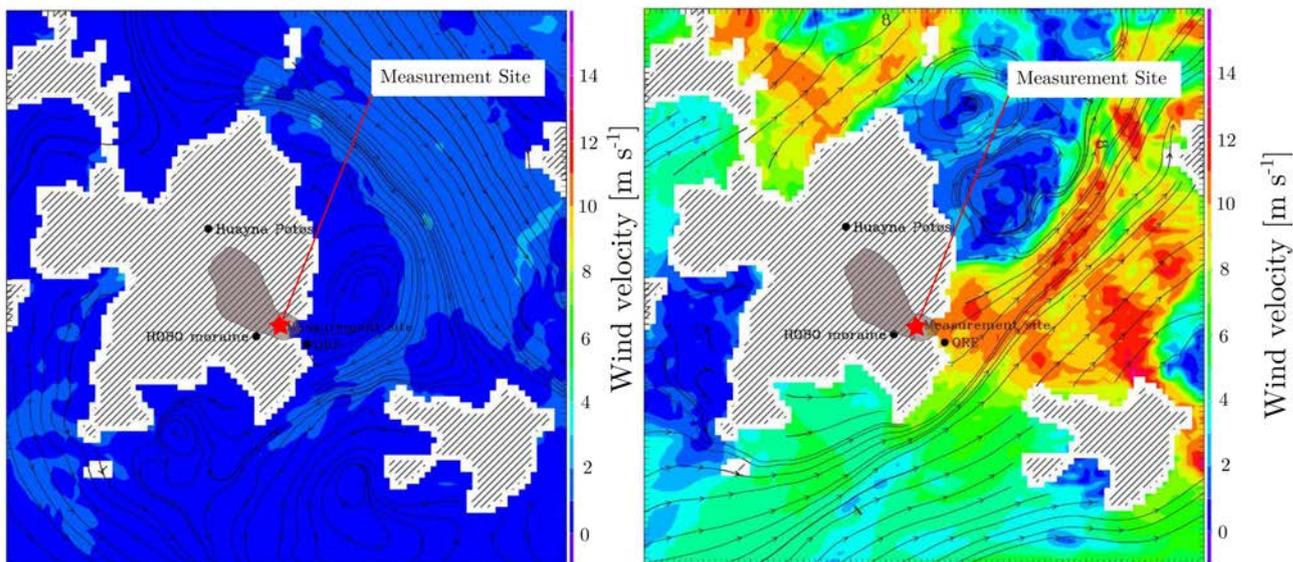
	Domaine 1	Domaine 2	Domaine 3	Domaine 4
Taille	384×384 km	128×128 km	42×42 km	14×14 km
Résolution horizontale	3 km	1 km	330 m	110 m
Résolution verticale (première maille au sol)	10 m	10 m	10 m	10 m
Résolution temporelle	30 s	10 s	3 s	1 s

perturbant le maximum de vent à faible hauteur.

7.1.3 Simulations numériques de l'écoulement atmosphérique au voisinage du glacier du Zongo

La compréhension de l'influence des forçages atmosphériques sur l'écoulement de surface au glacier du Zongo s'est faite en partie grâce aux apports de simulations numériques de type "Large-Eddy-Simulation" (LES) réalisées par S. Blein dans le cadre de sa thèse de Doctorat réalisée au Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels de Grenoble (LEGI), à l'aide du modèle communautaire de recherche de Météo France, Méso-NH (Lafore *et al.*, 1997). En effet, durant la campagne au Zongo en 2007, nous ne possédions pas de données sur les champs de variables météorologiques (température, humidité, vitesse du vent) au dessus de la couche de surface. Nous donnons ici une brève description de ce modèle, des premiers résultats obtenus par S. Blein et des interprétations que nous avons pu en tirer concernant les conditions d'écoulement en couche de surface.

Une simulation de l'écoulement atmosphérique à fine échelle a été effectuée en utilisant comme conditions aux limites et initiales des réanalyses ERA-INTERIM. Le modèle utilise une architecture "nested" : un ensemble de 4 domaines imbriqués sont simulés successivement, les domaines successifs présentant des résolutions spatiales et temporelles de plus en plus fines (Table 7.1). Le domaine le plus grand est forcé par les réanalyses, puis le domaine suivant forcé par le domaine précédent, et ainsi de suite. Une simulation a été menée sur trois jours, couvrant la période du 21 août au 24 août 2007, et englobant les deux événements "katabatic" et



Evènement des 21-22/08 "katabatic"

Evènement des 22-23/08 "downslope"

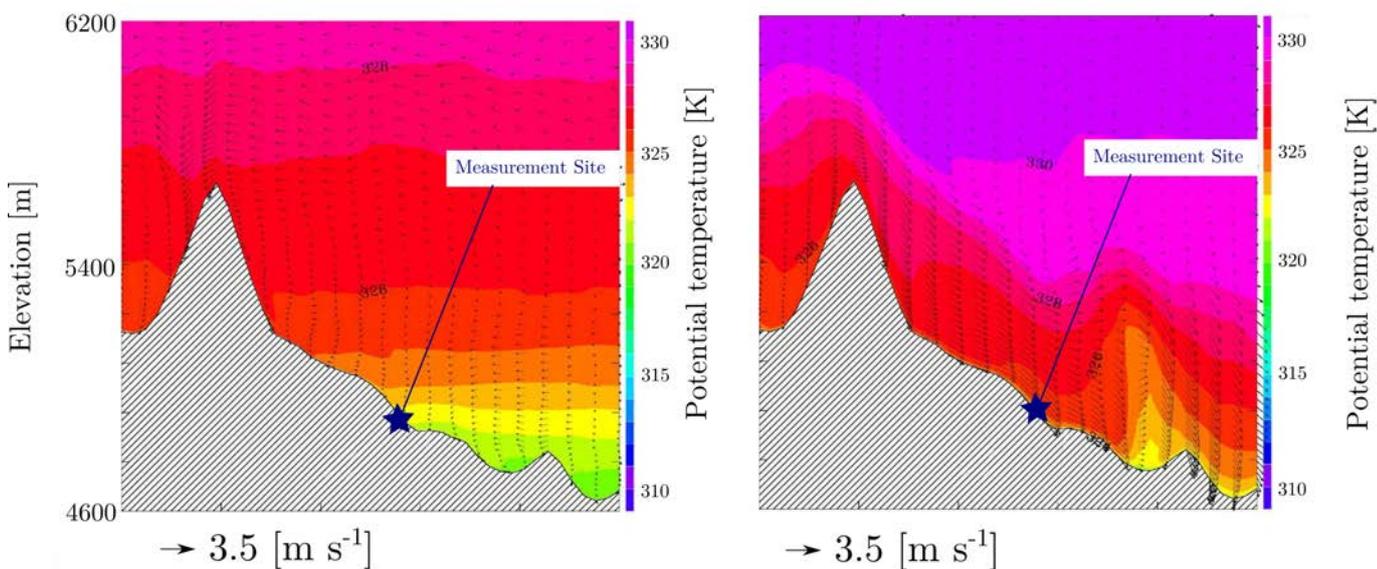


FIGURE 7.4 – Champs de vent et de température potentielle résultants des simulations Méso-NH (S. Blein, 2013) sur le 4^{ème} domaine imbriqué, avec une résolution de 110*110 m à l’horizontale et de 10 m verticale au niveau du sol. Instantané à 1 h du matin en heure locale (gauche) durant la nuit de l’évènement “katabatic” des 21-22 Août 2007, et (droite) l’évènement “downslope” des 22-23 Août 2007. Les deux panneaux du haut montrent une coupe horizontale du domaine obtenue à une altitude de 5000 m, les lignes de courant de l’écoulement et les couleurs indiquent la vitesse du vent. La zone hachurée représente la zone où la coupe traverse le sol, et les contours approximatifs du glacier du Zongo sont représentés par la zone grisée. Les deux panneaux du bas montrent une coupe verticale telle que décrite dans la Figure 7.3. Les couleurs indiquent la température potentielle et les flèches sont les vecteurs de vent en chaque maille, projetés dans le plan de la coupe.

“downslope” étudiés dans le Chapitre 4 consacré à la caractérisation de la turbulence sur le glacier du Zongo. Une carte présentant la topographie sur le domaine 4, le mieux résolu, est présentée sur la Figure 7.3. Sur ce domaine la résolution de la simulation atteint 110×110 m à l’horizontale et 10 m à la verticale.

La Figure 7.4 montre les résultats des simulations Méso-NH durant ces événements, sous forme de champs à deux dimensions instantanés obtenus à 1 heure du matin en heure locale, au milieu de ces événements. Durant l’événement “katabatic”, l’écoulement atmosphérique simulé aux alentours du glacier semble être de faible intensité ($\sim 2-3 \text{ ms}^{-1}$). Nous observons un faible écoulement atmosphérique provenant du nord-ouest, provoquant de faibles re-circulations sous le vent du massif du Huayna Potosi. Au dessus du glacier, nous observons un fort gradient vertical de température potentielle. La couche limite au-dessus du glacier semble s’organiser en strates horizontales de température potentielle croissante avec l’altitude, suggérant la présence d’une stratification stable dans les premières centaines de mètres au-dessus du sol. Durant cet événement, le forçage synoptique était très faible, et le vent catabatique sur le glacier était probablement bien isolé des influences extérieures. Ainsi, ses caractéristiques dépendaient sans doute principalement du forçage thermique local. La simulation ne reproduit pas de vent catabatique à la surface, cela peut être dû au fait que l’épaisseur de ce dernier ($\sim 2 - 3$ m) est bien plus faible que la résolution verticale de 10 m.

Durant l’événement “downslope”, l’écoulement atmosphérique de grande échelle était intense ; la simulation produit un écoulement depuis l’Altiplano à l’ouest vers l’Amazonie à l’est (Figure 7.4). Cette orientation de l’écoulement correspond à ce qui est attendu en saison sèche (Garreaud *et al.*, 2003). L’écoulement passe au-dessus des crêtes, et au niveau de la surface du glacier la simulation reproduit un vent descendant. La simulation montre que la stratification verticale était moins marquée dans la couche limite que lors de l’événement “katabatic”. Ces caractéristiques correspondent bien aux observations de terrain durant l’événement. Un intense vent descendant était observé. L’interaction de cet écoulement intense avec les crêtes, mis en évidence dans la simulation, pourrait expliquer la génération des structures cohérentes observées en surface. Les observations laissent penser que ces structures cohérentes sont issues d’une couche d’air où la température potentielle est relativement constante (cela est mis en évidence par le signal de température qui atteint régulièrement un seuil supérieur dans ces conditions, voir chapitre 4), ce qui correspond bien au profil vertical de température potentielle simulé qui semble plus ou moins neutre. Les observations mettent en évidence une énergie cinétique turbulente importante et des flux turbulents forts sur le glacier, ce qui correspond bien à une situation où le transport turbulent est favorisé sous les effets de cisaillement qui sont exacerbés par l’écoulement intense.

La simulation montre donc que notre interprétation des régimes de vents observés en termes de forçage de grande échelle avait du sens. Celle-ci représente une première étape, proposant des perspectives très intéressantes de comparaison de mesures au sol avec des simulations de types LES. Elle permet d’interpréter de manière satisfaisante les observations au sol en fonction de processus de plus grande échelle et elle montre que ces observations sont en accord avec les sorties du modèle, ce qui valide ce dernier. Ces simulations pourraient nous amener à une meilleure compréhension des liens existants entre les régimes de vent observés localement et les forçages géostrophiques. Cette analyse est aussi essentielle pour la compréhension de l’évolution du vent sur l’ensemble de la surface du glacier, en fonction des régimes de vent. Les simulations permettent d’obtenir une spatialisation de toutes les variables météorologiques, et ainsi d’analyser l’évolution spatiale des processus turbulents en surface. Ceci est indispensable à l’obtention d’une meilleure spatialisation des flux à l’échelle du glacier.

7.2 Flux turbulents

7.2.1 Sous-estimation des flux turbulents

Nous avons montré que lorsque les flux turbulents étaient mesurés à l'aide de la méthode aérodynamique des profils, la plus communément utilisée en milieu glaciaire, l'intensité de H et LE était fortement sous-estimée comparée à celle des flux obtenus à l'aide des covariances turbulentes. Dans les chapitres 4, 5 et 6, nous avons attribué cette sous-estimation à l'incapacité de la méthode aérodynamique des profils à capturer les flux échangés à basse fréquences, qui sont *a priori* correctement capturés par la méthode des covariances turbulentes. Cependant il est possible qu'à basse fréquence la méthode des covariances turbulentes capture des flux "virtuels" résultant de mouvements de types advectifs et ne représentant pas de réels flux en surface. La séparation des flux de surface et des flux résultant de mouvements de type advectif pose un problème scientifique qui n'est pas encore résolu [Aubinet et al. \(2010\)](#).

Dans la configuration de notre dispositif de mesure, les instruments dédiés aux covariances turbulentes étaient situés à faible hauteur (2 m). Nous pouvons supposer qu'à cette hauteur, l'advection reste un terme négligeable de l'équation de transport et qu'elle joue un rôle minime dans le flux total mesuré au-dessus du volume de contrôle situé entre la surface et le capteur. Cependant, nous avons montré qu'une divergence verticale des flux était observée dans certains cas (particulièrement dans les cas où un maximum de vent était situé à faible hauteur). Ces cas sont probablement affectés par une advection horizontale significative, mais comme les flux turbulents sont peu intenses dans ces situations, ce problème reste probablement d'une importance secondaire. Des campagnes de mesure comportant plusieurs systèmes de mesure de covariances turbulentes, situés en amont et en aval du site principal, et également des instruments situés à des hauteurs différentes, pourraient permettre d'obtenir plus de précisions sur l'importance des termes advectifs sur les sites considérés.

7.2.2 Régimes de vents et flux turbulents : comparaison entre les deux glaciers

Les flux turbulents nets ($H + LE$) varient beaucoup selon les régimes de vents observés sur les deux sites d'étude. En conséquence, l'impact des erreurs de mesures sur l'évaluation de ces flux peut changer considérablement. La sous estimation de l'intensité des flux turbulents par la méthode aérodynamique des profils, due probablement à la divergence des flux en surface mais aussi à des effets de non-stationnarité qui ne sont pas pris en compte par la méthode aérodynamique constitue sans doute le biais les plus forts mis en évidence dans cette étude.

Sur le glacier du Zongo, en régime catabatique pur ou sous vent fort descendant, les flux turbulents de chaleur sensible (H) représentent un gain d'énergie pour le glacier et sont opposés aux flux turbulents de chaleur latente (LE), qui représentent une perte d'énergie, mais ils sont de même intensité et ont tendance à s'annuler. La sous-estimation de l'intensité des flux H et LE due à des effets de non-stationnarité a donc peu de conséquence sur l'évaluation des flux nets qui sont de toutes façons proches de zéro. De même, la divergence des flux avec la hauteur provoquée par le maximum de vent catabatique n'a pas de conséquence forte sur les faibles flux nets. Ces derniers sont importants en journée en cas de vent montant, car H est faible et LE est important. Dans ces cas là, la sous estimation de l'intensité des flux pose un problème car elle n'est pas compensée dans la somme $H + LE$ alors que les flux turbulents nets sont une perte d'énergie importante pour le glacier.

La situation est différente sur le glacier de Saint-Sorlin. Le flux de chaleur sensible y est en général plus intense que sur le glacier du Zongo, et bien que de la sublimation puisse être observée, celle-ci est trop faible pour compenser les gains en chaleur sensible en raison d'un air plus dense et plus humide qu'au-dessus du Zongo. Les flux H et LE ne s'annulent donc pas, ni en régime catabatique pur ni en régime de vent fort descendant et les flux turbulents nets représentent alors un gain d'énergie pour le glacier. Les sous-estimations qui affectent

la mesure ne s'annulent pas dans les flux turbulents nets qui sont alors sous-estimés, ce qui peut conduire à une sous-estimation de la fonte.

Nous avons montré que la turbulence pouvait être fortement non-stationnaire, provoquant des sous-estimations de l'intensité des flux par la méthode aérodynamique des profils. Néanmoins nous voyons que ces sous-estimations n'ont pas le même impact d'un site à l'autre sur le calcul du bilan d'énergie, car les intensités relatives de H et LE varient sensiblement. Les mêmes conclusions sont valables pour les effets de divergence de flux au-dessus de la surface. Ainsi, bien que les caractéristiques de l'écoulement turbulent sur ces deux sites aux climats contrastés soient semblables sur de nombreux points, celles-ci peuvent avoir des conséquences différentes sur les biais de mesure en fonction du site considéré.

7.2.3 Possibles améliorations des paramétrisations des flux

Nous avons montré que l'intensité des flux turbulents était en général sous-estimée par la méthode aérodynamique des profils. Cela provient en partie du fait que la méthode aérodynamique des profils se base sur l'hypothèse qu'en conditions stables typiques des glaciers, la turbulence n'est produite que par des effets locaux de cisaillement et prend donc source dans la couche de surface. Sur la base de cette hypothèse, l'intensité de la turbulence peut être évaluée à partir des gradients moyens de température et de vitesse de vent en couche de surface. Cependant, sur les sites de cette étude, il semblerait qu'une partie de l'énergie cinétique turbulente soit transportée depuis les couches externes, par des effets liés à des structures de grandes échelles générées loin au-dessus de la couche de surface ou par des effets d'oscillations des écoulements catabatiques. La méthode "Bulk" sous-estime donc l'intensité des flux jusqu'à 50% pour le glacier de Saint-Sorlin comme pour le glacier du Zongo (Voir Chapitres 4, 5 et 6). Ceci semble valable pour deux conditions climatiques différentes.

De plus, en présence d'un vent catabatique, la mesure des flux turbulents à partir de la méthode aérodynamique des profils est susceptible d'être fortement affectée par une sous-estimation systématique, liée à la divergence des flux au-dessus de la surface. Bien que des paramétrisations de la couche de surface arrivent peu à peu à être dégagées (e.g. [Grisogono & Rajak, 2009](#)) pour des cas de vents catabatiques, il est sans doute d'intérêt secondaire de tenter de les appliquer ici car les flux restent faibles dans ces conditions, sur le glacier de Saint-Sorlin et du Zongo. Cela est probablement dû au fait que ces deux glaciers sont petits et l'écoulement catabatique n'a pas assez d'espace pour s'y développer considérablement. En revanche, les flux turbulents nets ($H + LE$) peuvent être importants quand les forçages atmosphériques sont forts et que la couche de surface est constamment perturbée par des structures provenant des couches externes, pour le cas du Zongo en régime "up-slope" ou pour le cas de Saint-Sorlin en régime descendant fort. Améliorer la précision sur la mesure des flux est indispensable car les méthodes de mesure classiques ne prennent pas en compte une partie des flux forts observés par la technique des CT dans ces conditions. Dans ces cas là, le mât ne détecte pas de maximum de vent mais nous observons une divergence des flux au-dessus de 2 m. Nous avons vu dans la section 7.1.1.1 que plusieurs causes peuvent expliquer cet effet. Notamment, cela peut être dû à un maximum de vitesse de vent non loin au-dessus du mât. Étudier la dynamique des vents catabatiques influencés par un forçage synoptique fort serait donc primordial.

Estimer les flux turbulents dans des conditions où l'intensité de la turbulence n'est pas liée uniquement à des effets en couche de surface, à partir de mesures des variables météorologiques moyennes obtenues dans cette dernière, semble particulièrement complexe : les relations de similitude n'ont plus de sens, car les hypothèses de la théorie de Monin-Obukhov ne sont plus respectées. [Cheng et al. \(2005\)](#) ont montré que dans de telles conditions non-stationnaires, les fonctions de stabilité classiques ne reproduisaient pas la dépendance des gradients adimensionnés selon les paramètres de stabilité. Les fonctions classiques augmentent trop avec la stabilité, elles tendent alors à trop diminuer l'intensité des flux, et en conséquence leur application conduit à une sous-

estimation des flux. De plus, dans ces conditions nous ne possédons aucune information sur les processus ayant cours au-dessus de la couche de surface. Plusieurs approches sont cependant possibles et peuvent apporter des ébauches de solutions à ces problèmes. Dans une étude sur les propriétés des flux turbulents dans des conditions de vent faible et de stratification stable, caractérisées par une turbulence intermittente et des écoulements fortement non-stationnaires, [Mahrt \(2008\)](#) propose une formulation dérivée de la méthode aérodynamique des profils, permettant de prendre en compte l'influence de la non-stationnarité. La formulation se base sur la substitution dans la formulation des flux turbulents de la vitesse moyenne \bar{u} par une vitesse "effective" V_{eff} , qui prend en compte les variations intermittentes de la vitesse du vent en conditions non-stationnaires. L'analyse propose de décomposer la vitesse du vent en trois termes, au lieu de deux comme dans la décomposition de Reynolds.

$$u = \bar{u} + \tilde{u} + u', \quad (7.1)$$

$$v = \bar{v} + \tilde{v} + v', \quad (7.2)$$

où le terme tildé fait référence à une moyenne effectuée sur un intervalle de temps intermédiaire entre le temps de moyenne et le temps d'échantillonnage de l'instrument. C'est en fait un terme de variation à méso-échelle de la vitesse du vent. A partir de celui-ci, nous pouvons définir une vitesse à l'échelle méso, telle que :

$$V_{meso} = \overline{\tilde{u}^2 + \tilde{v}^2}^{1/2} \quad (7.3)$$

Et enfin, une vitesse efficace V_{eff} (D est une constante sans dimension) :

$$V_{eff} = (\bar{u}^2 + \bar{v}^2 + DV_{meso}^2)^{1/2} \quad (7.4)$$

En conditions non-stationnaires les fonctions de stabilité classiques ne reproduisent pas la dépendance observée des gradients adimensionnés selon les paramètres de stabilité. [Mahrt \(2008\)](#) montre que l'utilisation de la vitesse V_{eff} dans la formulation aérodynamique des flux permet de retrouver cette dépendance. Cela permet donc de calculer les flux en utilisant des fonctions de stabilité connues, mais en utilisant une vitesse efficace V_{eff} pour prendre en compte des flux plus forts, donc plus proches des flux réels, que ceux prévus à l'aide de la vitesse réelle du vent, \bar{u} .

Même si cette approche a été développée pour des conditions de vent faible, elle pourrait être d'un certain intérêt pour la caractérisation des flux dans le cas de vents forts où l'écoulement en couche de surface est perturbé par des structures de couches externes. Elle impliquerait une caractérisation de V_{meso} pour différentes situations de forçage atmosphérique. Par la suite, à partir de la connaissance des forçages, il serait alors possible de reconstituer une grandeur V_{eff} afin d'évaluer les flux turbulents. Évidemment, cela nécessite de faire un choix sur l'intervalle de temps à utiliser pour calculer les fluctuations de méso-échelle \tilde{u} et \tilde{v} . Également, il faut un choix pour la constante D . Des approches telles que la décomposition en multirésolution ou l'analyse en ondelettes (voir Chapitre 3) pourraient permettre de déterminer les échelles de temps caractéristiques des fluctuations de la vitesse et aider à la détermination de D . La connaissance de V_{meso} et de D devrait se faire à l'aide d'études suffisamment longues pour pouvoir recenser l'ensemble des conditions typiques de la turbulence en couche de surface, en relation avec les conditions de forçage synoptique, afin de pouvoir associer des valeurs à ces variables selon les conditions climatiques.

Nous avons étudié les variations de V_{meso} , calculées sur base d'intervalles d'intégration de 1 et 10 s, tel que proposé par [Mahrt \(2008\)](#). Ces valeurs semblaient dépendre légèrement des régimes de vents observés, mais des tendances claires étaient difficiles à mettre en évidence. Des études utilisant toute la gamme potentielle de temps

d'intégrations entre quelques secondes et une heure pour évaluer V_{meso} seraient nécessaires, en se focalisant notamment sur les échelles de temps caractéristiques des structures détectées à l'aide de l'analyse en ondelettes. De plus une analyse complète nécessiterait de caractériser l'évolution des gradients adimensionnés sur les même pas de temps courts utilisés pour le calcul de V_{meso} . Or, nous ne possédions pas de mesures à haute fréquence des profils de vents et de température. Une telle analyse sort donc du cadre de cette étude.

La caractérisation des propriétés des structures cohérentes pourrait être une piste intéressante vers une meilleure compréhension des biais affectant la mesure des flux turbulents. En effet, il semble que l'interaction de ces structures avec la couche de surface génère des flux en surface. Sur le glacier du Zongo, il semble que ces flux correspondent aux flux non capturés par la méthode aérodynamique des profils (Chapitre 4). Les structures cohérentes peuvent être détectées à l'aide de l'algorithme de [Barthlott *et al.* \(2007\)](#) basé sur une décomposition en ondelettes. Elles peuvent donc être isolées efficacement dans le temps, permettant une analyse des caractéristiques de la turbulence précisément au moment où ces structures interagissent avec l'écoulement en couche de surface. Une étude précise des changements des caractéristiques des structures cohérentes selon différentes situations de forçage atmosphérique, ainsi que des flux turbulents en surface qui leur sont associés, pourrait permettre de prédire les biais attendus sur les mesures de flux turbulents à partir des caractéristiques de l'écoulement atmosphérique.

Sur le glacier du Zongo, nous avons montré que les événements "downslope" étaient associés à des structures cohérentes qui interagissaient avec l'écoulement en surface. Celles-ci induisaient une distribution des fluctuations de température fortement asymétrique (le "skewness" était fortement négatif, montrant la prédominance de fluctuations positives de la température et une longue queue de distribution vers les valeurs négatives). Sur le glacier de Saint-Sorlin, il est intéressant de voir que si l'on sélectionne les échantillons pour lesquels l'asymétrie de la distribution des températures est marquée, cela revient au même que de sélectionner des cas pour lesquels des fluctuations de la température de l'air apparaissent sur des échelles de temps (Figure 7.5) de l'ordre de 50 à 100 secondes. Ces échelles de temps sont typiques des fluctuations en rampes qui étaient détectées dans les données du Zongo en cas de forts vent descendant. Cela montre que la mesure d'une variable statistique dans la couche de surface, telle que l'asymétrie de la distribution des fluctuations de température, permet d'obtenir des informations sur les conditions régnant dans la couche extérieure. Ainsi, on voit que les structures cohérentes peuvent être identifiées par l'examen de la distribution statistique des fluctuations de température, car l'interaction entre ces structures et la couche de surface induit une signature caractéristique sur le signal de température en surface.

Cela nous amène à signaler qu'en termes de statistiques turbulentes mesurées en couche de surface, des approches telles que les relations flux-variance ([Wesson *et al.*, 2001](#)) peuvent peut-être améliorer la mesure des flux turbulents en conditions de couche de surface perturbée, sans recourir à l'utilisation de systèmes CT. Les formulations flux-variance permettent d'associer la mesure de la variance d'une variable (telle que la température ou l'humidité) à cours pas de temps (de quelques minutes à l'heure), au flux turbulent qui lui est associé (chaleur sensible ou latente). Bien que ces formulations soient basées sur les hypothèses de similarité de [Monin & Obukhov \(1954\)](#) qui ne sont pas valides dans des conditions non-stationnaires, elles prennent en compte, comme leur nom l'indique, les variances plutôt que des grandeurs moyennes. Dans ce sens, si des effets non stationnaires amènent à des variations fortes à l'intérieur d'un échantillon, la variance des grandeurs turbulentes procure une information sur ces variations alors que la moyenne, variable utilisée dans la formulation aérodynamique classique, ne change pas sous l'influence de grandes variations au sein de l'échantillon. Il pourrait valoir la peine de tester ce genre de méthodes. Nous avons vu comme la présence de structures cohérentes peut être caractérisée par l'asymétrie de la distribution de la température, qui est une variable statistique mesurable en couche de surface. Des formulations des flux, basées sur des moments de distribution d'ordre supérieur à l'ordre

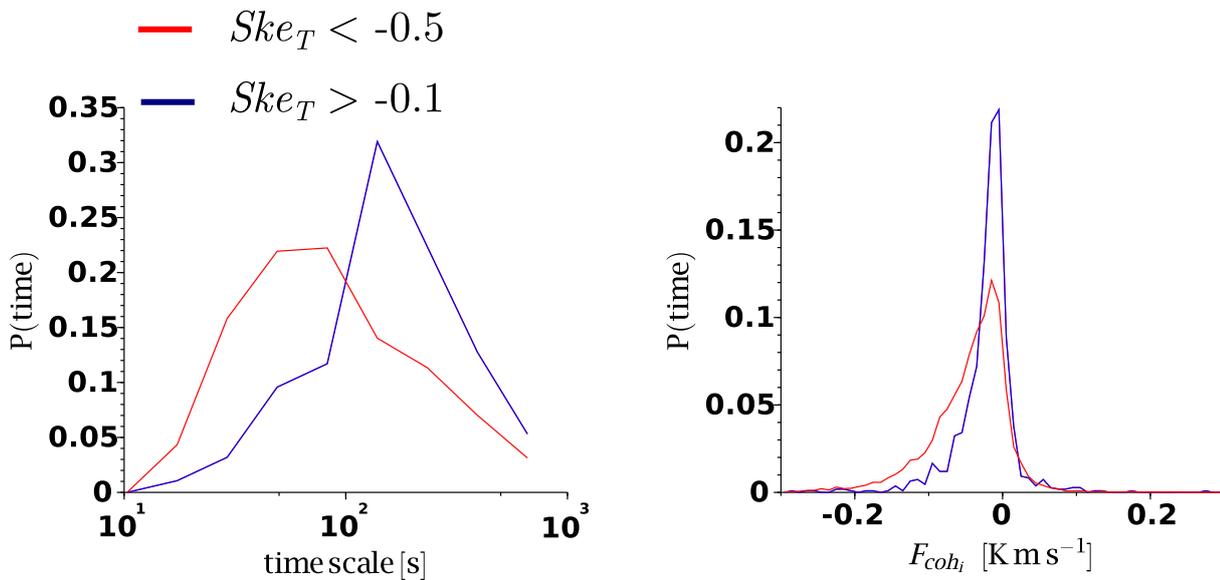


FIGURE 7.5 – Résultat de l’analyse en ondelettes pour la détection des structures cohérentes avec l’algorithme de [Barthlott et al. \(2007\)](#), appliqué sur les données de CT de la campagne de 2006 sur le glacier de Saint-Sorlin (Chapitre 6). Le panneau de gauche montre la distribution des échelles de temps sélectionnées pour la détection des rampes dans les signaux de température. La variable Ske_T est le moment d’ordre trois de la distribution des fluctuations de température (skewness). Le panneau de droite montre la distribution des flux associés à chaque rampe détectée. En rouge, les résultats pour lesquels l’asymétrie de la distribution des températures est forte, en bleu les cas pour lesquels l’asymétrie de la distribution est faible.

de la variance (tels que le skewness, moment d’ordre trois caractérisant l’asymétrie) pourraient également être des pistes à explorer dans ce sens. Cependant, ces approches sont limitées par le fait que de fortes erreurs sont associées aux calculs de moments d’ordre supérieurs à deux.

De nombreuses études des flux turbulents dans lesquelles les flux étaient déterminés à l’aide de la méthode aérodynamique des profils ([Wagnon et al., 2003](#); [Favier, 2004](#); [Cullen et al., 2007](#); [Six et al., 2009](#)) ont utilisé une hauteur de rugosité efficace, afin d’optimiser les résultats des modèles de calcul de bilan d’énergie par rapport à la fonte. Nous avons montré que le calage de ces hauteurs de rugosité efficaces compensait sans doute les sous-estimations des flux par la méthode aérodynamique des profils (chapitre 6). L’utilisation de la hauteur de rugosité efficace peut conduire à des imprécisions, car les flux turbulents ne sont peut être pas systématiquement sous-estimés. Nous avons vu qu’en fonction des régimes de vents les sous-estimations pouvaient avoir des impacts différents. L’application d’un facteur correctif identique sur tout l’ensemble d’une chronique de flux turbulents peut sans doute amener à des erreurs sporadiques, surtout si les flux turbulents représentent une part importante de l’énergie disponible pour la fonte. Il importe donc d’identifier clairement les conditions et régimes de vent pour lesquels les flux sont forts et pour lesquels l’application d’un calage est nécessaire.

La plupart des études qui ont été réalisées sur les flux turbulents sur des glaciers de montagne ont été faites sur des courtes périodes de temps, d’une durée égale à la durée d’une saison ou de quelques mois. Nous soulevons la nécessité d’études sur le long terme en relation avec les différents régimes de vent : les biais dans la mesure des flux turbulents mis en évidence dans cette étude ne sont peut être pas systématiquement forts et les calages effectués ne sont peut être pas systématiquement valides. Les changements de la contribution des flux turbulents au bilan d’énergie d’une saison à l’autre ou encore d’année en année peuvent être importants et intéressants à étudier.

7.2.4 Spatialisation des flux

L’étude que nous avons menée sur les glaciers du Zongo et de Saint-Sorlin, à propos des régimes de vent et des échanges entre la surface et l’atmosphère liés aux flux turbulents, s’est faite à partir de mesures obtenues en

un seul point de chacun de ces glaciers, en zone d'ablation. La question de la généralisation de ces résultats à l'ensemble de la surface du glacier se pose ; en effet, afin de comprendre les relations existant entre les processus de fonte des glaciers et le climat, il importe de comprendre comment le bilan d'énergie varie spatialement. Les processus liés aux flux turbulents sont susceptibles de varier considérablement d'un point à l'autre d'un glacier : la température change avec l'altitude et selon l'exposition, ainsi que l'humidité de l'air. Selon le degré d'ouverture ou les effets d'abris induits par les spécificités topographiques de chaque emplacement en surface du glacier, le contrôle des forçages de grande échelle sur l'écoulement en surface du glacier peut varier d'un point à l'autre. Enfin, l'importance des effets locaux, tels que les vents catabatiques où les vents montants liés à des épisodes convectifs, peut être différente selon le lieu où l'on se trouve sur le glacier.

Les biais que nous avons observés sur les flux turbulents évalués avec la méthode aérodynamique des profils ne sont peut être pas identiques, ou n'ont peut être pas la même importance relative lorsque les mesures sont effectuées dans d'autres zones du glacier, qui sont plus ou moins exposées à l'écoulement atmosphérique de grande échelle, ou des zones de plus haute altitude où les valeurs typiques des variables météorologiques sont sensiblement différentes. De même, nous avons vu que les apports ou pertes d'énergie pour le glacier dus aux échanges turbulents nets ($H + LE$) pouvaient varier considérablement selon le régime de vent considéré (chapitres 5 et 6). L'importance de la spatialisation des flux et le type d'approche utilisée pour effectuer cette spatialisation peuvent être différentes selon les régimes catabatiques, anabatiques, ou autres, car la variation spatiale de ces différents types d'écoulements peut être très différente.

Les études précédentes de spatialisation du bilan d'énergie sur le glacier du Zongo (Sicart *et al.*, 2011; Lejeune, 2009) ou sur le glacier de Saint-Sorlin, basées sur le modèle de Hock & Holmgren (2005) ou le modèle CROCUS de météo France, ont utilisé des paramétrisations simplifiées des variations du vent, de la température et de l'humidité avec l'altitude, afin d'obtenir une spatialisation des flux turbulents. Ces études ont montré que la participation des flux turbulents au bilan d'énergie pouvait être très variable avec l'altitude. La sublimation est plus intense en haute altitude car l'air est moins dense, le flux de chaleur sensible diminue car l'air est plus froid et moins dense. Il est possible, cependant, que la variation de la température avec l'altitude ne soit pas linéaire, qu'elle soit variable au cours du temps, que les régimes de vents affichent des caractéristiques différentes en altitude et dans les zones basses du glacier. Nous avons mis en évidence dans cette étude que des études numériques, telle que celle actuellement menée par S. Blein avec le modèle numérique Mésos-NH, peuvent permettre d'obtenir une compréhension plus fine de l'évolution des paramètres clef contrôlant les flux turbulents sur l'ensemble du glacier.

Chapitre 8

Conclusion générale

8.1 Objectifs

L'objectif de cette thèse était de caractériser l'écoulement turbulent dans la couche atmosphérique de surface, ainsi que les flux turbulents de chaleur sensible et de chaleur latente à la surface des glaciers de montagne. Cette caractérisation avait pour but de mieux comprendre les incertitudes liées à la mesure des flux turbulents, et d'évaluer l'impact de celles-ci sur les calculs de fonte basés sur des modèles de bilan d'énergie de surface. L'objectif était d'effectuer une étude comparative sur des sites présentant des conditions climatiques distinctes, afin de mettre en évidence les éventuelles différences concernant les écoulements turbulents, mais aussi les similitudes, dans une première approche de généralisation des résultats à l'ensemble des glaciers de montagne dans le monde.

Sur les glaciers de montagne, les flux turbulents sont généralement estimés à partir de la méthode aérodynamique des profils, qui utilise des mesures moyennes de la vitesse du vent, de la température et de l'humidité à un ou plusieurs niveaux au-dessus de la surface. Cette méthode repose sur des fortes hypothèses : l'écoulement turbulent doit être stationnaire dans le temps et homogène dans l'espace, et les flux doivent être constants entre la surface et les capteurs utilisés pour la mesure. Ces conditions ne sont souvent pas remplies par les écoulements turbulents dans l'environnement des glaciers de montagnes. La couche atmosphérique de surface est généralement stable car la surface de la glace ou de la neige se refroidit facilement. La dynamique de la turbulence dans les couches de surface stables peut être complexe, on y observe notamment des phénomènes de non-stationnarité et d'intermittence. Sur les glaciers des vents catabatiques sont fréquemment observés. Ils provoquent une divergence de flux juste au-dessus de la surface. Les oscillations naturelles de ces vents peuvent également induire des effets non-stationnaires sur l'écoulement. L'interaction des écoulements atmosphériques à grande échelle avec l'orographie complexe des régions montagneuses peut entraîner la formation de structures tourbillonnaires turbulentes de grande échelle. Ces structures peuvent être transportées jusque dans le voisinage de la surface et y interagir avec l'écoulement turbulent, conduisant également à des effets de non-stationnarité. La caractérisation de ces mécanismes et la compréhension de leur influence sur la mesure des flux turbulents et les incertitudes associées ont fait l'objet de cette thèse.

8.2 Méthodes

Pour mieux comprendre les mécanismes liés aux flux turbulents, quantifier ces derniers et évaluer les erreurs associées à leur mesure dans des conditions climatiques variées, nous nous sommes appuyés sur des mesures de turbulence effectuées durant des campagnes de terrain intensives sur deux glaciers situés dans des régions aux conditions climatiques distinctes : le glacier du Zongo dans les Andes tropicales en Bolivie, à 16° de latitude

sud et le glacier de Saint-Sorlin situé à 45° de latitude nord dans les Alpes Françaises. Un programme de l'Agence Nationale de la Recherche en France a financé l'achat de matériel micro-météorologique ainsi que des campagnes de terrain. Les campagnes ont eu lieu sur le glacier du Zongo durant la saison sèche des tropiques externes de l'hémisphère Sud (juin-juillet-août) en 2005 et 2007 et sur le glacier de Saint-Sorlin durant l'été boréal (juin-juillet-août) en 2006 et en 2009. Durant ces campagnes, dans les zones d'ablation des glaciers, de nombreux capteurs furent installés : un mât de 6 mètres permettant la mesure de profils verticaux de vitesse du vent et de température, des systèmes de covariances turbulentes (CT) permettant la mesure à haute fréquence des fluctuations tridimensionnelles du vent, de la température et de l'humidité, ainsi que des stations météorologiques permettant la mesure du rayonnement solaire et infrarouge incident, réfléchi et émis par la surface ainsi que des mesures moyennes de la vitesse et de la direction du vent, de la température et de l'humidité. Nous avons concentré notre étude sur les données du glacier du Zongo car des caractérisations fines d'écoulements atmosphériques turbulents en surface de glacier tropicaux de haute altitude n'avaient pas encore été menées auparavant. Les méthodes développées ont ensuite été appliquées sur le glacier de Saint-Sorlin.

Les données obtenues à partir du mât de profils ont été utilisées pour caractériser les régimes de vent dans la zone d'ablation et en particulier le maximum de vitesse du vent catabatique. Ces mesures ont également servi à la détermination des hauteurs de rugosité dynamique et thermique et leur comparaison avec des paramétrisations tirées de la littérature. Enfin, ces mesures ont été utilisées pour appliquer la méthode aérodynamique des profils dans sa version "bulk", c'est à dire entre la surface et un niveau de mesure dans l'air. Nous en avons dérivé les flux turbulents à l'aide de niveaux de mesures situées à des hauteurs croissantes au-dessus de la surface. Cette méthode a permis de caractériser les effets potentiels de divergence des flux turbulents au-dessus de la surface.

Les données obtenues à l'aide des systèmes de CT ont été triées et filtrées pour éliminer les échantillons de mauvaise qualité. Après rotation des composantes du vent dans un système de coordonnées s'alignant sur les vents dominants, ces mesures à haute fréquence (20 Hz) ont été utilisées afin de caractériser la turbulence dans la couche limite de surface. La caractérisation de la turbulence s'est faite *via* des méthodes statistiques telles que l'étude des moments d'ordre deux ou trois des composantes de la vitesse du vent ou de la température, mais également par l'analyse de spectres et de cospectres de Fourier, que nous avons comparés avec des spectres obtenus dans des conditions turbulentes idéales. Enfin, grâce à l'analyse en ondelettes, nous avons pu déterminer des échelles temporelles caractéristiques des structures turbulentes et isoler ces structures du reste des signaux pour étudier leurs propriétés. Enfin, les données à haute fréquence ont été utilisées pour calculer les flux turbulents à l'aide de la méthode des CT.

Sur la base de la connaissance des caractéristiques de la turbulence, nous avons effectué une analyse des erreurs aléatoires et systématiques affectant les flux obtenus à partir de la méthode aérodynamique des profils et de la méthode des CT. L'étude des erreurs aléatoires sur les flux évalués par la méthode aérodynamique des profils était basée sur la propagation analytique des erreurs dans la formulation "bulk" des flux, ainsi qu'une analyse de type "Monte-Carlo" basée sur une dispersion artificielle des mesures des profils. L'estimation des erreurs aléatoires sur la méthode des CT était basée sur la formulation de [Mann & Lenschow \(1994\)](#) et l'évaluation d'échelles de temps caractéristiques des structures turbulentes. Nous avons également appliqué la méthode de [Hollinger & Richardson \(2005\)](#) lorsque deux systèmes de CT étaient disponibles. Les erreurs systématiques sur les méthodes "bulk" et des CT ont été étudiées à l'aide d'approches qualitatives et par comparaison des flux obtenus par chacune d'elles.

Nous avons donc développé dans cette thèse des procédures de détermination des hauteurs de rugosité, de calcul de flux, d'analyses statistiques et spectrales, et de décompositions en ondelettes. Nous les avons d'abord appliquées et validées sur les données du glacier du Zongo. Ces procédures ont alors pu être appliquées sur les données du glacier de Saint-Sorlin. Sur ce glacier, un autre aspect de cette étude a pu être développé ; nous avons

profité du fait que durant l'été dans les Alpes, la surface du glacier se trouve dans des conditions thermiques constantes et homogènes. En effet, elle est la plupart du temps en état de fonte. Sous la glace, nous nous attendons à ce que la distribution de température soit isotherme à 0°C. De ce fait, toute l'énergie résultant des transferts d'énergie en surface est directement disponible pour la fonte et ne sert pas à faire varier la température. Il est alors possible d'évaluer l'impact des biais sur la mesure des flux turbulents sur le calcul du bilan d'énergie et de la fonte, sans disposer de mesures de conduction de chaleur dans la neige, données indisponibles durant les campagnes de cette étude. Cet aspect n'avait pas pu être abordé dans le cas du Zongo où la surface se refroidit fortement durant les nuits et où des flux de conduction non négligeables sont attendus sous la surface.

8.3 Résultats principaux

8.3.1 Hauteurs de rugosité

Nous avons déterminé les hauteurs de rugosité dynamique et thermique de la surface par ajustements itératifs entre les profils de vitesse du vent et de température sur le glacier du Zongo durant les campagnes de mesures de 2005 et 2007 et sur le glacier de Saint-Sorlin durant la campagne de 2009. Les hauteurs de rugosité déterminées par ajustements des profils sont, sur les deux glaciers, en accord avec les valeurs obtenues généralement sur la glace et sur la neige. Sur le glacier du Zongo nous observons comme valeurs médianes : $z_0 = 0.93$ mm en 2005 et $z_0 = 2.07$ mm et $z_t = 0.09$ mm en 2007. La dispersion des mesures, de l'ordre de $\delta \ln z_0 \simeq \delta \ln z_t \simeq 1.5$, est expliquée de manière satisfaisante par la propagation des erreurs sur les mesures de la température et de la vitesse du vent. Aucune variation claire des hauteurs de rugosité avec les chutes de neige n'est observée. Cela est sans doute dû au fait que l'état de la surface ne change pas de manière significative durant les campagnes de mesures car la fonte est limitée en saison sèche et que les erreurs de mesures sont trop grandes par rapport à ces faibles changements. Etant donné une forte auto-corrélation entre le nombre de Reynolds rugueux et le rapport z_t/z_0 , nous montrons qu'il n'est pas possible d'évaluer la validité des modèles de [Andreas \(2002\)](#) et de [Smeets & Van den Broeke \(2008\)](#) avec ces données. Sur le glacier de Saint-Sorlin, nous obtenons des hauteurs de rugosité de l'ordre de $z_0 \sim 10^{-3}$ m et $z_t \sim 10^{-5}$ m. De même qu'au glacier du Zongo, la dispersion des mesures est telle qu'elle ne permet pas d'observer une évolution des hauteurs de rugosité avec le temps, sans doute car la surface n'évolue pas significativement durant les campagnes. Ces valeurs médianes des hauteurs de rugosité sont utilisées pour le calcul des flux turbulents par la méthode aérodynamique des profils sur les deux glaciers.

8.3.2 Régimes de vent

Les analyses développées dans cette thèse ont montré que l'on pouvait distinguer trois régimes de vent sur les glaciers du Zongo et de Saint-Sorlin : des vents purement catabatiques, des vents descendants forts et des vents ascendants.

Des écoulements catabatiques sont fréquemment observés sur les glaciers du Zongo et de Saint-Sorlin. Lorsque le forçage synoptique est faible, et que l'écoulement est purement dirigé par le refroidissement de la surface, un maximum de vitesse du vent catabatique est observé à faible hauteur (2 à 2,5 m) à des vitesses relativement faibles ($\sim 2-3$ m s⁻¹). C'est sans doute des propriétés fréquentes de l'écoulement catabatique sur ces glaciers. Ceux-ci sont relativement petits ($\sim 1-2$ km en longueur) et l'écoulement catabatique ne peut sans doute pas se développer considérablement sur les faibles distances et générer des maxima de vents plus haut. Cependant, ce résultat doit être pris avec précaution car le mâât ne permettait pas la mesure de maxima de vitesse du vent situés à des hauteurs supérieures à 4 ou 5 m au-dessus de la surface. Nos résultats montrent par ailleurs que les vents catabatiques sont plus fréquents en été sur le glacier Alpin de Saint-Sorlin que sur le glacier tropical du Zongo durant la saison sèche de l'hiver austral. Cela est dû au fait que dans les Alpes en été, la surface des

glaciers est souvent en conditions de fonte à 0 °C, alors que l'air peut être relativement chaud ($\sim 5 - 10^\circ\text{C}$), favorisant la permanence d'une forte inversion de température même durant la journée. En haute altitude dans les Andes, l'air reste froid même lorsque le rayonnement solaire favorise une température de surface proche de la fusion, limitant ainsi l'intensité de l'inversion de température et donc des écoulements catabatiques. Cela favorise l'installation de vents ascendants intenses en journée sur le glacier du Zongo plus fréquemment que sur le glacier de Saint-Sorlin.

Lorsque le forçage synoptique est fort, l'écoulement atmosphérique tend à s'aligner avec la vallée et le sens d'écoulement du glacier sur les deux sites considérés. Dans ces conditions, des vents descendants intenses sont observés en surface. Aucun maximum de vitesse du vent n'est alors observé à l'aide du mâ, cependant il est possible qu'un maximum de vent se trouve au-dessus de ce dernier. Cela est d'ailleurs suggéré par la forme générale des profils dans ces conditions : ceux-ci divergent du profil log-linéaire sur les niveaux du mâ les plus éloignés de la surface. Cependant cette divergence peut provenir d'autre processus induits par l'interaction de structures de couches externes avec la couche de surface ou d'un découplage de l'écoulement avec la surface. Ces vents sont généralement associés à des masses d'air plus chaudes que la moyenne, et cela sur les deux sites.

Très régulièrement sur le glacier du Zongo, et rarement sur le glacier de Saint-Sorlin, des vents ascendants sont observés en journée. Sur le glacier de Saint-Sorlin, cela peut être expliqué par le fait que l'inversion de température reste toujours marquée, et donc que le vent catabatique reste prédominant en surface. Sur le glacier du Zongo, ce régime de vent est particulièrement important car il est associé à des échanges turbulents de chaleur significatifs entre la surface et l'atmosphère.

8.3.3 Caractéristiques de l'écoulement turbulent et des flux de chaleur associés

Sur les deux glaciers de cette étude, nous avons montré que sous l'influence du vent catabatique l'écoulement turbulent en surface était affecté par des oscillations lentes, sur des échelles de temps caractéristiques de 100 à 200 s, provenant probablement des oscillations internes du vent catabatique. L'écoulement catabatique pur sous faible forçage synoptique est d'une intensité modérée et la vitesse du vent observée en couche de surface reste faible, de l'ordre de 2 à 3 m s⁻¹. En résultat, les flux turbulents restent relativement faibles. Sur le glacier du Zongo, dans ces conditions, le flux de chaleur latente (LE) est dirigé vers l'atmosphère en conséquence de la sublimation de la glace sous l'influence de l'air sec de haute altitude, représentant une perte d'énergie pour la surface (en moyenne -16 W m^{-2}), et le flux de chaleur sensible (H) est dirigé vers le bas en conséquence de l'inversion de température marquée juste au-dessus de la surface, représentant un gain d'énergie pour le glacier (en moyenne $+19 \text{ W m}^{-2}$). Le flux turbulent net ($H + LE$) est alors proche de zéro. Sur le glacier de Saint-Sorlin, en régime catabatique pur, H est pour les mêmes raisons dirigé vers le glacier et est plus intense qu'au Zongo en raison d'un air plus chaud ($\sim +24 \text{ W m}^{-2}$) mais LE est proche de zéro ($\pm 5 \text{ W m}^{-2}$) car l'air est plus dense et humide qu'au-dessus du glacier du Zongo. Le flux turbulent net représente donc un gain d'énergie non négligeable pour le glacier.

Sous l'effet d'un intense forçage géostrophique, l'écoulement descendant est intense sur les deux glaciers et est affecté par des oscillations à basses fréquences, sur des échelles de temps caractéristiques de l'ordre de 50 à 100 secondes, plus courtes que dans le cas des oscillations associées aux vents catabatiques. L'étude des statistiques turbulentes, des décompositions en ondelettes et des spectres de Fourier permet d'attribuer ces oscillations à l'influence de structures turbulentes de tailles caractéristiques ($\sim 100 \text{ m}$) supérieures à celles des structures turbulentes typiquement générées en couche de surface stable par effets de cisaillement. Les structures provoquant ces oscillations proviennent probablement de l'interaction de l'écoulement atmosphérique avec l'orographie complexe et les crêtes entourant les sites considérés. Il semble que la couche limite de surface soit perturbée par ces structures et que la turbulence ne soit plus uniquement caractérisée par les gradients verticaux

de vitesse du vent et de température juste au-dessus de la surface. Dans ces conditions de vent fort descendant sur le glacier du Zongo, H et LE sont forts en magnitude ($\sim 50 \text{ W m}^{-2}$) et opposés en direction, H est dirigé vers la surface en raison de l'inversion de température et LE vers le haut en raison de la forte sublimation toujours favorisée par l'air sec. En général les deux flux ont approximativement la même intensité, s'annulent, et le flux turbulent net est proche de zéro. Sur le glacier de Saint-Sorlin, sous ce régime de vent intense et descendant, les flux de chaleur sensible sont également forts en magnitude ($\sim 50 \text{ W m}^{-2}$ en moyenne et atteignant parfois 200 W m^{-2}). Ils sont plus forts qu'au Zongo car les vents peuvent être plus intenses, permettant la présence d'une couche de surface bien mélangée ($R_{ib} \sim 0$) dans une inversion de température plus marquée en raison d'un air plus chaud. De plus, la densité de l'air est plus élevée. La sublimation est parfois significative, mais en moyenne faible ($\sim -10 \text{ W m}^{-2}$) car l'air est plus dense et humide qu'au-dessus du Zongo. Les deux flux ne s'annulent pas dans ces conditions et leur somme représente un gain d'énergie pour le glacier ($H + LE > 0$).

Lorsque l'écoulement provient de l'aval du glacier du Zongo l'écoulement turbulent en surface semble perturbé par des structures de grande échelle, similaires à celles observées dans les cas de vent descendant fort. Ceci est mis en évidence par les spectres de Fourier ainsi que par les statistiques turbulentes, qui donnent des résultats similaires à ceux obtenus dans les cas de vents forts descendants. L'inversion de température est alors peu marquée (comme nous l'avons vu dans la section sur les régimes de vent) et le flux de chaleur sensible est faible ($\sim +10 \text{ W m}^{-2}$). Cependant, les taux de sublimation restent significatifs ($\sim -40 \text{ W m}^{-2}$) car l'air est sec. En conséquence, dans ces cas de vents ascendants le résultat net des flux turbulents est une perte d'énergie significative pour le glacier. Ce cas n'est pas abordé dans le cas du glacier de Saint-Sorlin car il est rare et est généralement associé à des épisodes humides pendant lesquels les mesures sont de mauvaise qualité.

8.3.4 Incertitudes sur la mesure des flux

Les méthodes analytique et de Monte-Carlo de propagation des erreurs de mesures pour la méthode "bulk" donnent des résultats similaires sur les erreurs aléatoires des flux. L'avantage de l'approche analytique réside dans le fait qu'elle permet de séparer les contributions des différentes sources d'erreur. L'essentiel des erreurs aléatoires sur les flux turbulents provient d'une connaissance peu précise des hauteurs de rugosité. Ensuite, le deuxième terme le plus important provient des erreurs sur la mesure des gradients de température. Ce terme est fortement affecté par l'incertitude sur la température de la surface. Les erreurs sur l'humidité spécifique et la vitesse du vent jouent un rôle secondaire, et l'erreur sur la hauteur de mesure est presque négligeable. Toutes ces erreurs diminuent lorsque la hauteur de mesure augmente. Sur des pas de temps courts de l'ordre de l'heure, les erreurs aléatoires peuvent être importantes, de l'ordre de 40 %, mais elles se compensent lorsque les flux sont moyennés sur des périodes de plusieurs jours. L'erreur résultante sur les flux est alors de quelques pourcents. Les mêmes observations sont valables pour les deux glaciers.

Par vents forts descendants ou montants, la méthode des CT est affectée par d'importantes erreurs aléatoires résultant d'un échantillonnage statistique trop faible des plus grandes structures turbulentes (l'erreur aléatoire peut atteindre 60 % sur les flux nets moyens). En effet, des structures de grande échelle, évoluant sur des échelles de temps de l'ordre de 50 à 100 secondes, interagissent fréquemment avec la couche de surface dans ces cas là. Dans les cas d'écoulements faibles dominés par le forçage catabatique, il semblerait qu'une erreur aléatoire significative résulte de la non-stationnarité de l'écoulement. Celle-ci n'a pas pu être quantifiée précisément.

La méthode aérodynamique des profils est affectée par des biais importants : les effets de contamination par le rayonnement solaire des mesures du rayonnement de grandes longueurs d'onde provenant de la surface peuvent conduire à de fortes incertitudes sur les flux turbulents (plusieurs dizaines de pourcents) car la méthode "bulk" est très sensible à la température de surface. Sur les glaciers étudiés, le vent catabatique provoque une divergence importante des flux avec la hauteur, causant une sous-estimation des flux turbulents en surface s'ils

sont évalués à partir de mesures à plus de 1 à 2 m de hauteur. Cet effet n'a pas beaucoup de conséquence sur le glacier du Zongo car H et LE tendent à s'annuler en régime de vent catabatique pur. Cependant, l'effet n'est pas négligeable sur le glacier de Saint-Sorlin où le vent catabatique est plus fréquent, car les pertes d'énergie par LE ne compensent pas les gains de chaleur par H . Enfin, les effets de non-stationnarité induits par les oscillations du vent catabatique ou par l'interaction de structures de grande échelle avec la couche de surface provoquent une sous-estimation des flux par la méthode "bulk". Sur le glacier du Zongo dans les cas de forts vents descendant ou de vent calme catabatique, H et LE s'annulent entre eux et cet effet est peu important. En revanche dans les cas de vent ascendant sur le glacier du Zongo, ou de manière générale sur le glacier de Saint-Sorlin où LE est généralement plus faible en magnitude que H , cet effet n'est pas compensé sur la somme de H et de LE et peut être important.

Des biais influencent très probablement la mesure des flux turbulents par la méthode des CT. Tout comme la méthode aérodynamique des profils, cette méthode doit être affectée par la divergence de flux dans les premiers mètres au-dessus de la surface causant une sous-estimation de l'intensité des flux. Cet effet se compense sur le glacier du Zongo car H et LE sont opposés et de magnitudes similaires. Cet effet doit être plus important sur le glacier de Saint-Sorlin où les flux H et LE ne se compensent pas l'un et l'autre. Un autre biais résulte de la sous-estimation des fluctuations du vent sur l'axe vertical par les anémomètres non-orthogonaux tels que les CSAT-3 utilisés dans cette étude. Cette étude montre que l'intensité des flux est potentiellement sous-estimée en raison de cet effet (jusqu'à 16 %). Cependant les méthodes d'estimation de cette erreur sont encore controversées dans la littérature (Kochendorfer *et al.*, 2012b; Mauder, 2013). Les biais potentiels dus à un mauvais échantillonnage des tourbillons de plus hautes fréquences semblent faibles (maximum 5 %).

De manière générale, les deux méthodes ont donc tendance à sous-estimer l'intensité des flux. Sans prendre en compte la divergence des flux en surface, la méthode CT sous-estime leur intensité au maximum d'environ 20 %. La méthode aérodynamique des profils, sous estime d'environ 40 à 50 % l'intensité des flux estimée par CT. A ces sous-estimations s'ajoutent les sous estimations dues aux effets de divergence des flux avec la hauteur, qui sont variables selon le régime de vent et sont difficiles à quantifier.

8.3.5 Implications pour le calcul de la fonte à l'aide du bilan d'énergie

Il était important d'évaluer les effets des biais de mesure des flux turbulents par la méthode aérodynamique des profils sur le calcul de la fonte à l'aide du bilan d'énergie de surface. Sur le glacier du Zongo durant la saison sèche, la quantité de fonte journalière est faible ou nulle, et un stock de froid s'accumule en général sous la surface pendant la nuit. Sans données concernant la conduction de la chaleur dans le manteau neigeux ou dans la glace, il nous était impossible d'évaluer précisément la part des flux turbulents, au sein du bilan d'énergie, dans les changements de température de la surface. Par contre, sur le glacier de Saint-Sorlin en été, la surface est presque toujours en conditions de fonte, et les apports d'énergie à la surface sont immédiatement disponibles pour la fonte. Nous avons donc pu comparer la fonte observée à celle évaluée à partir du bilan d'énergie de surface et tester l'influence sur l'évaluation de la fonte des biais de mesure des flux turbulents.

A Saint-Sorlin, nous observons que si des événements de circulation atmosphérique intenses sont peu fréquents durant une saison de fonte, comme durant la campagne de 2006, les flux turbulents en surface du glacier sont également peu intenses ($\sim 50 \text{ W m}^{-2}$), et bien qu'il soit indispensable d'inclure ces flux dans les bilans d'énergie afin d'obtenir une estimation correcte de la fonte, les biais sur leur mesure (avec la méthode aérodynamique des profils) ne sont pas significatifs et affectent peu l'estimation de la fonte par le calcul du bilan d'énergie. Durant des périodes de fonte caractérisées par de fréquents événements de forçage synoptique fort, comme en 2009, ces circulations atmosphériques étant associées à des vents relativement chauds et forts en surface du glacier, elles induisent des flux turbulent intenses (jusqu'à $H \simeq +200 \text{ W m}^{-2}$). Les biais sur l'évaluation des flux turbu-

lents par la méthode aérodynamique des profils peuvent conduire à une sous-estimation de la fonte lors de son évaluation calculée par le bilan d'énergie. Sur le glacier de Saint-Sorlin durant la campagne de 2009, cette sous-estimation est d'environ 5%.

Enfin, nous montrons que dans les études de bilan d'énergie où les flux turbulents sont calculés avec la méthode aérodynamique des profils l'utilisation de hauteurs de rugosité effectives z_e telles que $z_0 = z_t = z_q < z_e$ sert sans doute à compenser la sous-estimation des flux par la méthode aérodynamique à cause d'effets de non-stationnarité. En général, les valeurs de z_e sont calibrées pour que l'évaluation de la fonte à l'aide du bilan d'énergie corresponde à la fonte observée. Nos résultats suggèrent que ce calage ne sert pas à compenser d'éventuelles erreurs sur d'autres termes du bilan d'énergie que les flux turbulents.

8.4 Perspectives

Nous avons mis en évidence des biais importants sur l'évaluation des flux turbulents par la méthode aérodynamique des profils, liés à la présence de vents catabatiques et de l'interaction de structures de grandes échelles avec la turbulence en couche de surface. Afin d'estimer les flux turbulents plus précisément, il est nécessaire de développer de nouvelles paramétrisations prenant en compte ces effets. Cette étude s'est basée presque exclusivement sur des mesures dans la couche de surface atmosphérique, c'est à dire dans les quelques mètres au-dessus de la surface. Les effets observés sont issus de processus trouvant leur source loin au-dessus de la surface (pour les structures turbulentes de grande échelle) ou juste au-dessus du glacier mais loin du site de mesure (pour les vents catabatiques). Des études pour obtenir des paramétrisations plus adaptées passent nécessairement par l'obtention davantage d'informations, et donc de mesures, sur l'écoulement atmosphérique plus haut dans la couche limite atmosphérique ou en d'autres points du glacier. Des radiosondages ou des mesures de ballons sondes dans les premières centaines de mètres au-dessus de la surface sont nécessaires afin de documenter la stratification thermique et les conditions de vent en couche limite extérieure, afin de les relier aux observations en couche de surface.

Nous avons montré, dans une approche préliminaire exploratoire, que l'utilisation de modélisations numériques à fine échelle de l'écoulement atmosphérique permettait d'obtenir des informations complémentaires, extrêmement utiles, aux mesures *in-situ* en couche de surface. Malgré les incertitudes liées à ces deux approches, nous avons vu que leur combinaison permettait une représentation cohérente des propriétés de la couche limite au-dessus du glacier du Zongo sous l'influence de différents types de forçages atmosphériques. Des modélisations plus fines devraient permettre d'aboutir à une meilleure compréhension des processus liés aux vents catabatiques ou aux structures de grande échelle, et de leur influence sur les caractéristiques des flux turbulents en couche de surface. Inversement, les mesures *in-situ* apportent des compléments d'information sur les processus ayant cours à fine échelle et peuvent permettre d'améliorer les schémas de fermeture de la turbulence dans les modèles, dont les résolutions spatiales et temporelles sont limitées par les capacités de calcul.

La modélisation peut apporter des informations sur les variations des flux turbulents à l'échelle d'un glacier, qui restent peu documentées dans la littérature. L'étude menée dans cette thèse s'est attachée à caractériser les flux turbulents en un seul site, situé en zone d'ablation, sur chacun des deux glaciers. Quand l'altitude augmente, la température de l'air diminue, sa densité plus faible rend l'air plus sec, et l'exposition au vent dominant est différente, ainsi que l'intensité des vents catabatiques qui ont moins d'espace pour se développer proche du sommet du glacier. De même, aux bords du glacier, à proximité des moraines composées de matériel sableux ou caillouteux, des effets thermiques de bord peuvent apparaître, conduisant à des dynamiques d'écoulements turbulents particulières. Le bilan radiatif peut être variable au court de la journée d'un point à l'autre et est souvent couplé avec la turbulence. La distribution spatiale du rayonnement solaire en surface du glacier est contrôlée par la position du soleil et les ombres provenant projetées par les parois environnantes. Cela peut

conduire à des dynamiques de flux turbulents différentes de celles observées dans cette étude, réalisée au milieu de la zone d'ablation. Des études de paramétrisations plus précises des flux turbulents prenant en compte les effets des vents catabatiques et des structures de couche externe, couplées à une compréhension de la dynamique de la couche limite et à des mesures spatialisées pourraient permettre de mieux comprendre ces processus et de parvenir à une meilleure caractérisation des flux turbulents à l'échelle du glacier. La caractérisation des régimes de vent en surface, en fonction des forçages atmosphériques de grande échelle, et l'étude de l'importance des flux qui leur sont associés, effectués dans cette thèse, constituent une première étape vers la compréhension des processus turbulents à l'échelle du glacier.

Des études menées sur des sites présentant des climatologies différentes de celles considérées dans cette étude pourraient s'avérer utiles. L'importance relative des flux de chaleur sensible et de chaleur latente pour les calculs de bilan d'énergie varie selon les climats, comme montré ici sur un site tropical et sur un site alpin. Nous avons mis en évidence des biais importants affectant la mesure des flux turbulents par la méthode aérodynamique des profils, qui sont observés sur deux glaciers de climats très différents. Ces biais sont susceptibles d'affecter les mesures sur d'autres sites. Cependant, les erreurs mises en évidence dans cette étude et qui se compensent pour certains régimes de vent, ne se compensent pas nécessairement dans d'autres conditions. Nous avons développé dans cette thèse des méthodes efficaces pour caractériser la turbulence et les erreurs sur les flux, et ces méthodes pourraient permettre d'effectuer des études d'erreurs sur d'autres glaciers. Enfin, il est possible que d'autres sources d'erreurs plus importantes sur d'autres sites que dans les cas présentés ici, affectent également les flux turbulents.

Annexe

Nous présentons dans cette annexe un article publié dans “*Journal of Geophysical Research - Atmospheres*” durant la réalisation de cette thèse. L’auteur de la thèse est deuxième auteur de ce papier. L’étude se consacre à une première identification des régimes de vents observés durant la saison sèche sur le glacier du Zongo, à l’aide des mesures des campagnes de 2005 et de 2007. Nous proposons une étude des hauteurs de rugosité de surface dans la zone d’ablation du glacier. Comme nous l’avons vu, les hauteurs de rugosité sont des paramètres clés pour la détermination des flux turbulents en surface à partir de la méthode aérodynamique des profils.

Les hauteurs de rugosité sont déterminées à partir des mesures de profils de vitesse de vent et de température dans la couche de surface. L’auteur de cette thèse a développé la méthode des ajustements itératifs présentée dans le Chapitre 3 et l’a appliquée aux données des profils en couche de surface pour obtenir les valeurs des hauteurs de rugosité. L’étude propose également une première évaluation des flux turbulents de chaleur sensible et de chaleur latente, et une caractérisation des erreurs sur la détermination des hauteurs de rugosité. Ces parties ont été élaborées par Jean-Emmanuel Sicart et l’auteur de la thèse. Les valeurs des hauteurs de rugosité déterminées dans cette étude, ainsi que les erreurs sur leur mesures, ont servi dans cette thèse à la détermination des flux turbulents de chaleur sensible et de chaleur latente par la méthode aérodynamique des profils sur le glacier du Zongo (Chapitre 4).

A study of the atmospheric surface layer and roughness lengths of the high-altitude tropical Zongo glacier, Bolivia

Jean-Emmanuel Sicart, Maxime Litt, Warren D. Helgason, Vanessa Ben Tahar, Thomas Chaperon

Article paru dans “*Journal of Geophysical Research - Atmospheres*”

doi : [10.1002/2013JD020615](https://doi.org/10.1002/2013JD020615)

Resumé

La couche de surface atmosphérique des glaciers tropicaux de haute altitude nécessite davantage de recherches afin de mieux évaluer les flux turbulents. Les mesures montrent que la sublimation diminue l'énergie disponible pour la fonte durant la saison sèche, mais les erreurs sont importantes lorsque qu'un maximum de vitesse de vent catabatique apparaît à faible hauteur. Cette étude analyse les profils verticaux de température et de vitesse de vent mesurés à l'aide d'un mât de 6 m situé dans la zone d'ablation du Glacier tropical du Zongo (16°S, 5060 m) durant les saisons sèches de 2005 et de 2007. Les hauteurs de rugosité pour les transferts de quantité de mouvement et de température sont dérivées à partir d'ajustements de moindres carrés sur les données horaires. Les erreurs de mesure sont étudiées, en se focalisant sur la hauteur de référence des capteurs qui est mal définie. Un maximum de vitesse de vent catabatique apparaît entre 2 et 3 m au dessus de la surface en conditions de vent calme et d'inversion de température marquée, $\sim 50\%$ du temps, réduisant grandement l'épaisseur de la couche de surface. La surface du glacier, en conditions de fonte en début d'après-midi, et fortement refroidie durant la nuit, reste relativement lisse avec $z_0 \sim 1$ mm et $z_t \sim 0.1$ mm. Les flux de chaleur sensible mesurés à ~ 1 m sont peu sensibles à la détermination de la hauteur de référence, en conséquence de deux effets opposés : lorsque les hauteurs de mesures augmentent sur le mât, les hauteurs de rugosité dérivées des profils augmentent mais les gradients de température et de vitesse de vent diminuent. La relation entre z_t/z_0 et le nombre de Reynolds rugueux Re_* s'accorde approximativement avec la prédiction des modèles de type “surface renewal”. Cependant, cela est dû essentiellement à l'auto-corrélation induite par la variable partagée z_0 dans z_t/z_0 et Re_* , ce qui empêche toute validation expérimentale rigoureuse du modèle.

RESEARCH ARTICLE

10.1002/2013JD020615

Key Points:

- Analysis of wind and temperature profiles measured on the tropical Zongo Glacier
- Investigation of wind regimes and aerodynamic properties of the glacier surface

Correspondence to:

J. E. Sicart,
jean-emmanuel.sicart@ird.fr

Citation:

Sicart, J. E., M. Litt, W. Helgason, V. B. Tahar, and T. Chaperon (2014), A study of the atmospheric surface layer and roughness lengths on the high-altitude tropical Zongo glacier, Bolivia, *J. Geophys. Res. Atmos.*, 119, 3793–3808, doi:10.1002/2013JD020615.

Received 22 JUL 2013

Accepted 4 MAR 2014

Accepted article online 7 MAR 2014

Published online 9 APR 2014

A study of the atmospheric surface layer and roughness lengths on the high-altitude tropical Zongo glacier, Bolivia

Jean Emmanuel Sicart¹, Maxime Litt¹, Warren Helgason², Vanessa Ben Tahar³, and Thomas Chaperon⁴

¹IRD/UJF-Grenoble 1/CNRS/G-INP, LTRE UMR 5564, Grenoble, France, ²Civil and Geological Engineering, University of Saskatchewan, Saskatoon, Saskatchewan, Canada, ³Campbell Scientific Ltd, Paris, France, ⁴Nogent sur Marne, France

Abstract The atmospheric surface layer of high-altitude tropical glaciers is inadequately understood, particularly concerning turbulent fluxes. Measurements have shown that sublimation reduces melt energy in the dry season, but the errors are large when a katabatic wind maximum occurs at a low height. This study analyzed wind and temperature vertical profiles measured by a 6 m mast in the ablation area of the tropical Zongo glacier (16°S, 5060 m above sea level) in the dry seasons of 2005 and 2007. Surface roughness lengths for momentum and temperature were derived from least squares fits of hourly wind and temperature profile data. Measurement errors were explored, focusing on the poorly defined reference level for sensor heights. A katabatic wind maximum at heights between 2 and 3 m was regularly observed during low wind speed and strong inversion conditions, or about ~50% of the time, greatly reducing the surface layer depth. The glacier surface, experiencing melting conditions in the early afternoon and strong cooling at night, remained relatively smooth with $z_0 \sim 1$ mm and $z_T \sim 0.1$ mm. Sensible heat flux measured at ~1 m was not very sensitive to the zero reference level due to two opposite effects: when measurement heights increase, profile-derived roughness lengths increase but temperature and wind gradients decrease. The relation between z_T/z_0 and the roughness Reynolds number Re_τ roughly agrees with the surface renewal model. However, this is mostly due to self-correlation because of the shared variable z_0 in z_T/z_0 and Re_τ , which prevents a sound experimental validation of the model.

1. Introduction

On high-altitude tropical glaciers, marked seasonal variations in turbulent exchanges of heat contribute to the annual cycle of melt rate. Energy losses in latent heat flux are significant during the dry season; ice sublimation rates of several millimeters of water equivalent (w.e.) per day have been measured on glaciers from the outer tropics of Bolivia to the humid climate of Ecuador [e.g., Favier *et al.*, 2004; Sicart *et al.*, 2005]. Energy gains in sensible heat flux are small all year long because the 0°C isothermal varies little in elevation throughout the year, the air remains cold during the melt season, and light air at very high altitude carries less heat [Sicart *et al.*, 2008]. The sum of the turbulent fluxes generally represents a sink of energy for tropical glaciers, reducing the melt energy. However, large uncertainties remain because most of measurements have been indirect and in the lower ablation area only. Different measurement methods have been applied to quantify the flux magnitudes and associated errors: weighing lysimeter, eddy covariance, and profile aerodynamic methods [e.g., Wagnon *et al.*, 1999; Cullen *et al.*, 2007; Winkler *et al.*, 2009]. On the Bolivian Zongo glacier, Sicart *et al.* [2005] suggested that the main sources of error in profile methods were related to the proximity of the measurement level to the katabatic wind maximum and to uncertainties in surface roughness lengths. However, they analyzed the mean climatic data at only one measurement level and could not investigate the katabatic wind properties. Energy losses associated with turbulent fluxes may be important in the firn area [Hardy *et al.*, 1998; Wagnon *et al.*, 2003], where melt rate is significant just before the wet season [Sicart *et al.*, 2011], but their contribution to the overall energy budget at the glacier scale is not well known. The atmospheric surface layer of low-latitude high-altitude glaciers needs further investigation to better evaluate the turbulent fluxes.

This study analyzes wind and temperature vertical profiles measured in the ablation area of Zongo glacier during two periods of 2 months in the dry seasons of 2005 and 2007. Wind regimes, the atmospheric surface layer, and aerodynamic properties of the glacier surface are investigated to reduce the uncertainty in estimating the turbulent fluxes. We investigate the effects of the low-level katabatic jet in reducing the depth of the surface layer and the appropriate measurement levels required to derive the turbulent fluxes from

Table 1. List of Sensors With Their Specifications^a

Quantity	Sensor Type	Height (cm) ^b	Accuracy According to the Manufacturer
Wind speed (m s ⁻¹)	Vector A100L2	31, 71, 111, 170, 230, 290, 371, 540 ^c	1% of reading
Profile mast		38, 68, 158, 208, 278, 368, 488 ^d	
Air temperature (°C)	Type T thermocouples	10, 40, 60, 90, 120, 150, 170, 200, 270, 360,	±0.1°C
Profile mast		480, 600 ^d	
Air temperature (°C) and relative humidity (%) AWS ^e	Vaisala HPM45C	180	± 0.2°C ± 2% in [0–90%] ± 3% in [90–100%]
Wind speed (m s ⁻¹) and direction (deg), AWS	Young 05103	250	± 0.3 m s ⁻¹ ± 3°
Incident and reflected short-wave radiation (W m ⁻²), AWS	Kipp&Zonen CM3 0.3 < λ < 2.8 μm	100	± 10% for daily sums
Incoming and outgoing long-wave radiation (W m ⁻²), AWS	Kipp&Zonen CG3 5 < λ < 50 μm	100	± 10% for daily sums
Surface elevation changes (mm)	Ultrasonic depth gauge Campbell SR50	150	± 1 cm
3-D wind speed (m s ⁻¹) and temperature (°C)	Campbell CSAT-3	190 ^e	< ± 4 cm s ⁻¹

^aData were recorded as hourly means at 20 s time intervals except for wind direction and accumulation/ablation, which are instantaneous values recorded every hour.

^bMean heights: Height changes were derived from ultrasonic depth-gauge measurements and field visits every 5–10 days.

^cField campaign of 2005: eight anemometers.

^dField campaign of 2007: 7 anemometers and 12 thermocouples.

^eAWS is a tripod resting freely on the surface of the glacier.

profile aerodynamic methods [e.g., *Munro and Davies, 1978; Denby and Greuell, 2000*]. Surface roughness lengths for momentum and for temperature are derived from least squares fits to the profile data, and their measurement errors are examined. Focus is placed on the reference level for measurement heights, which is difficult to locate on glaciers, and its uncertainty may cause systematic errors in z_0 derived from profile fits [*Munro, 1989*]. Finally, the profile data are used to test the surface renewal model developed by *Andreas [1987]* to estimate the surface roughness lengths of snow and ice from the analyses of *Brutsaert [1975a, 1975b]*.

2. Measurements

Table 1 lists the sensors installed on the glacier and their specifications. Wind and temperature data were collected from a 6 m mast positioned at 5060 m above sea level (asl) on a plateau in the ablation area (mean local slope was around 5°, Figure 1). Two experiments were conducted from 16 September to 24 November 2005 and from 21 July to 5 September 2007. Wind speed was measured at eight heights in 2005. In 2007, wind speed was measured at 8 heights and temperature at 12 heights. The type T thermocouples (0.5 mm diameter) were shielded from solar radiation and continuously mechanically aspirated day and night. The radiation shields were oriented horizontally, away from direct solar radiation, to reduce the influence of reflected solar radiation. Hourly averages of mast data measured at 20 s time intervals were recorded by a Campbell Scientific CR10X data logger. An Automatic Weather Station (AWS) measured radiation components, air temperature and humidity, wind speed and direction, and changes in surface elevation. Periods when solar irradiance exceeded 20 W m⁻² are considered daytime; all other periods are considered nighttime. During the 2007 campaign, a Campbell CSAT-3 sonic anemometer was installed at 190 cm above the glacier surface. A Campbell CR1000 data logger recorded wind and temperature data at the 20 Hz frequency. Eddy covariance (EC) data were processed with the EdiRe software (University of Edinburgh); including despiking, planar fit rotation (coordinate system renewed every 10 days), and correction for spectral attenuation due to path length averaging between sensor heads [*Moore, 1986*]. To avoid wind disturbance from the structures, the stations were located along a transect perpendicular to the ice flow, over a horizontal distance of around 30 m. Stations were checked every 5–10 days during field campaigns.

The anemometers were new in 2005, and the thermocouples were intercompared at 0°C in an ice bath and at room temperature before each field campaign. During measurements on the glacier, linear correlations of each pair of sensors at adjacent levels on the profile mast showed coefficients of determination (r^2) greater than 0.985 for both wind and temperature data. In 2007, thermocouple measurements were interpolated to

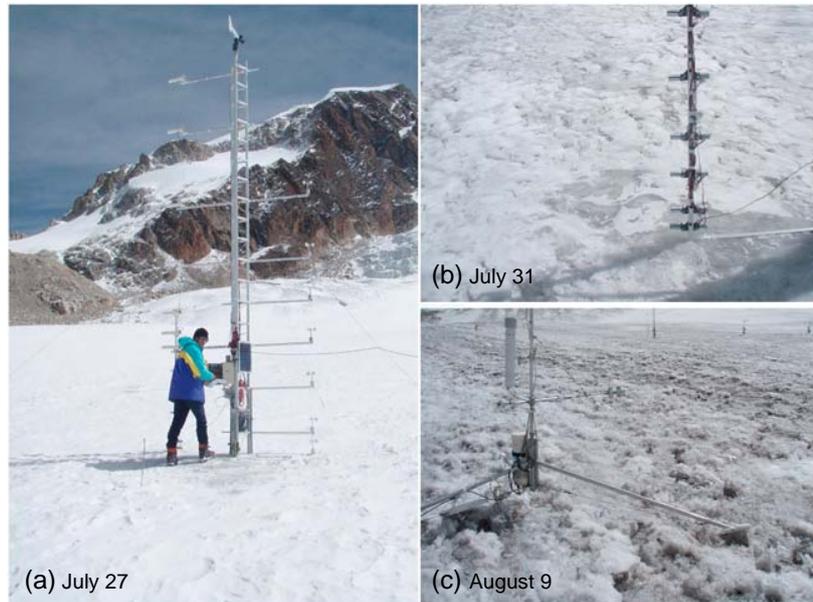


Figure 1. Photos of the experimental setup in 2007: (a) profile mast on 27 July, (b) lowest ventilated thermocouples on 31 July, and (c) the automatic weather station on 9 August.

the height of the CSAT-3 sensor to compare them to the sonic temperature after moisture correction. The coefficients of determination were high ($r^2 = 0.91$ and 0.93 during daytime and nighttime, respectively), but the offset was quite large and larger during daytime (1.22°C) than during nighttime (0.21°C , Figure 2). The temperature difference between the thermocouple and the CSAT-3 was significantly correlated with global radiation ($r^2 = 0.47$) but not with wind speed. The high correlations at night suggest that the sonic temperature measurements were reliable and that radiative errors in temperature measurements can persist for well-ventilated sensors when reflected solar radiation is high [e.g., Nakamura and Mahrt, 2005]. Following the method of Huwald *et al.* [2009], we applied linear correlations to correct the thermocouple measurements at all levels during daytime using the CSAT-3 temperature as a reference (Figure 2).

3. Theory and Method

We derive surface stress and turbulent fluxes with the profile aerodynamic method, based on Monin-Obukhov similarity theory. Under idealized horizontal, homogeneous, and steady state conditions, the turbulent structure of

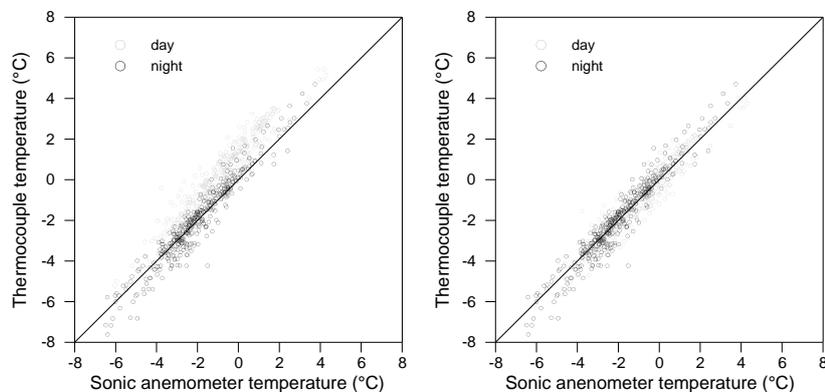


Figure 2. Shielded mechanically aspirated thermocouple versus sonic anemometer temperature shown separately for daytime and nighttime. (right) Corrected thermocouple measurements during daytime (see text). Hourly averages from 21 July to 5 September 2007.

the surface layer, i.e., the lowest region of the atmospheric boundary layer where turbulent fluxes are numerically similar to their surface values, can be defined by the turbulent velocity and temperature scales (u_* and θ_*), the length scales z (height) and L (Obukhov length), and the surface roughness lengths for momentum and temperature (z_0 and z_T). Flux-profile relations relate the vertical gradients of mean wind speed (U) and mean potential temperature (θ) to the turbulent scales:

$$\phi_m \left(\frac{z}{L} \right) = \frac{kz}{u_*} \frac{\partial U}{\partial z} \quad (1)$$

$$\phi_h \left(\frac{z}{L} \right) = \frac{kz}{\theta_*} \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad (2)$$

where $u_* = |\overline{uw}_{\text{surf}}|^{1/2}$ is the friction velocity and $\theta_* = \frac{-\overline{w\theta}}{u_*}$. The von Karman constant ($k=0.40$) has been experimentally determined to fulfill $\phi_m=1$ in neutral conditions. The overbar denotes time averaging, and the wind and temperature variables are separated into their mean (U , W , and θ) and turbulent (u , w , and θ) components. In the moderately stable conditions of Zongo, we use the log linear stability functions, defined as [e.g., Webb, 1970]

$$\phi_m = 1 + \alpha_m \frac{z}{L} \quad (3)$$

$$\phi_h = Pr + \alpha_h \frac{z}{L} \quad (4)$$

where the Obukhov length $L = \frac{\theta (u_*)^2}{kg \theta_*}$. We use $\alpha_m = \alpha_h = 5$ and the Prandtl number for neutral stratification $Pr = 1$ [Dyer, 1974]. Integrating equations (1) and (2) from level z_1 to z_2 leads to the log linear profile equations

$$U(z_2) - U(z_1) = \frac{u_*}{k} \left(\ln \frac{z_2}{z_1} + \alpha_m \frac{z_2 - z_1}{L} \right) \quad (5)$$

$$\Theta(z_2) - \Theta(z_1) = \frac{\theta_*}{k} \left(\ln \frac{z_2}{z_1} + \alpha_h \frac{z_2 - z_1}{L} \right) \quad (6)$$

Integrating equations (1) and (2) from the surface to the level z leads to the log linear bulk equations

$$U(z) = \frac{u_*}{k} \left(\ln \frac{z}{z_0} + \alpha_m \frac{z}{L} \right) \quad (7)$$

$$\Theta(z) - \Theta_{\text{surf}} = \frac{\theta_*}{k} \left(Pr \ln \frac{z}{z_T} + \alpha_h \frac{z}{L} \right) \quad (8)$$

The roughness lengths z_0 and z_T are the heights at which the extrapolated log linear wind and temperature profiles would reach their surface values. Surface temperature θ_{surf} is derived from measurements of the AWS downward pyrgeometer, assuming that ice emissivity is 1. Linear least squares fitting to measured profiles of wind speed and temperature allows the unknown u_* , θ_* , z_0 , and z_T in equations (5)–(8) to be determined. The accuracy of the profile method increases when more measurement levels are used. The bulk method is generally considered as less sensitive to sensor errors than the profile method, which relies on measurements of small gradients [e.g., Berkowicz and Prahm, 1982; Denby and Greuell, 2000]. However, the bulk method requires surface temperature and roughness lengths, which are difficult to estimate accurately. The eddy covariance system measures u_* , θ_* , and L , from which the roughness lengths can be deduced with equations (7) and (8).

Considering neutral conditions, the linear regression of $y = U$ as a function of $x = \ln(z)$ can be written as $y = a x + b$ (equation (7), $z/L \sim 0$), with

$$a = \frac{u_*}{k} \quad (9)$$

$$b = -\frac{u_*}{k} \ln(z_0) \quad (10)$$

Least squares estimates of these coefficients can be written as follows:

$$a = \frac{\sum (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sum (x_i - \bar{x})^2} = \frac{\text{cov}(x, y)}{\text{var}(x)} \quad (11)$$

$$b = \bar{y} - a\bar{x} \quad (12)$$

The summations are on the profile levels i . The signs $\bar{\cdot}$, $\text{cov}()$, and $\text{var}()$ denote vertical average, variance, and covariance over all levels, respectively. To investigate the effects of a change of the zero reference level, we apply the change of variable $z' = z + h_0$, where h_0 is a constant height:

$$x' = \ln(z') = \ln(z + h_0) \quad (13)$$

We obtain

$$a' = \frac{\sum (x'_i - \bar{x}') (y_i - \bar{y})}{\sum (x'_i - \bar{x}')^2} = \frac{\text{cov}(x', y)}{\text{var}(x')} \quad (14)$$

$$b' = \bar{y} - a' \bar{x}' \quad (15)$$

The variations of u_* and z_0 as functions of h_0 can be derived from a' and b' through equations (9) and (10).

Of the hourly measurements, 62% in 2005 ($n = 1253$) and 43% in 2007 ($n = 1032$) showed a wind speed maximum below the highest profile level when wind direction was downslope, indicative of katabatic wind. Selection criteria on the profiles were needed to guarantee goodness of fit and that the theoretical hypotheses were appropriate. Different methods of data filtering were compared. First, profiles with no wind speed maximum were selected. To avoid the influence of (no detected) wind maximum around the highest level, only the lowest levels up to 2 m were used for the fitting procedures. In 2007, both wind and temperature profiles were fitted simultaneously and iteratively to calculate the Obukhov length scale in the stability functions (equations (3) and (4)). Only least squares fits for which both the wind and temperature correlation coefficients were greater than 0.975 were used (hereafter referred as “U-T fits”). This reduced the number of profiles to 11% of the total. To reduce the effects of stability corrections in equations (5) and (6), profiles with $0 \leq z/L \leq 0.2$ were selected, reducing the number of profiles to 3% of the total (U-T[neutral] fits).

The same method applied to derive z_0 from the wind profiles left 35% (53%) of the total number of profiles in 2005 (2007) without stability criterion (U fits) and 24% (10%) of profiles in 2005 (2007) with stability criterion (U[neutral] fits). In 2007, the roughness length for momentum was also derived from eddy covariance measurements during periods with sensible heat flux directed toward the surface and larger than 5 W m^{-2} , friction velocity larger than 0.1 m s^{-1} , and no wind maximum detected by the profile mast (“EC” method, 138 hourly data).

Four levels of wind speed were used in 2005. Four levels of wind speed and eight levels of temperature were used in 2007. These numbers of profile levels should allow estimation of z_0 within a factor of 2 for a “moderate” glacier surface roughness [e.g., *Wieringa*, 1993]. During both campaigns, the lowest measurement level remained above $20z_0 \sim 20 \text{ cm}$, i.e., above the roughness sublayer, considering a maximum roughness length of 1 cm (section 6). A maximum measurement height of 2 m and minimum surface roughness length of $\sim 0.01 \text{ cm}$ lead to a maximum fetch length of $\sim 450 \text{ m}$ [*Wieringa*, 1993, equation (6)], which lies inside the homogeneous plateau surrounding the profile mast. We include an error analysis in Appendix A which illustrates how measurement errors on wind speed and temperature contribute to the uncertainties on the roughness lengths and sensible heat flux.

4. Location, Climate, and Seasonal Variations of Turbulent Fluxes

Zongo glacier is located in the Huayna Potosi Massif ($16^\circ 15' \text{S}$, $68^\circ 10' \text{W}$, Cordillera Real, Bolivia) on the western margin of the Amazon basin and on the eastern margin of the Altiplano catchment. This valley-type glacier is 3 km long, has a surface area of 2.1 km^2 , and flows from 6000 to 4900 m asl to the south southeast. The Huayna Potosi Massif is located in the outer tropics, characterized by marked seasonality in precipitation and cloud cover with a single wet season in austral summer and a pronounced dry season in winter [e.g., *Kaser*, 2001]. In contrast, thermal seasonality is low: less than 8°C based on daily averages. The dry season (May–August) is produced by northward displacement of midtropospheric and upper tropospheric westerlies that prevent moisture influx from the east. Precipitation during the wet season (September–April) is associated with intense solar heating of the Altiplano surface, leading to destabilization of the boundary layer and to deep convection and moist air advection from the eastern interior of the continent [e.g., *Garreaud et al.*, 2009].

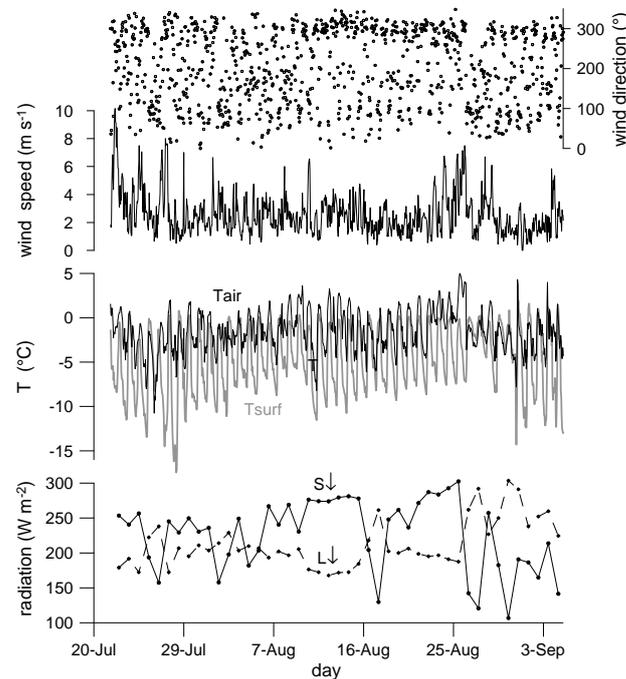


Figure 3. Weather conditions during the 2007 field campaign: daily averages of radiation fluxes, hourly averages of wind speed and air and surface temperatures, and hourly sample for wind direction. AWS measurements at 5060 m asl.

In the wet season, valley wind from the east southeast prevails on Zongo glacier during the daytime, whereas downslope wind, from the northwest, is observed at night. Downslope wind prevails most of the day in the dry season, except for a few hours in the early afternoon. The wind is generally weak (annual average $2\text{--}3\text{ m s}^{-1}$), the strongest winds being associated with downslope flows. *Sicart et al.* [2005] analyzed the diurnal and seasonal variations of turbulent fluxes in the ablation area. Air flow is thermally stable most of the time and close to neutral in the afternoon. The air is slightly more stable in the dry season than in the wet season as a result of the counteracting effects of lower surface temperatures and stronger winds on dynamic stability. In the wet season, both glacier and air temperatures fluctuate around 0°C , producing small vertical thermal gradients. Humid air close to 0°C flows over the melting surface, producing small humidity gradients.

The air is colder and drier in the dry season. During the nighttime, low glacier temperatures cause low saturation humidity, leading to small humidity gradients between the surface and the air. During afternoons of the dry season, saturation humidity at the melting surface is high, whereas the air is dry, causing strong gradients of humidity. Due to light wind and small thermal and humidity gradients, the sensible (positive, gains for the glacier) and latent (negative, sublimation) heat fluxes are small in the wet season and mostly cancel each other out. The turbulent flux magnitudes are greater in the dry season because of stronger wind and larger thermal and humidity gradients, despite slightly greater air stability. During the night and the morning, both turbulent fluxes cancel each other out. In the afternoon, small thermal gradients reduce the sensible heat flux, whereas large humidity gradients cause considerable sublimation, producing a significant sink of energy for the glacier surface. Large sublimation rates can also occur at any season of the year during short periods of dry and windy weather, as observed on Ecuadorian glaciers by *Favier et al.* [2004].

5. The Atmospheric Surface Layer

5.1. Meteorological and Surface Conditions

Figure 3 shows meteorological conditions during the field campaign from July to September 2007. Daily averages of solar and long-wave irradiances were of similar magnitudes, fluctuating between 150 and 300 W m^{-2} . The study period was mostly clear sky except at the ends of July and of August. Clouds significantly increased the long-wave irradiance, decreased the solar irradiance, and were often associated with light snowfalls. The prevailing wind was downslope, from the northwest. Wind speed fluctuated between 1 and 4 m s^{-1} at 250 cm (80% of the hourly data), rarely exceeding 6 m s^{-1} (less than 5% of the data). The air temperature at 180 cm ranged from -5 to $+3^{\circ}\text{C}$ during the daily cycle. The surface generally melted for a few hours around midday. Its temperature decreased to values ranging from -8 to -15°C during clear-sky nights. The surface was much colder than the air at night (differences of $6\text{--}10^{\circ}\text{C}$), whereas during daytime the temperature difference was quite small, at most a few degrees. During the cloudy period of August, the glacier and the air remained at similar temperatures day and night. The ice surface, rather smooth at the beginning of the experiment, became rougher in August—roughness heights reaching a few centimeters

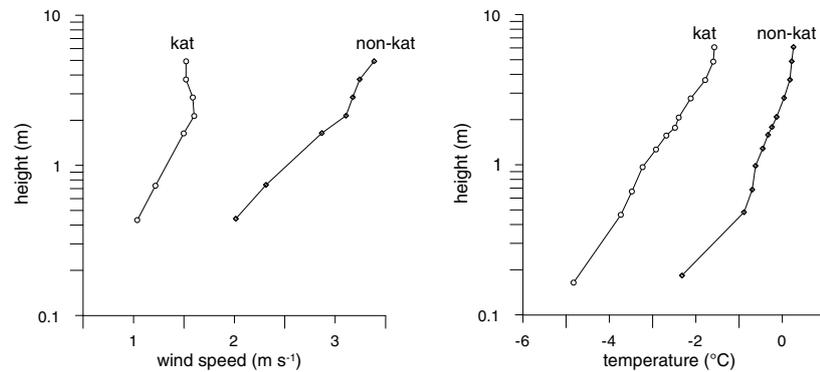


Figure 4. (left) Mean wind speed and (right) temperature profiles during the 2007 field campaign. “kat” indicates profiles in which a wind speed maximum was recorded, “non-kat” in which it was not.

(Figure 1)—due to small-scale differential melt rates and changing ice crystal structure. In early September heavy snowfalls interrupted measurements.

The field campaign from September to November 2005 was just before the summer rainy season; the air was warmer and wetter, and the wind slightly calmer, than during the 2007 campaign. Convective clouds and snowfalls became frequent in October. The surface was covered by melting snow most of the time and remained smooth during the entire measurement period. In both experiments, the atmospheric surface layer was generally moderately stable; the bulk Richardson number (R_b) ranged from 0 to 0.1 for around 70% of the hourly data.

5.2. Mean Profiles of Wind Speed, Temperature, and Sensible Heat Flux

Figure 4 shows the mean wind and temperature vertical profiles in katabatic and in nonkatabatic wind conditions during the 2007 experiment. As this separation is based on the presence of a wind speed maximum below ~ 4 m, wind maxima slightly above this height can influence the “nonkatabatic” profiles. The katabatic profiles often occurred during clear-sky nights with calm wind, low air and surface temperatures, and strong inversion. In both field campaigns, 2005 and 2007, the height of wind maximum fluctuated from 1.5 to 4 m (70% of the time it was between 2 and 3 m) showing no relation with stability or wind speed, partly because the sensors were too low to record the entire range of variation in maximum wind height.

Figure 5 shows the mean sensible heat flux derived from the bulk aerodynamic method as a function of height during the 2007 experiment. As expected, the flux decrease with height is stronger for “katabatic” than “nonkatabatic” profiles. The depth of the surface layer, where fluxes vary less than 10% from their surface values, is around 1 m for katabatic profiles but around 3 m for nonkatabatic profiles. Sensible heat flux reaches 80% of its surface value at about 2 m (5 m) high in the katabatic (nonkatabatic) profiles. Sensible heat flux seems to reach a slight peak at around midheight of the katabatic wind maximum. *Denby and Greuell* [2000] observed such a sensible heat flux maximum close to the height of the katabatic wind maximum on the Pasterze glacier in Austria. In all cases, the fluxes derived from the bulk aerodynamic method at ~ 1 m can be considered as reliable estimates of surface fluxes (Figure 5).

6. Roughness Lengths for Momentum and Temperature

6.1. Temporal Variations and Mean Values

Figures 6–8 and Table 2 show temporal variations, histograms, and some statistics of the roughness lengths z_0 and z_T in 2005 and 2007. In both experiments, the roughness length for momentum was derived from fits on wind profile measurements without (“U fits”) and with (“U [neutral] fits”) stability criterion. In 2007, roughness lengths for momentum and temperature were derived from temperature and wind profiles (“U-T fits” and “U-T[neutral] fits”) and from eddy covariance measurements. During the periods selected for calculating roughness lengths in 2005, the surface temperature ranged from -12 to 0°C and the wind was moderate (average at 160 cm: 2.8 m s^{-1}), coming mostly from the northwest (downslope). Similar conditions prevailed

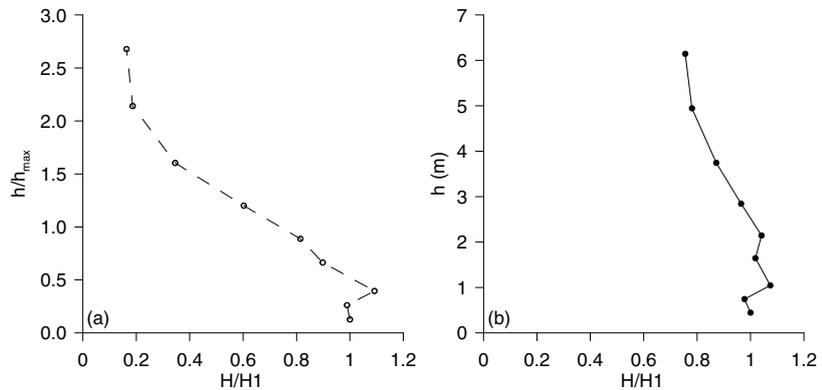


Figure 5. Sensible heat flux normalized by the flux H1 measured at 0.45 m during the 2007 field campaign, bulk method with $z_0 = 2.07$ mm and $z_T = 0.09$ mm. (a) Mean fluxes over the katabatic profiles as a function of the height normalized by the height of wind speed maximum ($n = 73$, mean $H1 = 16 \text{ W m}^{-2}$, mean $h_{\text{max}} = 2.2$ m). (b) Mean fluxes over the nonkatabatic profiles ($n = 265$, mean $H1 = 30 \text{ W m}^{-2}$). Averages are calculated from fluxes directed toward the surface and greater than 10 W m^{-2} .

for the selected profiles in 2007, but with lower surface temperatures, rarely exceeding -2°C , and slightly stronger downslope winds. The friction velocity exceeded 0.1 m s^{-1} for $\sim 60\%$ of the hourly data of both field campaigns.

In 2005 the hourly values of z_0 ranged from around 10^{-4} to $10^{-2.5}$ m (0.1–3.2 mm). In 2007 the glacier surface was rougher and z_0 was larger, ranging from $10^{-3.5}$ to $10^{-1.5}$ m (0.3–31.6 mm). The roughness lengths for temperature were significantly smaller and more scattered, ranging from 10^{-6} to $10^{-2.5}$ m. The scatters of z_0 and z_T were large at subdaily time scales, and no clear trend appeared at longer (interdaily) time scales. In both field campaigns, z_0 and z_T generally did not drop after snowfalls associated with albedo rise and did not greatly increase during long melt periods (e.g., August 2007). Only the snowfall of ~ 0.8 cm w.e. on 17 August 2007 seemed to reduce z_0 derived from the profile and from the EC measurements (Figure 7). However, the

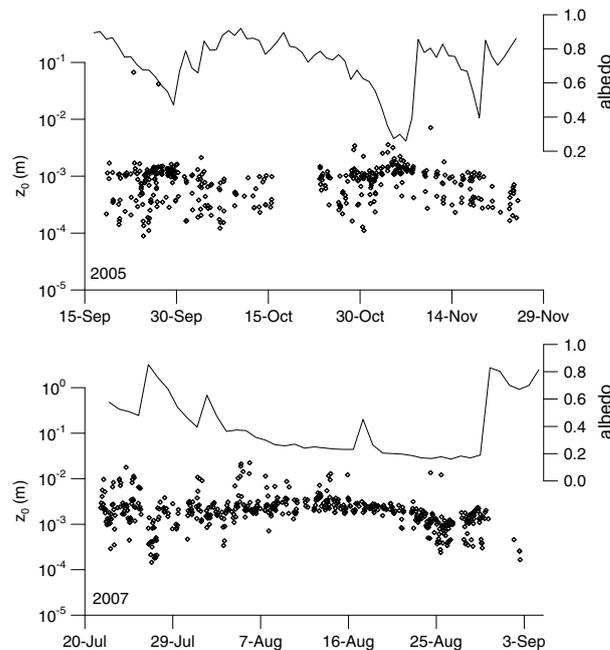


Figure 6. Daily albedo and hourly roughness length for momentum derived from wind profile fits (U fits), 2005 and 2007 field campaigns.

albedo increases following snowfall were overestimated by the unattended weather stations when snow covering the upward pyranometer caused underestimation of downward radiation flux. Since melt rate remained low and snowfalls were light during the field campaigns, temporal changes in surface roughness were probably too small to cause measurable changes in roughness lengths.

The variations in roughness lengths derived from profile fits were related neither to the friction velocity nor to the surface temperature. The large samples of z_0 derived from wind profiles in 2005 ($n = 436$) and 2007 ($n = 546$) show a slight increase with stability when z/L exceeded ~ 0.2 . This cannot be related to stagnated denser air occupying the lower part of the roughness layer, which would reduce z_0 in strong static stability [Zilitinkevich et al., 2008]. This trend can be due to overestimation of the stability functions (equation (3)). In very stable stratification,

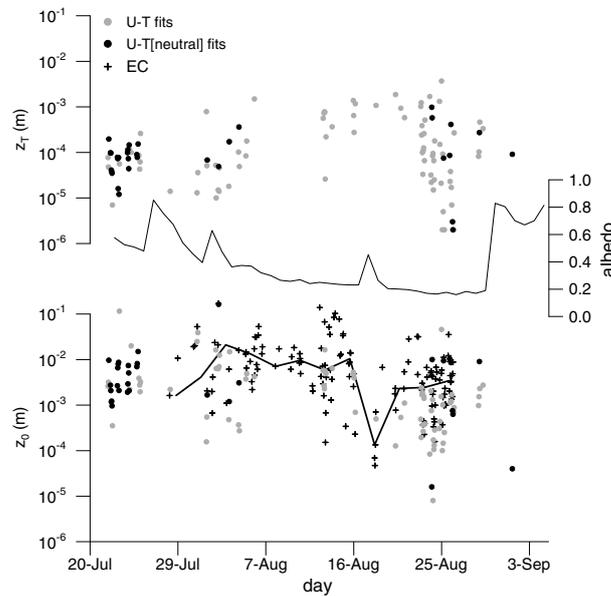


Figure 7. Daily albedo and hourly roughness lengths for temperature and momentum derived from the profile and from eddy covariance measurements, 2007 field campaign. The thick solid line shows bin-averaged median values of z_0 derived from EC measurements (bin size = 61 h).

various studies have shown that Monin-Obukhov similarity is “unlikely” to be valid due to sporadic turbulence and that log linear stability functions may increase too much [e.g., Höglström, 1996; Andreas, 2002]. Since the profile fits with and without stability criterion give similar z_0 values (Figure 7 and Table 2), the likely overestimation of stability functions under conditions of strong stability seems to affect mean roughness lengths only marginally.

Roughness lengths derived from eddy covariance measurements in 2007 are slightly larger than the profile lengths, mostly due to large EC roughness lengths obtained during the clear-sky period of 12–14 August characterized by a statically stable surface layer (Figures 3 and 7 and Table 2). EC measurements were quite high (190 cm) and may have been perturbed by a katabatic wind maximum around the highest mast levels. Large EC

roughness lengths can also reflect dynamic perturbations caused by surrounding mountains on the wind above [e.g., Helgason and Pomeroy, 2012].

Since the different fitting methods give similar z_0 values, a restrictive filtering of the profiles does not seem necessary. For instance, the stability criterion greatly reduces the sample size, only 3% of the data remaining in the U-T[neutral] fits, without significantly changing mean z_0 or reducing its scatter much. Considering that scatters over short time scales are related mostly to measurement and calculation errors (see the error analysis in Appendix A), Figures 6–8 suggest that the wind-fit method without stability criterion (U fits) gives reliable z_0 values. The large scatter of z_T suggests large uncertainties (Figures 7 and 8). On highly reflective glacier surfaces with strong solar radiation, uncertainties in temperature measurements can be large, even with mechanically aspirated sensors (section 2). Furthermore, profiles suitable for deriving roughness lengths were often observed on nights with steady downslope wind and strong inversion. Since the surface temperature derived from CG3 pyrgeometer measurements can be associated with an uncertainty of up to 1 K [e.g., Van Den Broeke et al., 2009; Michel et al., 2008] and temperature gradients just above the surface were steep, measurement errors in surface temperature can be a large source of error for z_T derived from profiles. Measurement errors in air and surface temperatures may also “contaminate” calculations of z_0 through iterative fits applied to wind and temperature profiles.

The glacier surface during the 2005 field campaign, most of the time snow covered, can thus be characterized by a roughness length $z_0 \sim 1$ mm, whereas in 2007 the rougher glacier surface (mostly ice) can be characterized by roughness lengths $z_0 \sim 2$ mm and $z_T \sim 0.09$ mm (Table 2). These values lie within the ranges commonly measured in mountain glaciers [e.g., Andreas, 2002; Brock et al., 2006]. Many studies use an “effective” roughness length $z_{\text{eff}} = z_0 = z_T = z_q$ as a calibration parameter to match modeled and calculated ablation [e.g., Conway and Cullen, 2013]. Equations (7) and (8) can be used to calculate the effective length z_{eff} that gives the same sensible heat flux as those derived from the roughness lengths z_0 and z_T . Assuming neutral conditions

$$z_{\text{eff}} = \frac{z}{\exp \sqrt{\ln \frac{z}{z_0} \ln \frac{z}{z_T}}} \quad (16)$$

The profile data on Zongo glacier give $z_{\text{eff}} \sim 0.34$ mm ($z = 1$ m), which is almost 2 orders of magnitude smaller than the $z_{\text{eff}} = 10$ mm obtained in the dry season by Wagon et al. [1999] as a calibration parameter to fit the

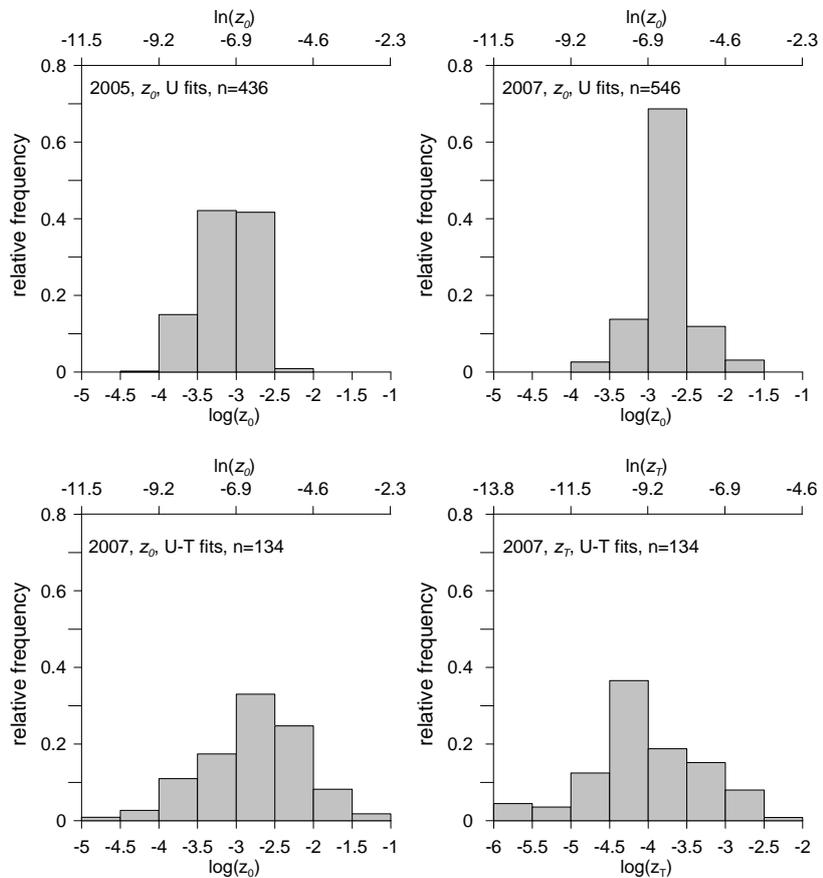


Figure 8. Histograms of hourly roughness lengths for momentum and temperature derived from the profile data. In each panel, the lower x axis shows $\log(z_0)$, whereas the upper x axis shows $\ln(z_0)$.

sublimation calculated from latent turbulent heat flux to that measured with weighing lysimeters. *Sicart et al.* [2005] showed that psychrometer measurements at high elevation by *Wagnon et al.* [1999] were biased toward overly high air humidity because elevation decreases psychrometer sensitivity. This bias led to overestimation of z_{eff} derived from lysimeter measurements to compensate for glacier-air humidity gradients that were too small. The roughness lengths obtained here are slightly smaller than those used by *Sicart et al.* [2011] to simulate the turbulent fluxes in the ablation area of Zongo glacier: $z_0 = 10$ mm and $z_T = 0.1$ mm, resulting in $z_{eff} \sim 1.50$ mm.

6.2. Zero Reference Level

We examine effects on roughness lengths and turbulent fluxes of the reference level for measurement heights. This level represents the surface area “seen” by the mast profile; it accounts for surface slope and

Table 2. Roughness Lengths for Momentum and for Temperature Derived From Profile and Eddy Covariance Measurements

Variable	Period (Number of Hourly Data)	Method ^a	Median (mm)	Standard Deviation (mm)
z_0	16 Sep to 24 Nov 2005 (436)	U fits	0.93	3.76
z_0	16 Sep to 24 Nov 2005 (301)	U[neutral] fits	0.88	0.45
z_0	21 Jul to 5 Sep 2007 (546)	U fits	1.96	2.61
z_0	21 Jul to 5 Sep 2007 (100)	U[neutral] fits	1.37	3.86
z_0	21 Jul to 5 Sep 2007 (134)	U-T fits	2.07	19.53
z_0	21 Jul to 5 Sep 2007 (35)	U-T[neutral] fits	3.01	28.35
z_0	21 Jul to 5 Sep 2007 (138)	EC	4.90	24.11
z_T	21 Jul to 5 Sep 2007 (134)	U-T fits	0.091	0.512
z_T	21 Jul to 5 Sep 2007 (35)	U-T[neutral] fits	0.082	0.197

^aSee section 3.

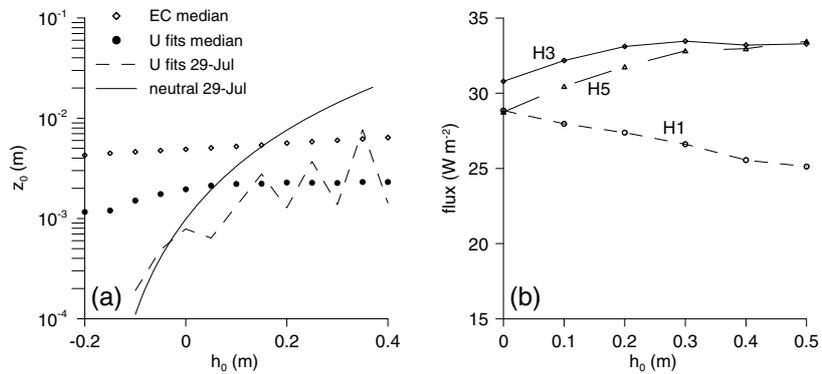


Figure 9. Effect of height correction (h_0) on z_0 and sensible heat flux in 2007. (a) Medians of z_0 derived from EC measurements and from profile U fits as a function of h_0 . On 29 July at 9 h, z_0 derived from wind profiles (U fits 29 July) is compared to z_0 derived from regression calculations in neutral conditions (neutral 29 July, equations (9)–(15)). (b) Mean fluxes H1, H3, and H5 derived from the bulk method at mean levels of 0.45 m, 1.05, and 2.15 m, respectively.

topographic undulations at the horizontal scale of ~ 100 m. A height h_0 was added to each mast level and to the EC sensor height (section 3). Every hour, roughness length z_0 was recalculated from the wind profile and EC measurements for several h_0 values, which varied from -0.2 to 0.5 m with a step of 0.05 m. Figure 9a shows the median of z_0 over the 2007 measurements as a function of h_0 . Figure 9a also compares z_0 derived from the wind profiles on 29 July at 9 h with z_0 derived from analytical calculations of the dependence of regression parameters on h_0 assuming neutral conditions (equations (9)–(15)). In the morning of 29 July, the sky was clear and the wind was rather strong and steady ($2\text{--}3\text{ m s}^{-1}$) from the west, causing weakly stable conditions ($R_b \sim 0.1$). The surface was at -4°C and recovered by smooth snow (Figure 1b). The fit to profile wind data was excellent (U fits, $r^2 = 0.99$), giving reliable estimates of $u_* = 0.15\text{ m s}^{-1}$ and $z_0 = 1\text{ mm}$, which are close to the mean values over the entire experiment.

For each h_0 value, the turbulent flux of sensible heat was calculated at three levels, with z_0 and z_T derived from the wind and temperature profile fits (U-T fits, Figure 9b). Since nonkatabatic profiles were selected, the EC sensor (~ 1.9 m) and bulk method sensors at the mean levels of 0.45 m (H1), 1.05 m (H3), and 2.15 m (H5) remained in the surface layer and should give similar fluxes (Figure 5b).

These calculations of the zero reference level show some formal similarity with the displacement height, defined by Thom [1971] as the mean level of momentum absorption by a rough surface. However, the glacier surface was too smooth to define a displacement height. Calculation of the displacement height would imply improving the fit to the profile data at the lowest levels. This was not the objective here, and profiles with excellent fits were selected to apply the method (which does not result in an increase in r^2).

Figure 9a shows that an increase in h_0 increases z_0 in all calculations. As expected, the increase in EC roughness length is small because the EC sensor was high above the surface (~ 190 cm, equation (7)). Calculations on 29 July show that the stability functions in the complete fitting procedures reduce the dependence of z_0 on h_0 compared to the analytical calculations assuming neutral conditions. We deduce from equations (9)–(15)

$$\ln(z_0) = \tilde{x}' - \tilde{y} \frac{\text{var}(x')}{\text{cov}(x', y)} \tag{17}$$

$$u_* = k \frac{\text{cov}(x', y)}{\text{var}(x')} \tag{18}$$

with $x' = \ln(z + h_0)$ and $y = U$.

The vertical average of $\ln(z + h_0)$ increases only slightly with h_0 (\tilde{x}' in equation (17)). The marked increase of z_0 with increasing h_0 as shown in Figure 9a (neutral 29 July) is due mostly to the second term of the right half of equation (17): wind speed is high ($y \sim 2.8\text{ m s}^{-1}$), the covariance between $\ln(z + h_0)$ and U remains low for all h_0 ($\text{cov}(x', y) \sim 0.3$), and the variance of $x' = \ln(z + h_0)$ strongly decreases with increasing h_0 . Similarly, the

Table 3. Values for the Polynomial Coefficient in Equation (19) for Three Different Aerodynamic Flow Regimes

	$Re_* \leq 0.135$ Smooth Flow ^a	$0.135 < Re_* < 2.5$ Transitional ^a	$2.5 \leq Re_* \leq 1000$ Rough Flow ^a	$z_0 > 10^{-3}$ m Rough Flow ^b
B_0	1.25	0.149	0.317	1.5
B_1		-0.550	-0.565	-0.2
B_2			-0.183	-0.11

^aAndreas [1987].
^bSmeets and van den Broeke [2008a].

increase in u_* with h_0 is due mostly to the decrease in the variance of $\ln(z+h_0)$: u_* increases from 0.15 to 0.21 m s⁻¹ when h_0 increases from 0 to 0.2 m (equation (18)). Assuming that the EC estimate of z_0 is reliable, its intersection with the curve of z_0 as a function of h_0 derived from analytical neutral calculations points to $h_0 \sim 0.15$ m (Figure 9a). Such a shift in the zero reference level agrees with the surface topography during the measurement campaign: the mast was in a convex location (bump, $h_0 > 0$) within terrain undulations at horizontal and vertical scales of 10–20 m and 0.1–0.3 m, respectively.

Figure 9b shows that sensible heat flux does not change much when h_0 increases: H1 at 0.45 m decreases, whereas H3 and H5, measured above 1 m, slightly increase. When h_0 increases from 0 to 0.2 m, the range of mean fluxes over the three levels only changes from 29–31 W m⁻² to 27–33 W m⁻². The corresponding mean EC flux is 28 W m⁻², but the averaging period is not exactly the same. A change in reference level has two main effects on fluxes: when measurement heights increase, roughness lengths increase (flux increase), but temperature and wind gradients decrease (flux decrease). The first effect seems to prevail for the two highest levels, whereas the second effect may prevail for the lowest level due to steeper temperature and wind gradients close to the surface. As a result of these two opposite effects, sensible heat flux measured at ~ 1 m is not very sensitive to the zero reference level.

6.3. Surface Renewal Model

The surface renewal theory of Brutsaert [1975a, 1975b] allows relating the roughness length of a scalar (temperature or water vapor) to the regime flow by matching the viscous and inertial sublayer profiles in describing the scalar and momentum transfers. For aerodynamically smooth flow, molecular effects (diffusion) control the exchange of both momentum and scalars. For aerodynamically rough flow, surface roughness elements protrude above the viscous layer and pressure forces become important in transferring momentum, whereas scalar exchange is still controlled by molecular processes. Brutsaert [1975b] added: "... as regards the transfer of a passive admixture, roughness elements probably provide some sheltering or wind break effect, inhibiting transfer at the surface." In the surface renewal theory for rough flows, small eddies continually sweep into the interfacial layer, remain in contact with the surface for a short time, transferring heat and moisture by molecular diffusion, and then finally burst upward ahead of new eddies. A critical step is parameterization of the surface area in contact with eddies for a given time t , or the "surface-age distribution function" [Danckwerts, 1951]. The contact time scale of the eddies is related to the Kolmogorov time scale $(\nu/\epsilon)^{1/2}$, where ν is the kinematic viscosity of air and ϵ is the dissipation rate of turbulent kinetic energy calculated as $\epsilon = u_*^3/z_0$. This introduces, in later developments, the roughness Reynolds number $Re_* = u_* z_0/\nu$; the increase in this regime flow parameter is then associated with a monotonic decrease in the ratio z_0/z_T . Andreas [1987] built on this theory a model that has been frequently applied to snow and ice surfaces to estimate z_T from z_0 and u_* :

$$\ln(z_s/z_0) = b_0 + b_1 \ln(Re_*) + b_2 (\ln(Re_*))^2 \tag{19}$$

where z_s is the roughness length either for temperature or water vapor and the coefficients $b_{0,1,2}$ depend on the aerodynamic flow regime (Table 3). Smeets and van den Broeke [2008a] extended the model of Andreas [1987] for aerodynamically rough flow by considering local scales and transport properties within an inhomogeneous roughness sublayer over hummocky glacier ice, in analogy with the theory of scalar transports within a canopy developed by Brutsaert [1979]. Their analysis resulted in a new set of coefficients $b_{0,1,2}$ valid when z_0 exceeds ~ 1 mm (Table 3).

Figure 10a compares the measurements on Zongo glacier with the models. The lengths z_0 and z_T were derived from the wind and temperature profiles (U-T fits). Few z_T values were available in 2007 (Figure 8 and Table 2), but

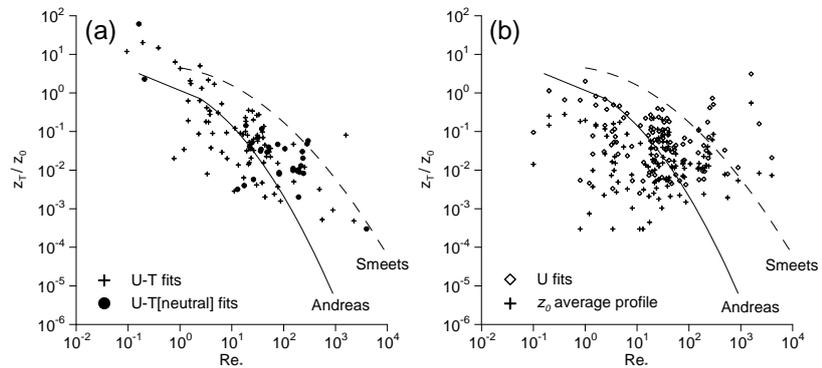


Figure 10. The ratio z_T/z_0 as a function of the roughness Reynolds number Re_* , hourly values measured on Zongo glacier in 2007 compared to models of *Andreas* [1987] (continuous line) and *Smeets and van den Broeke* [2008a] (dashed lines). (a) Calculations with z_0 and z_T derived from iterative profile fits without (U-T fits) and with (U-T[neutral] fits) stability criterion. (b) Calculations with z_0 derived from wind profiles (U fits) and with z_0 constant and equal to the average of profile values (z_0 average profile). The z_T is derived from iterative profile fits without stability criterion (U-T fits).

Re_* covers a large range of variation, around 4 orders of magnitude in the rough flow regime. The measured ratios z_T/z_0 are in the orders of magnitude prescribed by the surface renewal models, from 10^{-4} to 10^0 , and show a decreasing trend with increasing Re_* . However, as noted by *Andreas* [2002], this trend is due mostly to (spurious) self-correlation because of the shared variable z_0 in z_T/z_0 and Re_* [e.g., *Hicks*, 1978]. The large coefficient of variation of z_0 ($CV = 2.9$) compared to that of u_* ($CV = 0.57$) implies strong self-correlation: z_0 largely controls variations in Re_* ($r^2 = 0.97$). To avoid self-correlation, Re_* was recalculated using a constant value of z_0 , which results in relating the roughness length ratio only to friction velocity. Once recalculated, the decrease in z_T/z_0 with increasing Re_* largely vanishes, similar to when z_0 is derived from wind profiles (Figure 10b). The large scatters of z_T/z_0 in Figures 10a and 10b are due partly to errors in measurements (analyzed in Appendix A), data processing, and profile-fit calculations. A wind speed maximum at low height would cause the profile method to overestimate z_T/z_0 [*Denby and Snellen*, 2002]. However, the ratios do not seem biased toward overestimation, particularly during conditions of small u_* (small Re_*) often associated with katabatic wind conditions (Figure 10).

7. Conclusions

This study analyzed wind and temperature vertical profiles measured by a 6 m mast at 5060 m asl in the ablation area of the tropical Zongo glacier during two periods of 2 months in 2005 and 2007. Eddy covariance measurements (EC) were also carried out in 2007. Wind regimes, the atmospheric surface layer, and aerodynamic properties of the glacier surface were investigated to reduce uncertainty in turbulent flux estimates. In the dry season, a katabatic wind maximum occurred between heights of 2 and 3 m around 50% of the time. Katabatic conditions were associated with calm wind, low air and surface temperatures, and strong inversion. The largest wind speeds and turbulent fluxes were due to northwest winds, also roughly downslope but without wind maximum at low height, caused by synoptic scale forcing. Profile data indicate that turbulent fluxes derived from the bulk aerodynamic method should be based on measurements from ~0.5 to 1 m on Zongo glacier because close to the surface, temperature and wind gradients are large and the influences of stability and the katabatic jet are reduced.

The glacier surface remained relatively flat during field campaigns. Surface roughness lengths for momentum and temperature derived from least squares fitting to the hourly profiles were $z_0 \sim 1\text{--}2$ mm (standard deviation $\sigma \sim 4$ mm) and $z_T \sim 0.1$ mm ($\sigma \sim 0.5$ mm). The length scatters mostly come from random errors in measurements and also from data processing and least squares fitting calculations, as noted on glaciers in Iceland by *Denby and Snellen* [2002] and in Greenland by *Smeets and van den Broeke* [2008b]. In an attempt to reduce the scatter, different filtering methods with different stability criteria were applied to the profile data. Since they gave similar results, a restrictive filtering of the profiles, which greatly reduces the sample size, does not seem necessary. Although the focus was on z_0 and z_T rather than z_q , the results for sensible heat flux should be applicable to latent heat flux since the roughness length for water vapor is only slightly larger than that for temperature due to the difference in molecular diffusivities.

We aimed to estimate the reference level for measurement heights representative of the surface area seen by the mast profile. In neutral conditions, the dependence of z_0 and u_* on a change h_0 in the zero reference level can be derived analytically from the profile least squares fitting equations. The value $h_0 \sim +15$ cm, in agreement with field observations, was deduced by comparing the profile z_0 as an increasing function of h_0 to z_0 derived from EC measurements, which depends little on h_0 because the EC sensor was quite high above the surface. However, careful selection of EC data is required to avoid perturbations by the katabatic wind maximum. A change in zero reference level has two opposite effects on sensible heat fluxes: when measurement heights increase, roughness lengths derived from profile fits increase, but temperature and wind gradients decrease. The flux measured at ~ 1 m is thus not very sensitive to the zero reference level in these conditions of a rather flat glacier surface.

The observations on Zongo glacier, as those over sea ice by *Joffre* [1982], on an Antarctica ice shelf by *King and Anderson* [1994], or on a Tibetan valley glacier by *Guo et al.* [2011], do not support the surface renewal model of *Andreas* [1987], which parameterizes a monotonic decrease in z_0/z_T according to an increase in the roughness Reynolds number Re_* , which represents the aerodynamic flow regime. The point is that the roughness Reynolds number directly depends on z_0 , implying strong self-correlation because of the shared variable z_0 in z_T/z_0 and Re_* , the range of variation of z_0 being much larger than that of u_* . Such spurious self-correlation prevents sound experimental validation of the surface renewal theory.

Appendix A: Error Analysis

Section 6.2 examines the systematic errors on z_0 related to errors on the reference level for the profile sensors heights. Here we investigate how measurement errors on wind speed and temperature contribute to the uncertainties on the roughness lengths derived from least squares fitting to the profile data.

Since the atmospheric surface layer was generally moderately stable (section 5.1) and the profile fits with and without stability criterion give similar roughness length values and scatters (section 6.1), we consider equations (7) and (8) in neutral conditions

$$y = a x + b \tag{A1}$$

$$a = \frac{s_*}{k} \tag{A2}$$

$$b = -\frac{s_*}{k} \ln(z_{0,T}) \tag{A3}$$

with $x = \ln(z)$, $y = U$ and $s_* = u_*$ for wind speed and $y = \theta - \theta_{surf}$ and $s_* = \theta_*$ for temperature.

Both the measurement errors on x and y are considered as independent random variables normally distributed, characterized by their standard deviations σ_x and σ_y . We first calculate the errors on the fitting parameters a and b in equation (A1) due to measurement errors. Then the errors on the roughness lengths are derived from the errors on the fitting parameters (equations (A2) and (A3)).

Random errors of the measurement heights z at subdaily time scales can be considered as negligible: $\sigma_x \sim 0$. The standard deviations of the wind and temperature error distributions are determined from manufacturer manuals to be $\sigma_y = 0.05 \text{ m s}^{-1}$ and $\sigma_y = 0.5 \text{ K}$ (mostly due to errors on θ_{surf}), respectively, for each profile level (Table 1). The errors on the parameters a and b derived from least squares fitting to the wind and temperature profiles can be written as [e.g., *Barlow*, 1989]

$$\sigma_a = \sigma_y \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n x_i^2}{\Delta}} \tag{A4}$$

$$\sigma_b = \sigma_y \sqrt{\frac{n}{\Delta}} \tag{A5}$$

where

$$\Delta = n \sum_{i=1}^n x_i^2 - \left(\sum_{i=1}^n x_i \right)^2 \tag{A6}$$

with $n = 4$ measurement levels for wind speed and $n = 8$ measurement levels for temperature (between 0.2 and 2.0 m high, Table 1).

The error δs_* is deduced from equations (A2) and (A4)

$$\delta s_* = k \delta a \approx k \sigma_a \quad (\text{A7})$$

For error propagation in the bivariate function $\ln(z_0) = f(s_*, b)$ (equation (A3)), we use a local linearized model, assuming that the errors δs_* and δb are small compared to the partial derivatives

$$\delta f^2 = \left(\frac{\partial f}{\partial s_*} \right)^2 \delta s_*^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial b} \right)^2 \delta b^2 \quad (\text{A8})$$

This gives

$$\delta \ln(z_{0,T}) = \frac{k}{s_*} \sqrt{\delta b^2 + \frac{b^2 \delta s_*^2}{s_*^2}} \quad (\text{A9})$$

with $\delta b \approx \sigma_b$ derived from equation (A5).

Typical mean values of $z_0 = 10^{-3}$ m, $z_T = 10^{-4}$ m, $u_* = 0.12$ m s⁻¹, and $\theta_* = 0.21$ K result in the uncertainties $\delta \ln(z_0) \approx 0.6$ and $\delta \ln(z_T) \approx 3.2$, leading to scatters on z_0 from $0.5 \cdot 10^{-3}$ to $1.9 \cdot 10^{-3}$ m and on z_T from $4 \cdot 10^{-6}$ to $2 \cdot 10^{-3}$ m. This confirms that measurement errors on wind speed do not lead to large errors on z_0 , whereas z_T is sensitive to measurement errors in temperature. The errors on z_0 remain small due to small error on wind speed measurements and despite a small number of measurement levels ($n = 4$). The errors on z_T are quite large mainly due to measurement errors on surface temperature and despite more measurement levels ($n = 8$). If temperature errors were only related to air temperature measurements ($\sigma_y \sim 0.1$ K, Table 1), error on z_T would be of similar magnitude than errors on z_0 resulting from measurement errors twice as small ($\sigma_y = 0.05$ m s⁻¹) because of more measurement levels for temperature than for wind speed. Thus, uncertainties on z_0 resulting from measurement errors partly explain its scatter observed at short time scale, whereas measurement errors on z_T seem to be the main causes of its scatter (Figures 6–8).

As the sensible heat flux H is approximately inversely proportional to $[\ln(z/z_0) \ln(z/z_T)]$ in near-neutral conditions, we can estimate how errors on roughness lengths contribute to the uncertainties on H . Errors on z_0 due to measurement errors only cause an uncertainty of around 10% on H . In contrast, errors on H due to the errors on z_T are large: from 30 to 50%. However, these random errors hardly affect the mean fluxes calculated over the entire 2007 field campaign as shown in Figures 5 and 9. For instance, considering the extreme value $\delta H = 20$ W m⁻², the uncertainty on the mean flux calculated over the nonkatabatic profiles ($n = 256$, mean $H = 30$ W m⁻², Figure 5) is less than 2 W m⁻² ($\sigma_{\bar{H}} = \frac{\sigma_H}{\sqrt{n}}$).

Acknowledgments

The glaciological program is supported by the Institut de Recherche pour le Développement (IRD). The authors are grateful for the assistance received from IHH (Instituto de Hidráulica e Hidrologia), UMSA (Universidad Mayor de San Andrés) in La Paz, Bolivia. This work was sponsored by the French ORE network GLACIOCLIM, the ANR program TAG 05-JCJC-0135, and the LMI program GREATICE. The authors are also grateful to three reviewers for their useful comments on the manuscript. We thank Yves Lejeune, Patrick Wagnon, and Jean Philippe Chazarin for stimulating discussions and the field work.

References

- Andreas, E. L. (1987), A theory for the scalar roughness and the scalar transfer coefficients over snow and sea ice, *Boundary Layer Meteorol.*, **38**, 159–184.
- Andreas, E. L. (2002), Parameterizing scalar transfer over snow and ice: A review, *J. Hydrometeorol.*, **3**(4), 417–432.
- Barlow, R. J. (1989), *Statistics. A Guide to the Use of Statistical Methods in the Physical Sciences*, pp. 204, Wiley, New York.
- Berkowicz, R., and L. P. Prahm (1982), Evaluation of the profile method for estimation of surface fluxes of momentum and heat, *Atmos. Environ.*, **16**(12), 2809–2819.
- Brock, B. W., I. C. Willis, and M. J. Shaw (2006), Measurement and parameterization of aerodynamic roughness length variations at Haut Glacier d'Arolla, Switzerland, *J. Glaciol.*, **52**(177), 281–297.
- Brutsaert, W. (1975a), Theory for local evaporation (or heat-transfer) from rough and smooth surfaces at ground level, *Water Resour. Res.*, **11**(4), 543–550.
- Brutsaert, W. (1975b), Roughness length for water-vapor, sensible heat, and other scalars, *J. Atmos. Sci.*, **32**(10), 2028–2031.
- Brutsaert, W. (1979), Heat and mass transfer to and from surfaces with dense vegetation or similar permeable roughness, *Boundary Layer Meteorol.*, **16**, 365–388.
- Conway, J. P., and N. J. Cullen (2013), Constraining turbulent heat flux parameterization over a temperate maritime glacier in New Zealand, *Ann. Glaciol.*, **54**(63), doi:10.3189/2012A0G63A604.
- Cullen, N. J., T. Molg, G. Kaser, K. Steffen, and D. R. Hardy (2007), Energy-balance model validation on the top of Kilimanjaro, Tanzania, using eddy covariance data, *Ann. Glaciol.*, **46**, 227–233.
- Danckwerts, P. V. (1951), Significance of liquid-film coefficients in gas absorption, *Ind. Eng. Chem.*, **43**(6), 1460–1467.
- Denby, B., and W. Greuell (2000), The use of bulk and profile methods for determining surface heat fluxes in the presence of glacier winds, *J. Glaciol.*, **46**(154), 445–452.
- Denby, B., and H. Snellen (2002), A comparison of surface renewal theory with the observed roughness length for temperature on a melting glacier surface, *Boundary Layer Meteorol.*, **103**, 459–468.
- Dyer, A. J. (1974), A review of flux-profile relationships, *Boundary Layer Meteorol.*, **7**, 363–372.

- Favier, V., P. Wagnon, J. P. Chazarin, L. Maisincho, and A. Coudrain (2004), One-year measurements of surface heat budget on the ablation zone of Antizana Glacier 15, Ecuadorian Andes, *J. Geophys. Res.*, *109*, D18105, doi:10.1029/2003JD004359.
- Garreaud, R. D., M. Vuille, R. Compagnucci, and J. Marengo (2009), Present-day South American climate, *Palaeogeogr. Palaeoclimatol. Palaeoecol.*, *281*(3–4), 180–195.
- Guo, X. F., K. Yang, L. Zhao, W. Yang, S. G. Li, M. L. Zhu, T. D. Yao, and Y. Y. Chen (2011), Critical evaluation of scalar roughness length parametrizations over a melting valley glacier, *Boundary Layer Meteorol.*, *139*(2), 307–332.
- Hardy, D. R., M. Vuille, C. Braun, F. Keimig, and R. S. Bradley (1998), Annual and daily meteorological cycles at high altitude on a tropical mountain, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, *79*(9), 1899–1913.
- Helgason, W., and J. W. Pomeroy (2012), Characteristics of the near-surface boundary layer within a mountain valley during winter, *J. Appl. Meteorol. Climatol.*, *51*(3), 583–597.
- Hicks, B. B. (1978), Some limitations of dimensional analysis and power laws, *Boundary Layer Meteorol.*, *14*, 567–569.
- Högström, U. (1996), Review of some basic characteristics of the atmospheric surface layer, *Boundary Layer Meteorol.*, *78*, 215–246.
- Huwald, H., C. W. Higgins, M. O. Boldi, E. Bou-Zeid, M. Lehning, and M. B. Parlange (2009), Albedo effect on radiative errors in air temperature measurements, *Water Resour. Res.*, *45*, W08431, doi:10.1029/2008WR007600.
- Joffre, S. M. (1982), Momentum and heat transfers in the surface-layer over a frozen sea, *Boundary Layer Meteorol.*, *24*, 211–229.
- Kaser, G. (2001), Glacier-climate interaction at low latitudes, *J. Glaciol.*, *47*(157), 195–204.
- King, J., and P. Anderson (1994), Heat and water vapour fluxes and scalar roughness lengths over an Antarctic ice shelf, *Boundary Layer Meteorol.*, *69*, 101–121.
- Michel, D., R. Philippon, C. Ruckstuhl, R. Vogt, and L. Vuilleumier (2008), Performance and uncertainty of CNR1 net radiometers during a one-year field comparison, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, *25*(3), 442–451.
- Moore, C. J. (1986), Frequency-response corrections for eddy-correlation systems, *Boundary Layer Meteorol.*, *37*(1–2), 17–35.
- Munro, D. S. (1989), Surface-roughness and bulk heat-transfer on a glacier—Comparison with eddy correlation, *J. Glaciol.*, *35*(121), 343–348.
- Munro, D. S., and J. S. Davies (1978), On fitting the log-linear model to wind speed and temperature profiles over a melting glacier, *Boundary Layer Meteorol.*, *15*, 423–437.
- Nakamura, R., and L. Mahrt (2005), Air temperature measurement errors in naturally ventilated radiation shields, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, *22*(7), 1046–1058.
- Sicart, J. E., P. Wagnon, and P. Ribstein (2005), Atmospheric controls of the heat balance of Zongo glacier (16°S, Bolivia), *J. Geophys. Res.*, *110*, D12106, doi:10.1029/2004JD005732.
- Sicart, J. E., R. Hock, and D. Six (2008), Glacier melt, air temperature, and energy balance in different climates: The Bolivian Tropics, the French Alps, and northern Sweden, *J. Geophys. Res.*, *113*, D24113, doi:10.1029/2008JD010406.
- Sicart, J. E., R. Hock, P. Ribstein, M. Litt, and E. Ramirez (2011), Analysis of seasonal variations in mass balance and meltwater discharge of the Tropical Zongo glacier by application of a distributed energy balance model, *J. Geophys. Res.*, *116*, D13105, doi:10.1029/2010JD015105.
- Smeets, C., and M. R. van den Broeke (2008a), The parameterisation of scalar transfer over rough ice, *Boundary Layer Meteorol.*, *128*(3), 339–355.
- Smeets, C., and M. R. van den Broeke (2008b), Temporal and spatial variations of the aerodynamic roughness length in the ablation zone of the Greenland ice sheet, *Boundary Layer Meteorol.*, *128*(3), 315–338.
- Thom, A. S. (1971), Momentum absorption by vegetation, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *97*, 414–428.
- Van den Broeke, M., P. Smeets, and J. Ettema (2009), Surface layer climate and turbulent exchange in the ablation zone of the west Greenland ice sheet, *Int. J. Climatol.*, *29*(15), 2309–2323.
- Wagnon, P., P. Ribstein, B. Francou, and B. Pouyaud (1999), Annual cycle of energy balance of Zongo glacier, Cordillera Real, Bolivia, *J. Geophys. Res.*, *104*(D4), 3907–3923.
- Wagnon, P., J. E. Sicart, E. Berthier, and J. P. Chazarin (2003), Wintertime high-altitude surface energy balance of a Bolivian glacier, Illimani, 6340 m above sea level, *J. Geophys. Res.*, *108*(D64177), doi:10.1029/2002JD002088.
- Webb, E. K. (1970), Profile relationships: The log-linear range, and extension to strong stability, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *96*(408), 67–90.
- Wieringa, J. (1993), Representative roughness parameters for homogeneous terrain, *Boundary Layer Meteorol.*, *63*, 323–363.
- Winkler, M., I. Juen, T. Molg, P. Wagnon, J. Gomez, and G. Kaser (2009), Measured and modelled sublimation on the tropical Glacier Artesonraju, Peru, *Cryosphere*, *3*(1), 21–30.
- Zilitinkevich, S. S., I. Mammarella, A. A. Baklanov, and S. M. Joffre (2008), The effect of stratification on the aerodynamic roughness length and displacement height, *Boundary Layer Meteorol.*, *129*(2), 179–190.

Bibliographie

- Anderson, B., A. Mackintosh, D. Stumm, L. George, T. Kerr, A. Winter-Billington & S. Fitzimons. 2007, «Climate sensitivity of a high-precipitation glacier in New-Zealand», J. Glaciol., vol. 56, n° 195, p. 114–128(15).
- Andreas, E. 2002, «Parameterizing scalar transfer over snow and ice : A review.», Jour. Hydrometeorol., vol. 3, p. 417–432.
- Andreas, E. L. 1987, «Spectral Measurements in a Disturbed Boundary Layer over Snow», J. Atmos. Sci., vol. 44, n° 15, p. 1912–1939.
- Aubinet, M., C. Feigenwinter, B. Heinesch, C. Bernhofer, E. Canepa, A. Lindroth, L. Montagnani, C. Rebmann, P. Sedlak & E. Van Gorsel. 2010, «Direct advection measurements do not help to solve the night-time co₂ closure problem : evidence from three different forests», Agricultural and forest meteorology, vol. 150, n° 5, p. 655–664.
- Aubinet, M., T. Vesala & D. Papale. 2012, Eddy covariance : a practical guide to measurement and data analysis, Springer, Netherlands, 438 p..
- Barthlott, C., P. Drobinski, C. Fesquet, T. Dubos & C. Pietras. 2007, «Long-term study of coherent structures in the atmospheric surface layer», Boundary-Layer Meteorol., vol. 125, n° 1, p. 1–24.
- Berkowicz, R. & L. Prahm. 1982, «Evaluation of the profile method for estimation of surface fluxes of momentum and heat», Atmos. Environ., vol. 16, n° 12, p. 2809–2819.
- Billesbach, D. 2011, «Estimating uncertainties in individual eddy covariance flux measurements : A comparison of methods and a proposed new method», Agric. For. Meteorol., vol. 151, n° 3, p. 394–405.
- Bookhagen, B. & D. W. Burbank. 2010, «Toward a complete himalayan hydrological budget : Spatiotemporal distribution of snowmelt and rainfall and their impact on river discharge», Journal of Geophysical Research : Earth Surface (2003–2012), vol. 115, n° F3.
- Bradley, R., M. Vuille, H. Diaz & W. Vergara. 2006, «Threats to water supplies in the tropical andes.», Science, vol. 312, n° 5781, p. 1755–1756.
- Braithwaite, R. J. 1995, «Positive degree-day factors for ablation on the greenland ice sheet studied by energy-balance modelling», Journ. Glac., vol. 41, n° 137, p. 153–160.
- Van den Broeke, M., P. Smeets & J. Ettema. 2009, «Surface layer climate and turbulent exchange in the ablation zone of the west greenland ice sheet», Int. J. Climatol., vol. 29, p. 2309–2323.
- Van den Broeke, M. R. 1997, «Momentum, Heat, and Moisture Budgets of the Katabatic Wind Layer over a Midlatitude Glacier in Summer», J. Appl. Meteorol., vol. 36, n° 6, p. 763–774.
- Brutsaert, W. 1982, Evaporation in the Atmosphere, Theory, History, and Applications., Kluwer Academic Publishers, Dordrecht. Neetherlands, 299 p..
- Burns, S. P., T. W. Horst, L. Jacobsen, P. D. Blanken & R. K. Monson. 2012, «Using sonic anemometer temperature to measure sensible heat flux in strong winds», Atmos. Meas. Tech., vol. 5, n° 9, p. 2095–2111.
- Businger, J. A. 1986, «Evaluation of the Accuracy with Which Dry Deposition Can Be Measured with Current Micrometeorological Techniques», J. Clim. Appl. Meteorol., vol. 25, n° 8, p. 1100–1124.

- Businger, J. A., J. C. Wyngaard, Y. Izumi & E. F. Bradley. 1971, «Flux-Profile Relationships in the Atmospheric Surface Layer», *J. Atmos. Sci.*, vol. 28, n° 2, p. 181–189.
- Cheng, Y., M. Parlange & W. Brutsaert. 2005, «Pathology of Monin-Obukhov similarity in the stable boundary layer», *J. Geophys. Res.*, vol. 110, n° D6, p. D06 101.
- Collineau, S. & Y. Brunet. 1993, «Detection of turbulent coherent motions in a forest canopy, part 1 : wavelet analysis.», *Boundary-Layer Meteorol.*, vol. 4, n° 65, p. 357–379.
- Conway, J. & N. Cullen. 2013, «Constraining turbulent heat flux parameterization over a temperate maritime glacier in New Zealand», *Annals of Glaciology*, vol. 63, n° 53, doi :10.3189/2012AoG63A604.
- Corti, S., F. Molteni & T. Palmer. 1999, «Signature of recent climate change in frequencies of natural atmospheric circulation regimes», *Nature*, vol. 398, n° 6730, p. 799–802.
- Cullen, N., T. Mölg, G. Kaser, K. Steffen & D. Hardy. 2007, «Energy-balance model validation on the top of Kilimanjaro, Tanzania, using eddy covariance data.», *Annals of Glaciology*, vol. 46, p. 227–233.
- Dee, D. P., S. M. Uppala, A. J. Simmons, P. Berrisford, P. Poli, S. Kobayashi, U. Andrae, M. A. Balmaseda, G. Balsamo, P. Bauer, P. Bechtold, A. C. M. Beljaars, L. van de Berg, J. Bidlot, N. Bormann, C. Delsol, R. Dragani, M. Fuentes, A. J. Geer, L. Haimberger, S. B. Healy, H. Hersbach, E. V. Hólm, L. Isaksen, P. Kållberg, M. Köhler, M. Matricardi, A. P. McNally, B. M. Monge-Sanz, J.-J. Morcrette, B.-K. Park, C. Peubey, P. de Rosnay, C. Tavolato, J.-N. Thépaut & F. Vitart. 2011, «The era-interim reanalysis : configuration and performance of the data assimilation system», *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, vol. 137, n° 656, p. 553–597.
- Denby, B. & W. Greuell. 2000, «The use of bulk and profile methods for determining surface heat fluxes in the presence of glacier winds.», *Journal of Glaciology*, vol. 46, n° 154, p. 445–452.
- Derruau, M. 2010, *Les formes du relief terrestre : notions de géomorphologie*, Armand Colin, 240 p..
- Dozier, J. & S. G. Warren. 1982, «Effect of viewing angle on the infrared brightness temperature of snow», *Wat. Res. Research*, vol. 18, n° 5, p. 1424–1434.
- Durand, Y., E. Brun, L. Merindol, G. Guyomarc'h, B. Lesaffre & E. Martin. 1993, «A meteorological estimation of relevant parameters for snow models», *Annals of Glaciology*, vol. 18, p. 65–71.
- Dyer, A. 1974, «A review of flux-profile relationships.», *Boundary-Layer Meteorol.*, vol. 3, n° 7, p. 363–372.
- EddyPro. 2014, «<http://www.licor.com/env/products/eddycovariance/software.html>», *Licor environmental*.
- Edire. 2014, «<http://www.geos.ed.ac.uk/abs/research/micromet/edire/>», *School of GeoSciences, Institute of Atmospheric and Environmental Science*.
- Favier, V. 2004, «Glaciers of the outer and inner tropics : A different behaviour but a common response to climatic forcing», *Geophys. Res. Lett.*, vol. 31, n° 16, p. L16 403.
- Fénelon, P. 1937, «1e partie : Les types de temps.», *L'information géographique*, vol. 2, p. 233–237.
- Finkelstein, P. & P. Sims. 2001, «Sampling error in eddy correlation flux measurements», *J. Geophys. Res.*, vol. 106, n° D4, p. 3503–3509.
- Francou, B. & C. Vincent. 2010, *Les glaciers à l'épreuve du climat*, IRD Editions, 274 p..
- Frank, J. M., W. J. Massman & B. E. Ewers. 2013, «Underestimates of sensible heat flux due to vertical velocity measurement errors in non-orthogonal sonic anemometers», *Agric. For. Meteorol.*, vol. 171-172, p. 72–81.
- Garavaglia, F., J. Gailhard, E. Paquet, M. Lang, R. Garçon & P. Bernardara. 2010, «Introducing a rainfall compound distribution model based on weather patterns sub-sampling», *Hydrol. Earth. Syst. Sc.*, vol. 14, p. 951–964.
- Garreaud, R., M. Vuille & A. Clement. 2003, «The climate of the altiplano : observed current conditions and mechanisms of past changes.», *Palaeogeogr. Palaeoclimatol. Palaeoecol.*, vol. 194, p. 5–22.

- Gash, J. & A. Dolman. 2003, «Sonic anemometer (co)sine response and flux measurement : I. The potential for (co)sine error to affect sonic anemometer-based flux measurements», Agric. For. Meteorol., vol. 119, n° 3-4, p. 195–207.
- Gellens-Meulenberghs, F. 2005, «Sensitivity Tests of an Energy Balance Model to Choice of Stability Functions and Measurement Accuracy», Boundary-Layer Meteorol., vol. 115, n° 3, p. 453–471.
- Gillett, S. & N. J. Cullen. 2011, «Atmospheric controls on summer ablation over Brewster Glacier, New Zealand», Int. J. Climatol., vol. 31, n° 13, p. 2033–2048.
- Grisogono, B. & D. Rajak. 2009, «Assessment of monin-obukhov scaling over small slopes», Geofizika, vol. 26, n° 1, p. 101–108.
- Haerberli, W., M. Zemp, R. Frauenfelder, M. Hoelzle & A. Käab. 2005, Fluctuations of glaciers 1995–2000 (Vol. VIII).
- Helgason, W. & J. Pomeroy. 2012a, «Problems Closing the Energy Balance over a Homogeneous Snow Cover during Midwinter», J. Hydrometeorol., vol. 13, n° 2, p. 557–572.
- Helgason, W. & J. W. Pomeroy. 2012b, «Characteristics of the Near-Surface Boundary Layer within a Mountain Valley during Winter», J. Appl. Meteorol. Climatol., vol. 51, n° 3, p. 583–597.
- Hock, R. 2003, «Temperature index melt modelling in mountain areas», Journal of Hydrology, vol. 282, n° 1, p. 104–115.
- Hock, R. & B. Holmgren. 2005, «A distributed surface energy-balance model for complex topography and its application to Storglaciären, Sweden», Journal of Glaciology, vol. 51, n° 172, p. 25–36.
- Højstrup, J. 1982, «Velocity Spectra in the Unstable Planetary Boundary Layer», J. Atmos. Sci., vol. 39, n° 10, p. 2239–2248.
- Hollinger, D. Y. & A. D. Richardson. 2005, «Uncertainty in eddy covariance measurements and its application to physiological models», Tree Physiol., vol. 25, n° 7, p. 873–885.
- Hormes, A., J. Beer & C. Schluechte. 2006, «A geochronological approach to understanding the role of solar activity on holocene glacier length variability in the swiss alps», Geografiska Annaler, vol. 88 A, n° 4, p. 281–294.
- Huss, M., R. Hock, A. Bauder & M. Funk. 2010, «100-year mass changes in the swiss alps linked to the atlantic multidecadal oscillation», Geophysical Research Letters, vol. 37, n° 10.
- Huwald, H., C. Higgins, M. Boldi, E. Bou-Zeid, M. Lehning & M. Parlange. 2009, «Albedo effect on radiative errors in air temperature measurements.», Water Resour. Res., vol. 45, p. W08431.
- Högström, U., J. C. R. Hunt & A. S. Smedman. 2002, «Theory and measurements for turbulence spectra and variances in the atmospheric neutral surface layer.», Boundary-Layer Meteorology, , n° 103, p. 101–124.
- Jomelli, V., M. Khodri, V. Favier, D. Brunstein, M. Ledru, P. Wagnon, P. Blard, J. Sicart, R. Braucher, D. Grancher, D. Bourlès, P. Braconnot & M. Vuille. 2011, «Irregular tropical glacier retreat over the holocene epoch driven by progressive warming.», Nature, vol. 7350, n° 474, p. 196–199.
- Kaimal, J. & J. Finnigan. 1994, Atmospheric boundary layer flows : their structure and measurement., Oxford University Press, New York, 289 pp p..
- Kaimal, J., J. Wyngaard, Y. Izumi & O. R. Coté. 1972, «Spectral characteristics of surface-layer turbulence.», Quart. J. Roy. Meteor. Soc., vol. 417, n° 98, p. 563–589.
- Kochendorfer, J., T. P. Meyers, J. M. Frank, W. J. Massman & M. W. Heuer. 2012a, «How well can we measure the vertical wind speed ? implications for fluxes of energy and mass», Boundary-Layer Meteorol., vol. 145, n° 2, p. 383–398.

- Kochendorfer, J., T. P. Meyers, J. M. Frank, W. J. Massman & M. W. Heuer. 2012b, «Reply to the Comment by Mauder on “How Well Can We Measure the Vertical Wind Speed ? Implications for Fluxes of Energy and Mass”», Boundary-Layer Meteorol., vol. 147, n° 2, p. 337–345.
- Kolmogorov, A. N. 1941, «The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large reynolds numbers», dans Dokl. Akad. Nauk SSSR, vol. 30, p. 299–303.
- Lafore, J. P., J. Stein, N. Asencio, P. Bougeault, V. Ducrocq, J. Duron, C. Fischer, P. Hérelil, P. Mascart, V. Masson *et al.*. 1997, «The Meso-NH atmospheric simulation system. Part I : adiabatic formulation and control simulations», dans Annales Geophysicae, vol. 16, Springer, p. 90–109.
- Lejeune, Y. 2009, «Apports des modèles de neige CROCUS et de sol ISBA à l'étude du bilan glaciologique d'un glacier tropical et du bilan hydrologique de son bassin versant», Thèse de Doctorat de l'Université Joseph Fourier.
- Lenters, J. D. & K. H. Cook. 1999, «Summertime precipitation variability over South America : Role of the large-scale circulation», Monthly Weather Review, vol. 127, p. 409–431.
- Litt, M., J. E. Sicart & W. D. Helgason. 2014b, «A study of turbulent fluxes and their measurement errors for different wind regimes over the tropical Zongo glacier during the dry season.», Atmos. Meas. Tech. Diss., vol. Submitted.
- Litt, M., J. E. Sicart, W. D. Helgason & P. Wagnon. 2014a, «Turbulence characteristics in the atmospheric surface layer for different wind regimes over the tropical Zongo glacier (Bolivia, 16° s)», Boundary-Layer Meteorol., doi :10.1007/s10546-014-9975-6, p. 1–25.
- Mahrt, L. 1999, «Stratified atmospheric boundary layers», Boundary-Layer Meteorology, vol. 90, n° 3, p. 375–396.
- Mahrt, L. 2007a, «The influence of nonstationarity on the turbulent flux–gradient relationship for stable stratification», Boundary-Layer Meteorol., vol. 125, n° 2, p. 245–264.
- Mahrt, L. 2007b, «Weak-wind mesoscale meandering in the nocturnal boundary layer», Environ. Fluid Mech., vol. 7, n° 4, p. 331–347.
- Mahrt, L. 2008, «Bulk formulation of surface fluxes extended to weak-wind stable conditions», Quart. J. Roy. Meteor. Soc., vol. 134, n° 630, p. 1–10.
- Mahrt, L. & J. Paumier. 1984, «Heat Transport in the Atmospheric Boundary Layer», J. Atmos. Sci., vol. 41, n° 21, p. 3061–3075.
- Mann, J. & D. H. Lenschow. 1994, «Errors in airborne flux measurements», J. Geophys. Res., vol. 99, n° D7, p. 14 519–14 526.
- Mark, B. G. & G. O. Seltzer. 2003, «Tropical glacier meltwater contribution to stream discharge : a case study in the Cordillera Blanca, Peru», Journal of Glaciology, vol. 49, n° 165, p. 271–281.
- Marzeion, B., J. G. Cogley, K. Richter & D. Parkes. 2014, «Attribution of global glacier mass loss to anthropogenic and natural causes», Science, vol. 345, n° 6199, p. 919–921.
- Massman, W. 2000, «A simple method for estimating frequency response corrections for eddy covariance systems», Agric. For. Meteorol., vol. 104, n° 3, p. 185–198.
- Matzinger, N., M. Andretta, E. V. Gorsel, R. Vogt, A. Ohmura & M. Rotach. 2003, «Surface radiation budget in an alpine valley», Quart. J. Roy. Meteor. Soc., vol. 129, n° 588, p. 877–895.
- Mauder, M. 2013, «A Comment on “How Well Can We Measure the Vertical Wind Speed ? Implications for Fluxes of Energy and Mass” by Kochendorfer et al.», Boundary-Layer Meteorol., vol. 147, n° 2, p. 329–335.
- McNaughton, K. & J. Laubach. 2000, «Power spectra and cospectra for wind and scalars in a disturbed surface layer at the base of an advective inversion», Boundary-layer Meteorol., vol. 96, n° 1-2, p. 143–185.

- McNider, R. T. 1982, «A Note on Velocity Fluctuations in Drainage Flows», J. Atmos. Sci., vol. 39, n° 7, p. 1658–1660.
- Van der Molen, M., J. Gash & J. Elbers. 2004, «Sonic anemometer (co)sine response and flux measurement : II. The effect of introducing an angle of attack dependent calibration», Agric. For. Meteorol., vol. 122, n° 1-2, p. 95–109.
- Monin, A. & A. Obukhov. 1954, «Basic laws of turbulent mixing in the surface layer of the atmosphere», Tr. Akad. Nauk SSSR Geophys. Inst., vol. 24, n° 151, p. 163–187.
- Moore, C. J. 1986, «Frequency response corrections for eddy correlation systems», Boundary-Layer Meteorol., vol. 37, n° 1-2, p. 17–35.
- Munro, D. 1989, «Surface roughness and bulk heat transfer on a glacier : Comparison with eddy correlation.», J. Glacio., vol. 121, n° 35, p. 343–348.
- Nadeau, D. F., E. R. Pardyjak, C. W. Higgins, H. Huwald & M. B. Parlange. 2013a, «Flow during the evening transition over steep alpine slopes», Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, vol. 139, n° 672, p. 607–624.
- Nadeau, D. F., E. R. Pardyjak, C. W. Higgins & M. B. Parlange. 2013b, «Similarity scaling over a steep alpine slope», Boundary-layer meteorology, vol. 147, n° 3, p. 401–419.
- Nakai, T., M. Van der Molen, J. Gash & Y. Kodama. 2006, «Correction of sonic anemometer angle of attack errors», Agric. For. Meteorol., vol. 136, n° 1-2, p. 19–30.
- Nakai, T. & K. Shimoyama. 2012, «Ultrasonic anemometer angle of attack errors under turbulent conditions», Agric. For. Meteorol., vol. 162-163, p. 14–26.
- Nieuwstadt, F. T. M. 1984, «The turbulent structure of the stable, nocturnal boundary layer», J. Atmos. Sci., vol. 41, n° 14, p. 2202–2216.
- Obleitner, F. & J. De Wolde. 1999, «On intercomparaison of instruments used within the Vatnajökull glacio-meteorological experiment», Boundary-Layer Meteorol., vol. 92, n° 1, p. 25–35.
- Oerlemans, J. 2005, «Extracting a climate signal from 169 glacier records», Science, vol. 308, n° 5722, p. 675–677.
- Oerlemans, J. 2010, The microclimate of valley glaciers, Igitur, Utrecht Publishing & Archiving Services, Universiteitsbibliotheek Utrecht, 138 p..
- Oerlemans, J. & B. Grisogono. 2002, «Glacier winds and parameterisation of the related surface heat fluxes», Tellus A, vol. 54, n° 5, p. 440–452.
- Oke, T. 1987, Boundary Layer Climates, 2nd ed., Routedledge, New York, 435 p..
- Panofsky, H. & J. Dutton. 1984, Atmospheric turbulence : Models and methods for engineering applications., John Wiley and Sons, New York, 397 p..
- Paterson, W. S. B. & K. M. Cuffey. 1994, The physics of glaciers, vol. 3, Pergamon Oxford, 704 p..
- Pellicciotti, F., C. Buergi, W. W. Immerzeel, M. Konz & A. B. Shrestha. 2012, «Challenges and uncertainties in hydrological modelin of remote Hindu Kush-Karakoram-Himalayan basins : Suggestions for calibration strategies», Mountain Research And Development, vol. 32, n° 1, p. 39–50.
- Poulos, G., J. Bossert, T. McKee & R. Pielke. 2007, «The interaction of katabatic flow and mountain waves. part II : Case study analysis and conceptual model», J. Atmos. Sci., vol. 6, n° 64, p. 1857–1879.
- Poulos, G. & S. S. Zhong. 2008, «An observational history of small-scale katabatic winds in mid-latitudes», Geography Compass, vol. 2, n° 6, p. 1798–1821.

- Prandtl, L. 1942, «Fuhrer durch die Stromungslehre.», dans Vieweg und Sohn, Braunschweig.
- Rabatel, A., B. Francou, A. Soruco, J. Gomez, B. Cáceres, J. Ceballos, R. Basantes, M. Vuille, J. Sicart, C. Huggel, M. Scheel, Y. Lejeune, Y. Arnaud, M. Collet, T. Condom, G. Consoli, V. Favier, V. Jomelli, R. Galarraga, P. Ginot, L. Maisincho, J. Mendoza, M. Ménégos, E. Ramirez, P. Ribstein, W. Suarez, M. Villacis & P. Wagnon. 2013, «Current state of glaciers in the tropical andes : a multi-century perspective on glacier evolution and climate change.», T. C., vol. 1, n° 7, p. 81–102.
- Rabatel, A., V. Jomelli, P. Naveau, B. Francou & D. Grancher. 2005, «Dating of little ice age glacier fluctuations in the tropical andes : Charquini glaciers, bolivia, 16°s.», C. R. Geosci., vol. 15, n° 337, p. 1311–1322.
- Raupach, M. R., J. J. Finnigan & Y. Brunei. 1996, «Coherent eddies and turbulence in vegetation canopies : The mixing-layer analogy», Boundary-Layer Meteorol., vol. 78, n° 3-4, p. 351–382.
- Reba, M. L., T. E. Link, D. Marks & J. Pomeroy. 2009, «An assessment of corrections for eddy covariance measured turbulent fluxes over snow in mountain environments», Water Resour. Res., vol. 45, n° 4.
- Roe, G. 2006, «In defense of Milankovitch», Geophysical Research Letters, vol. 33, n° 24.
- Rotach, M. W. 1993, «Turbulence close to a rough urban surface part I : Reynolds stress», Boundary-Layer Meteorol., vol. 65, n° 1-2, doi :10.1007/BF00708816, p. 1–28, ISSN 0006-8314.
- Schotanus, P., F. Nieuwstadt & H. Bruin. 1983, «Temperature measurement with a sonic anemometer and its application to heat and moisture fluxes», Boundary-Layer Meteorol., vol. 26, n° 1, p. 81–93.
- Sicart, J., R. Hock & D. Six. 2008, «Glacier melt, air temperature, and energy balance in different climates : The bolivian tropics, the french alps, and northern sweden», J. Geophys. Res., vol. 113, p. D24 113.
- Sicart, J., P. Wagnon & P. Ribstein. 2005, «Atmospheric controls of the heat balance of zongo glacier (16° s, bolivia)», J. Geophys. Res., vol. 110, p. D12 106.
- Sicart, J. E., J. C. Espinoza, L. Quéno & M. Médina. 2014b, «Radiative properties of clouds over a tropical bolivian glacier : seasonal variations and relationship with regional atmospheric circulation», Int. J. Climatol., vol. Submitted.
- Sicart, J. E., R. Hock, P. Ribstein, M. Litt & E. Ramirez. 2011, «Analysis of seasonal variations in mass balance and meltwater discharge of the tropical Zongo Glacier by application of a distributed energy balance model», J. Geophys. Res., vol. 116, n° D13, p. D13 105.
- Sicart, J. E., M. Litt, W. Helgason, V. B. Tahar & T. Chaperon. 2014a, «A study of the atmospheric surface layer and roughness lengths on the high-altitude tropical Zongo glacier, Bolivia», J. Geophys. Res. Atmos., vol. 119, n° 7, p. 3793–3808.
- Six, D., P. Wagnon, J. Sicart & C. Vincent. 2009, «Meteorological controls on snow and ice ablation for two contrasting months on Glacier de Saint-Sorlin, France», Ann. Glaciol., vol. 50, n° 50, p. 66–72.
- Smeets, C., P. Duynkerke & H. Vugts. 1998, «Turbulence characteristics of the stable boundary layer over a mid-latitude glacier. part I : a combination of katabatic and large-scale forcing.», Boundary-Layer Meteorol., vol. 87, p. 117–145.
- Smeets, C., P. Duynkerke & H. Vugts. 1999, «Observed wind profiles and turbulence fluxes over an ice surface with changing surface roughness», Boundary-Layer Meteorol., vol. 92, n° 1, p. 99–121.
- Smeets, C., P. Duynkerke & H. Vugts. 2000, «Turbulence characteristics of the stable boundary layer over a mid-latitude glacier. Part II : Pure katabatic forcing conditions», Boundary-layer Meteorol., p. 73–107.
- Smeets, C. J. P. P. & M. R. Van den Broeke. 2008, «Temporal and Spatial Variations of the Aerodynamic Roughness Length in the Ablation Zone of the Greenland Ice Sheet», Boundary-Layer Meteorol., vol. 128, n° 3, p. 315–338.

- Sorbjan, Z. 1986, «On similarity in the atmospheric boundary layer», *Boundary-Layer Meteorol.*, vol. 34, n° 4, p. 377–397.
- Stocker, T., D. Qin, G.-K. Plattner, L. Alexander, S. Allen, N. Bindoff, F.-M. Bréon, J. Church, U. Cubasch, S. Emori, P. Forster, P. Friedlingstein, N. Gillett, J. Gregory, D. Hartmann, E. Jansen, B. Kirtman, R. Knutti, K. K. Kumar, P. Lemke, J. Marotzke, V. Masson-Delmotte, G. Meehl, I. Mokhov, S. Piao, V. Ramaswamy, D. Randall, M. Rhein, M. Rojas, C. Sabine, D. Shindell, L. Talley, D. Vaughan & S. Xie. 2013, *Technical Summary*. In : *Climate Change 2013 : The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*, Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA., 33–115 p..
- Stoy, P. C., M. Mauder, T. Foken, B. Marcolla, E. Boegh, A. Ibrom, M. A. Arain, A. Arneth, M. Aurela, C. Bernhofer, A. Cescatti, E. Dellwik, P. Duce, D. Gianelle, E. van Gorsel, G. Kiely, A. Knohl, H. Margolis, H. McCaughey, L. Merbold, L. Montagnani, D. Papale, M. Reichstein, M. Saunders, P. Serrano-Ortiz, M. Sottocornola, D. Spano, F. Vaccari & A. Varlagin. 2013, «A data-driven analysis of energy balance closure across FLUXNET research sites : The role of landscape scale heterogeneity», *Agric. For. Meteorol.*, vol. 171-172, p. 137–152.
- Stull, R. 1988, *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*, Springer, Netherlands, 666 p..
- Thomas, C. & T. Foken. 2004, «Detection of long-term coherent exchange over spruce forest using wavelet analysis.», *Theor. Appl. Climatol.*, vol. 80, n° 2-4, p. 91–104.
- Thompson, L. G., E. Mosley-Thompson, M. E. Davis, P.-N. Lin, K. Henderson & T. A. Mashiotta. 2003, «Tropical glacier and ice core evidence of climate change on annual to millennial time scales», dans *Climate Variability and Change in High Elevation Regions : Past, Present & Future*, Springer, p. 137–155.
- Vickers, D. & L. Mahrt. 1997, «Quality control and flux sampling problems for tower and aircraft data», *J. Atmos. Oceanic Technol.*, vol. 1, n° 14, p. 512–526.
- Vickers, D. & L. Mahrt. 2003, «The cospectral gap and turbulent flux calculations.», *J. Atmos. Oceanic Technol.*, vol. 20, n° 5, p. 660–672.
- Vincent, C., C. Vallon, L. Reynaud & E. L. Meur. 2000, «Dynamic behaviour analysis of glacier de saint sorlin, france, from 40 years of observations, 1957–97», *Journal of Glaciology*, vol. 46, n° 154, p. 499–506(8).
- Viviroli, D., D. R. Archer, W. Buytaert, H. J. Fowler, G. B. Greenwood, A. F. Hamlet, Y. Huang, G. Koboltschnig, M. I. Litaor, J. I. López-Moreno, S. Lorentz, B. Schädler, H. Schreier, K. Schwaiger, M. Vuille & R. Woods. 2011, «Climate change and mountain water resources : overview and recommendations for research, management and policy», *Hydrology and Earth System Sciences*, vol. 15, n° 2, p. 471–504.
- Wagon, P., P. Ribstein, B. Francou & B. Pouyaud. 1999, «Annual cycle of energy balance of Zongo glacier, Cordillera Real, Bolivia.», *J. Geophys. Res.*, vol. 104, n° D4, p. 3907–3923.
- Wagon, P., J. E. Sicart, E. Berthier & J. P. Chazarin. 2003, «Wintertime high-altitude surface energy balance of a Bolivian glacier, Illimani, 6340 m above sea level», *J. Geophys. Res.*, vol. 108, n° D6, p. 4177.
- Webb, E., G. Pearman & R. Leuning. 1980, «Correction of flux measurements for density effects due to heat and water vapour transfer.», *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, vol. 106, n° 106, p. 85–100.
- Wesson, K. H., G. Katul & C.-T. Lai. 2001, «Sensible heat flux estimation by flux variance and half-order time derivative methods», *Water Resour. Res.*, vol. 37, n° 9, p. 2333–2343.
- Whiteman, C. 1990, «Observations of thermally developed wind systems in mountainous terrain», in W. Blumen (ed.), *Atmospheric Processes over Complex Terrain*, Meteorol Monogr, vol. 45, n° 23, p. Amer. Meteorol. Soc., Boston, MA, pp 5–42.
- Whiteman, C. 2000, *Mountain Meteorology, Fundamentals and Applications*, Oxford University Press, New York.

- Wilckzak, J. M., S. P. Oncley & S. A. Stage. 2001, «Sonic anemometer tilt correction algorithms», Boundary-Layer Meteorol., vol. 99, n° 1, p. 127–150.
- Winkler, M., I. Juen, T. Mölg, P. Wagnon, J. Gómez & G. Kaser. 2009, «Measured and modelled sublimation on the tropical Glaciar Artesonraju, Perú», T.C., vol. 3, n° 1, p. 21–30.
- Wiscombe, W. J. & S. G. Warren. 1980, «A model for the spectral albedo of snow. I : Pure snow», J. Atmos. Sci., vol. 37, n° 12, p. 2712–2733.
- Wyngaard, J. 1973, «On surface layer turbulence», dans Haugen, D.A. (Ed.), Workshop on Micrometeorology. American Meteorological Society.
- Yamanouchi, T. & S. Kawaguchi. 1984, «Longwave radiation balance under a strong surface inversion in the Katabatic Wind Zone, Antarctica», J. Geophys. Res., vol. 89, n° D7, p. 11 771.