



Érosion éolienne et rugosité de la surface neigeuse en Terre Adélie : observations et approche numérique

Charles Amory

► To cite this version:

Charles Amory. Érosion éolienne et rugosité de la surface neigeuse en Terre Adélie : observations et approche numérique. Sciences de la Terre. Université Grenoble Alpes, 2016. Français. NNT : 2016GREAU007 . tel-01472936

HAL Id: tel-01472936

<https://theses.hal.science/tel-01472936>

Submitted on 21 Feb 2017

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

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

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES

Spécialité : **OCÉAN, ATMOSPÈRE, HYDROLOGIE**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Charles AMORY

Thèse dirigée par **Hubert GALLÉE** et **Florence NAAIM-BOUVET**

préparée au sein du

Laboratoire de Glaciologie et Géophysique de l'Environnement et de
l'Institut national de Recherche en Sciences et Technologies pour
l'Environnement et l'Agriculture

dans l'École Doctorale

Terre, Univers, Environnement

Érosion éolienne et rugosité de la surface neigeuse en Terre Adélie

Observations et approche numérique

Thèse soutenue publiquement le **8 janvier 2016**

devant le jury composé de :

M. Michel FILY

Professeur à l'UJF, LGGE, Grenoble, Président

Mme Béatrice MARTICORENA

Chargé de recherche au CNRS, LISA, Paris, Rapporteur

M. John KING

Science leader au BAS, Cambridge (UK), Rapporteur

M. Xavier FETTWEIS

Chargé de recherche au F.R.S.-FNRS, LCT, Liège (Be), Examinateur

M. Hubert GALLÉE

Directeur de recherche au CNRS, LGGE, Grenoble, Directeur de thèse

Mme Florence NAAIM

ICPEF à l'IRSTEA, Grenoble, co-Directrice de thèse

M. Vincent VIONNET

IPEF au CNRM, CEN, Grenoble, Invité

M. Matthew LAZZARA

Chercheur à l'AMRC, SSEC, Madison (USA), Invité

Résumé

Le bilan de masse en surface de l'Antarctique (noté BMS ; résultante de l'équilibre entre les termes d'accumulation et d'ablation) contribue directement aux variations du niveau moyen des mers. Dans le contexte du changement climatique, sa détermination par les modèles atmosphériques est nécessaire pour affiner son estimation présente et future.

Les vents violents en périphérie de l'Antarctique de l'Est sont responsables d'un entraînement aérodynamique de la neige en surface qui influence de façon significative le BMS. Le transport de neige par le vent est également à l'origine du développement de formes d'érosion éolienne orientées parallèlement au vent moyen au moment de leur formation et dont la distribution spatiale est un déterminant majeur de la rugosité de surface. Ces éléments de rugosité exercent en retour un effet d'obstacle à l'écoulement qui affecte directement le champ de vent en surface et, par extension, le transport éolien de la neige.

Les travaux présentés dans cette thèse portent sur l'observation et la modélisation numérique de l'érosion éolienne de la neige au niveau d'une région côtière de l'Antarctique de l'Est, la Terre Adélie. Dans un premier temps, le modèle atmosphérique régional MAR, qui contient une représentation détaillée des processus de transport éolien, est mis en œuvre à une résolution spatiale de 5 km sur un domaine couvrant la Terre Adélie et comparé sur un mois d'été à des observations météorologiques incluant des mesures continues du vent et du flux éolien massique de neige aérotransportée. Il est montré que les flux éoliens de neige produits par le MAR sont hautement sensibles à la paramétrisation de la rugosité de surface, et qu'une calibration unique de ce paramètre ne permet pas de simuler avec une qualité équivalente le champ de vent en deux points de mesure distants de 100 km. À partir des observations, les interactions rugosité-érosion sont ensuite étudiées à l'échelle d'événements individuels d'érosion éolienne. Il est mis en évidence i) que l'effet d'obstacle généré par les formes d'érosion éolienne a un impact inhibiteur sur le flux éolien de neige et ii) que cet effet d'obstacle peut être fortement diminué par l'aptitude des formes d'érosion éolienne à se réorienter parallèlement au vent dominant pendant un événement de transport. L'examen des observations sur une année révèle que ce processus d'ajustement aérodynamique est sujet à des variations temporelles majoritairement reliées à l'historique de la température. Enfin, on montre qu'une reconfiguration du modèle comprenant notamment l'introduction d'une dépendance à la température dans la paramétrisation de la rugosité de surface améliore considérablement la représentation des flux éoliens de neige par le MAR sur l'année considérée. Ces résultats suggèrent qu'une distribution spatiale et temporelle de la rugosité de surface doit être prise en compte dans les modèles atmosphériques pour une simulation réaliste du transport éolien de la neige à l'échelle de l'Antarctique.

Abstract

The Antarctic ice sheet surface mass balance (SMB; the result of the balance between accumulation and ablation terms) has a direct influence on variations in the global mean sea level. In the context of climate change, atmospheric models are needed to improve its current and future estimation.

Intense surface winds over the coastal slopes of East Antarctica are responsible for aerodynamic entrainment of snow at the surface, which has a significant influence on the BMS. Transport of snow by the wind also produces aeolian erosion features aligned parallel to the prevailing winds at the time of their formation. The spatial distribution of these features is a major determinant of surface roughness. On the other hand, surface roughness is an obstacle to flow and directly affects the surface wind field and, by extension, aeolian snow transport.

The work presented here is based on observations and numerical modeling of aeolian snow erosion in a coastal stretch of Adélie Land, East Antarctica. First, the regional atmospheric model MAR, which includes a detailed representation of aeolian transport processes, was run at a spatial resolution of 5 km over a zone including Adélie Land and model results were compared with meteorological observations made over one month in summer, including continuous measurements of the wind and the aeolian snow mass flux. Aeolian snow mass fluxes modeled by MAR were highly sensitive to parameterization of surface roughness, and a single calibration of this parameter was not enough to simulate the surface wind field at two measurement points located only 100 km apart with the same accuracy. Consequently, roughness-erosion interactions were analyzed at the scale of individual aeolian erosion events using observations. The results of this analysis underlined that (i) the barrier effect generated by aeolian erosion features had an inhibiting impact on the aeolian snow mass flux and (ii) that the barrier effect can be strongly reduced by the ability of aeolian erosion features to realign with the dominant wind during a transport event. Examination of observations made over a period of one year revealed that this adjustment process is prone to temporal variations mainly linked to past temperatures. Finally, we showed that reconfiguring the model, including introducing temperature dependence in the parameterization of surface roughness considerably improved the representation of aeolian snow mass fluxes by the MAR model for the year concerned. These results suggest that spatial and temporal distribution of surface roughness should be included in atmospheric models for realistic simulations of aeolian snow transport over Antarctica.

Table des matières

INTRODUCTION	11
ORGANISATION DU MANUSCRIT	12
1. LE TRANSPORT EOLIEN DE LA NEIGE EN ANTARCTIQUE	15
1.1. LE BILAN DE MASSE EN SURFACE DE L'ANTARCTIQUE	15
1.1.1. GEOGRAPHIE DU CONTINENT	15
1.1.2. DEFINITION	15
1.1.3. QUANTIFICATION DU BMS ET ENJEUX	16
1.2. CONTRIBUTION DU TRANSPORT DE NEIGE AU BMS	19
1.2.1. SUBLIMATION DE LA NEIGE AEROTRANSPORTEE	20
1.2.2. ÉROSION ET DEPOT DE LA NEIGE	21
1.3. LE REGIME DE VENT EN SURFACE DE L'ANTARCTIQUE	23
1.3.1. LES VENTS CATABATIQUES	23
1.3.2. VENTS CATABATIQUES EXTREMES EN TERRE ADELIE	24
1.4. LA COUCHE LIMITE ATMOSPHERIQUE	26
1.4.1. DEFINITION	26
1.4.2. TURBULENCE ET STABILITE DE LA COUCHE LIMITE	27
1.4.3. LA COUCHE DE SURFACE	28
1.5. TRANSFERT DE QUANTITE DE MOUVEMENT	30
1.5.1. RELATION FLUX-GRADIENT	30
1.5.2. PARTITIONNEMENT DE LA CONTRAINTE DE CISAILLEMENT	31
1.5.3. VITESSE DE FROTTEMENT	32
1.5.4. REGIMES AERODYNAMIQUES LISSE ET RUGUEUX	33
1.5.5. PROFIL DE VENT LOGARITHMIQUE ET LONGUEUR DE RUGOSITE	35
1.5.6. DETERMINATION DE U_* ET Z_0 ET NOTION DE FETCH	36
1.5.7. HAUTEUR DE DEPLACEMENT	38
1.5.8. THEORIE DE SIMILARITE DE MONIN-OBUKHOV	38
1.6. LE PHENOMENE D'ÉROSION EOLIENNE DE LA NEIGE	41
1.6.1. VITESSE DE FROTTEMENT SEUIL ET MODES DE TRANSPORT	41
1.6.2. METAMORPHISME DE LA NEIGE ET COHESION DE FRITTAGE	44
1.7. LES SASTRUGI	46
1.7.1. DEFINITION	46
1.7.2. FORMATION	48
1.7.3. INFLUENCE	50
1.8. CONTEXTE DE L'ÉTUDE	50
1.8.1. LE MODELE MAR	50
1.8.2. LE PROGRAMME CALVA	52
1.8.3. OBJECTIFS DE TRAVAIL	52
2. ÉVALUATION QUANTITATIVE DU TRANSPORT EOLIEN DE NEIGE SIMULE PAR LE MAR SUR UN MOIS D'ÉTÉ	55
2.1. INTRODUCTION	57
2.2. FIELD DATA	58
2.3. THE MAR MODEL	62
2.3.1. GENERAL DESCRIPTION	62
2.3.2. MODEL CONFIGURATION	65
2.4. COMPARISON OF FIELD DATA AND MODEL OUTPUTS	65
2.4.1. WIND SPEED	66
2.4.2. OCCURRENCE OF AEOLIAN SNOW TRANSPORT EVENTS	69
2.4.3. AEOLIAN SNOW MASS FLUXES	71
2.4.4. MODEL SENSITIVITY TO ROUGHNESS LENGTH FOR MOMENTUM	72
2.5. DISCUSSION	73

2.6. CONCLUSION	75
3. L'AJUSTEMENT AERODYNAMIQUE DES SASTRUGI : IMPLICATIONS POUR L'EROSION ET LA RUGOSITE	77
3.1. INTRODUCTION	79
3.2. DATA AND METHOD	81
3.2.1. FIELD AREA	81
3.2.2. INSTRUMENTATION	81
3.2.3. THE 10-M DRAG COEFFICIENT IN NEAR-NEUTRAL CONDITIONS	82
3.3. RESULTS	85
3.4. DISCUSSION	88
3.5. CONCLUSION	90
4. VARIATIONS SAISONNIÈRES DE LA CAPACITÉ D'AJUSTEMENT AÉRODYNAMIQUE DES SASTRUGI	93
4.1. WHY STUDYING AERODYNAMIC ROUGHNESS OVER SASTRUGI-COVERED SNOWFIELDS?	95
4.1.1. SASTRUGI MODIFY WIND PROFILES AND AEOLIAN SNOW MASS FLUXES	95
4.1.2. AERODYNAMIC ROUGHNESS AND AEOLIAN SNOW TRANSPORT ARE CLOSELY INTERRELATED	95
4.1.3. THE DRAG COEFFICIENT IS CRUCIAL FOR ICE SHEET CLIMATE SIMULATIONS	96
4.1.4. RELATED LITERATURE IS STILL INCOMPLETE	97
4.2. REVIEW OF DRAG COEFFICIENTS OVER SNOW SURFACES	98
4.2.1. DRAG COEFFICIENTS AND WIND SPEED	98
4.2.2. DRAG COEFFICIENTS AND WIND DIRECTION	99
4.2.3. DRAG COEFFICIENTS AND SNOW PROPERTIES	100
4.3. FIELD AREA AND DATA	101
4.3.1. CLIMATOLOGICAL SETTINGS OF ADELIE LAND	101
4.3.2. SUMMER SURFACE RELIEF CONDITIONS	103
4.3.3. OBSERVATION SET-UP	105
4.3.4. ESTIMATION OF PRECIPITATION RATES	107
4.4. THE NEUTRAL STABILITY AIR-SNOW DRAG COEFFICIENT	108
4.4.1. THEORETICAL BACKGROUND	108
4.4.2. DATA SELECTION CRITERIA	109
4.5. DRAG COEFFICIENTS, NEAR-SURFACE CLIMATE AND SURFACE MASS BALANCE	112
4.5.1. SEASONAL VARIATIONS OF DRAG COEFFICIENTS	112
4.5.2. SEASONAL VARIATIONS OF METEOROLOGICAL PARAMETERS	112
4.5.3. ABLATION AND ACCUMULATION OF SURFACE SNOW	114
4.6. EROSION AT THE SNOW SURFACE	117
4.6.1. COMPUTATION OF THE TIME-AVERAGED SINTERING (AIR) TEMPERATURE	118
4.6.2. THRESHOLD FRICTION VELOCITIES	119
4.6.3. FREQUENCY AND INTENSITY OF AEOLIAN SNOW TRANSPORT	121
4.7. GENERAL DISCUSSION ON SURFACE DRAG PROPERTIES	124
4.7.1. WERE SASTRUGI PRESENT DURING WINTER?	124
4.7.2. DRAG COEFFICIENTS AS A FUNCTION OF FLOW CONDITIONS	124
4.7.3. DRAG COEFFICIENTS AS A FUNCTION OF THE TIME-AVERAGED SINTERING (AIR) TEMPERATURE	127
4.7.4. INFLUENCE OF PRECIPITATION, AND FOCUS ON THE PARTICULAR CASE OF DECEMBER 2013	127
4.8. COMPARISON WITH OTHER STUDIES	131
4.8.1. THRESHOLD FRICTION VELOCITIES AND ERODIBILITY REGIMES	131
4.8.2. ANTARCTIC DRAG VALUES	132
4.9. CONCLUSION	134
5. ÉVALUATION QUANTITATIVE DU TRANSPORT EOLIEN DE NEIGE SIMULE PAR LE MAR SUR UNE ANNEE	136
5.1. INTRODUCTION	136
5.2. COMPLEMENTS SUR LA PARAMETRISATION DE L'EROSION	137

5.2.1.	LONGUEUR DE RUGOSITE D'UNE SURFACE RUGUEUSE	137
5.2.2.	CORRECTION DE LA VITESSE DE FROTTEMENT SEUIL AVANT EROSION	138
5.2.3.	DIFFUSION TURBULENTE	139
5.2.4.	CALCUL DU FLUX EOLIEN MASSIQUE HORIZONTAL DE NEIGE	141
5.3.	TESTS DE SENSIBILITE ET CALIBRATION	141
5.3.1.	METHODE D'EVALUATION	142
5.3.2.	CHOIX DES PERIODES DE CALIBRATION	143
5.3.3.	COEFFICIENT DE CALIBRATION α	143
5.3.4.	FACTEUR CORRECTIF R_f	146
5.3.5.	REFORMULATION DU COEFFICIENT DE CALIBRATION α	151
5.4.	RESULTATS DU MODELE	151
5.4.1.	CLIMAT ET FROTTEMENT EN SURFACE	151
5.4.2.	TRANSPORT HORIZONTAL DE NEIGE	153
5.5.	DISCUSSION	154
5.6.	CONCLUSION	156
	CONCLUSIONS GENERALES ET PERSPECTIVES	158
	RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES	163

Notes au lecteur

Ce manuscrit s'organise autour de 3 articles (2 publiés et 1 soumis), et une ébauche d'article présenté sous forme d'un (dernier) chapitre en français. Les trois articles ont été rédigés en anglais et reportés dans la version soumise aux revues scientifiques internationales correspondantes. Il existe donc des répétitions entre les différents articles mais qui sont nécessaires à leur autosuffisance.



Introduction

L'Antarctique est le continent de la démesure. Avec une surface à 98% couverte de glace, il concentre plus de 70% des réserves mondiales d'eau douce sur une superficie équivalente à 22 fois la France (soit près de 1,5 fois l'Europe) compte tenu de la glace de mer hivernale. Pour une altitude moyenne de 2000 m au-dessus du niveau de la mer, la glace avoisine les 4 km d'épaisseur en certains points culminants du plateau intérieur. La calotte détient également le record de température la plus basse jamais enregistrée à la surface de la Terre (-93.2°C mesurés par le satellite Landsat 8 en août 2010 à 3900 m d'altitude près de Dôme Argus ; 81.8°S 59.3°E ; Fig. 1.1). Il s'agit par ailleurs du continent le plus élevé, le plus froid, le plus sec et le plus venteux.

Dans le contexte du réchauffement climatique global, le bilan de masse de l'Antarctique et son impact sur le niveau des mers suscitent un intérêt grandissant (Lemke et al. 2007 ; Solomon et al. 2007 ; Rignot et al. 2011 ; Shepherd et al. 2012). De récentes estimations des variations du bilan de masse du Groenland et de l'Antarctique montrent que les deux calottes subissent une perte de masse 3 fois plus rapide que les glaciers de montagnes et autres formes d'accumulation glaciaire, suggérant qu'elles pourraient être les principaux contributeurs à l'élévation du niveau marin au cours des prochaines décennies (Rignot et al. 2011). Bien que pour l'Antarctique, cette contribution s'effectue principalement à travers l'accélération de la décharge de glace à l'interface glace-océan (Pritchard et al. 2012 ; Favier et al. 2014 ; Joughin et al. 2014), le bilan de masse en surface (BMS), soit l'accumulation nette, constitue une part importante du bilan de masse total de l'Antarctique. En conséquence, sa détermination est cruciale pour appréhender l'évolution présente et future de la calotte et des variations associées du niveau marin.

En raison de la quasi omniprésence de vents gravitaires s'écoulant le long des pentes vers la périphérie du continent (vents catabatiques), l'entraînement éolien de la neige est un mécanisme largement répandu en Antarctique. La neige soulevée est transportée en grandes quantités sur de longues distances. Pendant le transport, les grains sont sujets à une sublimation accrue et une part importante de la masse neigeuse mobilisée est restituée à l'atmosphère sous forme de vapeur d'eau. Dans les régions côtières où les vents atteignent leur amplitude maximale, ce processus de redistribution des particules de neige induit une perte de masse supplémentaire par export vers l'océan. Dans des cas extrêmes et combiné à de forts taux de sublimation, il mène à un BMS négatif qui résulte en la formation de zones de glace bleue (Bintanja et van den Broeke 1995 ; Bintanja 1999). À l'échelle du continent, le transport de neige par le vent affecte

de façon non-négligeable le BMS (Giovinetto et al. 1992 ; Gallée 1998 ; Gallée et al. 2001 ; Déry et Yau 2002 ; Lenaerts et van den Broeke 2012 ; Lenaerts et al. 2012a ; Agosta et al. 2013), mais son impact global, bien que négatif, reste encore mal connu.

En raison de la vastitude et de l'hostilité du continent Antarctique, les observations du BMS sont éparses, ponctuelles et discontinues. Les modèles numériques de climat offrent une alternative à ces contraintes de caractérisation spatiale et temporelle et permettent une estimation du BMS à l'échelle régionale et/ou continentale. En revanche, peu de modèles prennent en compte le transport éolien de la neige, et parmi ces modèles, la rugosité de surface semble être un paramètre important de calibration alors même que les données disponibles à ce propos sont extrêmement limitées. Le travail présenté dans cette thèse fait un point sur ce sujet et propose des avancées en se basant sur deux outils complémentaires, à savoir le Modèle Atmosphérique Régional MAR et un système d'observation dédié au transport de neige par le vent déployé en Terre Adélie en 2010.

Organisation du manuscrit

Ce manuscrit s'articule autour de trois articles et un chapitre qui concernent plusieurs aspects de la relation entre érosion de la neige et rugosité de surface, précédés d'une partie introductive détaillant les notions nécessaires à l'appréhension de la problématique.

- Le premier article est une évaluation du climat de surface simulé par le MAR pendant le mois de janvier 2011 comprenant une comparaison entre les flux horizontaux massiques de neige aérotransportée observés et ceux reproduits par le MAR. La comparaison est menée en deux points de mesure distants de 100 km, sur le littoral de la Terre Adélie. La sensibilité du modèle à la rugosité de surface y est abordée et montre la nécessité d'une meilleure représentation de ce paramètre.
- Le deuxième article est une étude de cas individuels d'érosion éolienne survenus pendant l'année 2013 à partir d'observations météorologiques de surface. Les données permettent de caractériser les interactions entre la rugosité et le flux éolien de neige pendant un événement de transport.
- Le troisième article étend l'analyse des observations à une période de 13 mois incluant l'année 2013, et discute les variations saisonnières de la rugosité et du transport éolien en lien avec les variations de température.
- Le dernier chapitre est une évaluation quantitative du transport éolien simulé par le MAR en un point de mesure sur le littoral de la Terre Adélie sur une période d'un an,

du 1^{er} décembre 2012 au 30 novembre 2013. La configuration adoptée comprend notamment l'introduction d'une dépendance à la température dans la paramétrisation de la rugosité, développée à partir des données analysées dans le troisième article. Les implications pour la simulation du transport éolien de la neige à l'échelle de l'Antarctique sont mises en avant à la fin du chapitre.

1. Le transport éolien de la neige en Antarctique

1.1. Le bilan de masse en surface de l'Antarctique

1.1.1. Géographie du continent

L'Antarctique se divise en deux régions principales, l'Antarctique oriental et occidental, séparées par la chaîne Transantarctique (Fig. 1.1). L'Antarctique de l'Ouest est composé de l'inlandsis Ouest-Antarctique, de plates-formes de glace flottante (ou ice-shelves ; les deux principaux étant les ice-shelves de Ross et Ronne), et de la péninsule Antarctique, une série d'îlots gelés s'étendant au-delà du cercle polaire. En revanche, l'Antarctique de l'Est consiste en un unique dôme de glace continentale comprenant environ deux tiers du continent et constitué d'un haut plateau intérieur culminant à 4000 m d'altitude dont la faible pente s'accroît significativement en périphérie. Les localisations des différentes régions, bases de recherche et stations météorologiques antarctiques abordées dans l'ensemble de cette étude sont reportées sur la Figure 1.1. Lorsqu'elles seront mentionnées, il ne sera plus fait référence à la Figure 1.1 dans la suite du manuscrit.

1.1.2. Définition

Le BMS s'exprime en $\text{kg.m}^{-2}.\text{a}^{-1}$ (ou mm d'équivalent eau par an ; mm éq.e. a^{-1}). Il est défini en tout point de la surface de la calotte comme la résultante de l'équilibre entre les processus d'accumulation et d'ablation :

$$\text{BMS} = P + R + S_s + \text{TN} \quad (1.1)$$

où les différents termes désignent les précipitations liquides et solides (P), le runoff ou ruissellement d'eau liquide (R), la sublimation/condensation de surface (S_s) et le transport horizontal de neige par le vent (TN) regroupant les mécanismes d'érosion/dépôt (E) et de sublimation des particules aérotransportées (S_{TN}). Dans cette définition, chaque terme est de signe négatif lorsqu'il induit une perte de masse en surface.

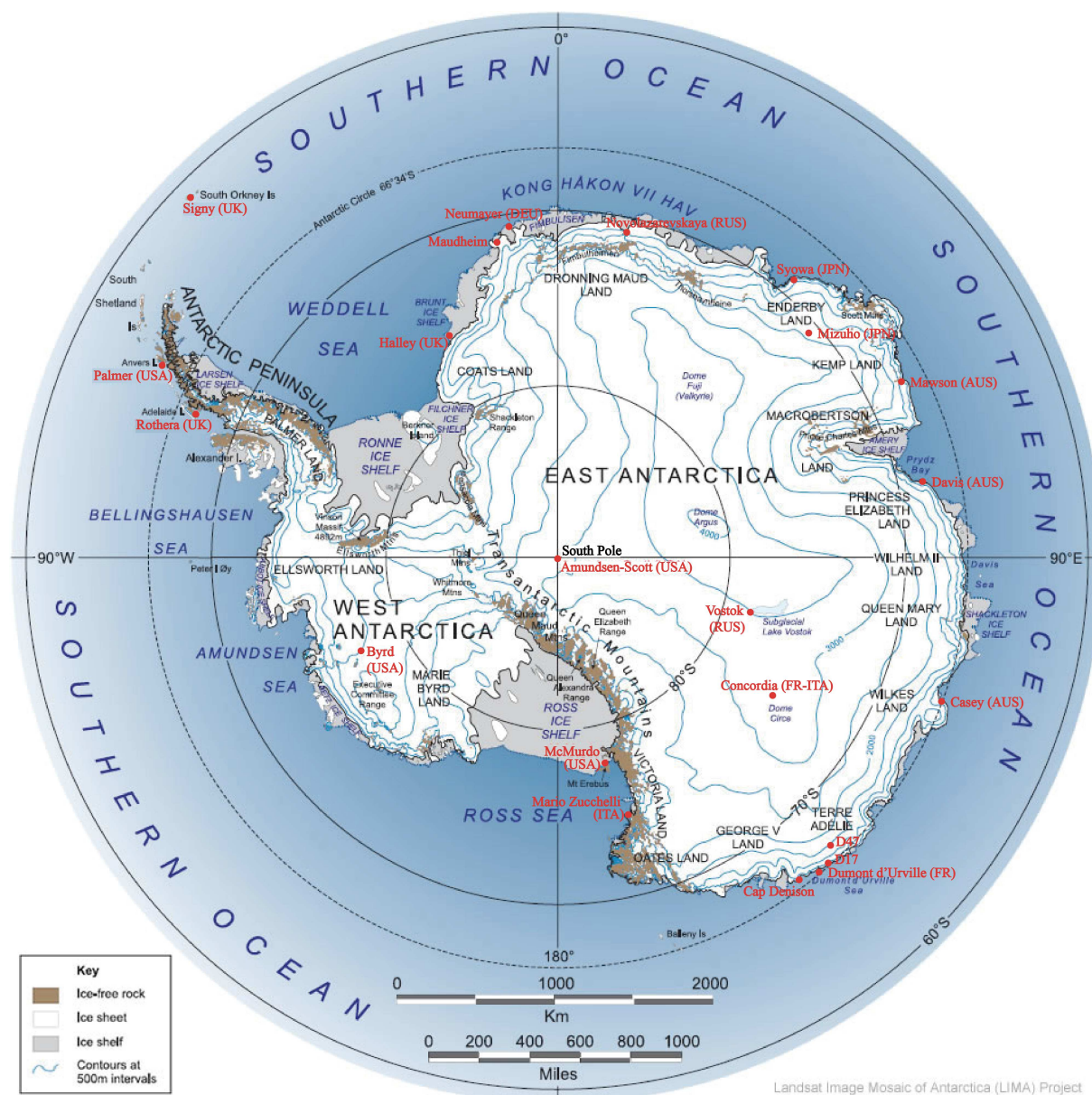


Figure 1.1 - Carte de l'Antarctique indiquant l'emplacement des principales régions, des stations majeures de recherche (repérées par leur code pays) et des stations météorologiques mentionnées dans l'ensemble du manuscrit.

1.1.3. Quantification du BMS et enjeux

Au cours de la dernière décennie, une attention particulière s'est portée sur la quantification du BMS de l'Antarctique par l'observation (Arthern et al. 2006 ; Magand et al. 2007 ; Eisen et al. 2008 ; Favier et al. 2013 ; Frezzotti et al. 2013 ; Seo et al. 2015). Ces études font appel à des techniques variées, de la mesure *in situ* (mesures de balises, mesures radar, carotte de glace etc..) à la donnée satellite (voir Eisen et al. 2008 pour une revue exhaustive), parfois complétées de méthodes rigoureuses d'interpolation pour augmenter la couverture spatiale. Néanmoins, les

mesures de terrain robustes du BMS en Antarctique sont assez rares (Favier et al. 2013 ; Fig. 1.2), et les informations qu'elles prodiguent sont souvent restreintes à une superficie et une période limitées. Le recours à la modélisation est souvent employé pour appuyer l'interprétation des observations *in situ* du BMS et étendre son estimation à l'entièreté de la calotte (van de Berg et al. 2006 ; Lenaerts et al., 2012b ; Agosta et al. 2013 ; Ligtenberg et al. 2013). Réciproquement, la comparaison des modèles avec les observations de terrain est essentielle pour l'évaluation de leur crédibilité.

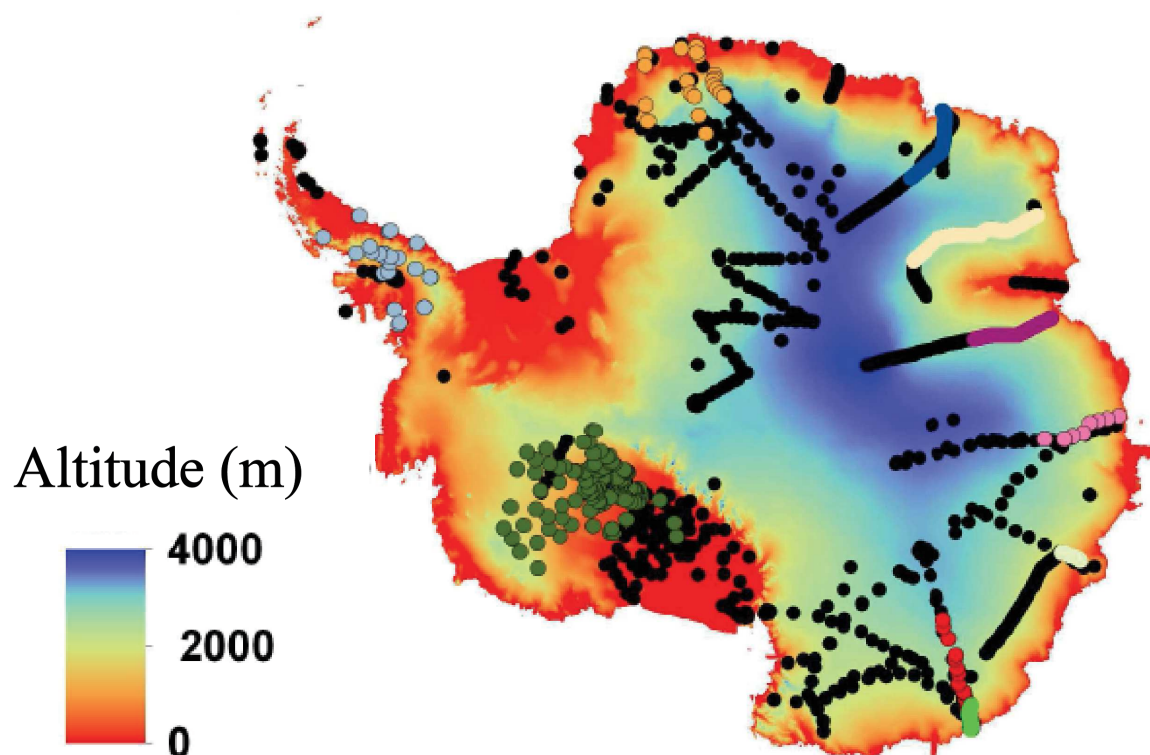


Figure 1.2 – Position des données de terrain robustes sélectionnées par Favier et al. (2013). La topographie est tirée de Bamber et al. (2009). Adapté de Favier et al. (2013).

En raison de la rareté des observations, la valeur du BMS intégré sur l'entièreté du continent présente une grande incertitude ($143\text{--}171\text{ mm éq.e.a}^{-1}$; Vaughan et al. 1999 ; van Lipzig et al. 2002 ; Arthern et al. 2006 ; van de Berg et al. 2006). Converti en hausse équivalente du niveau marin, sa contribution varierait entre -4.9 ± 0.1 et $-5.7 \pm 0.3\text{ mm.an}^{-1}$ (Lenaerts et al. 2012b). Sur le plateau intérieur, le BMS est proche de zéro sur de vastes distances (Arthern et al. 2006, Fig. 1.3), bien que des BMS négatifs aient été reportés dans certaines zones (e.g., zones de glace bleue, Fig. 1.4 ; Frezzotti et al. 2002 ; van den Broeke et al. 2006). Néanmoins, sur l'ensemble de la calotte le BMS est positif (Arthern et al. 2006 ; Eisen et al. 2008). Frezzotti et al. (2013) suggèrent que la variabilité temporelle du BMS de l'Antarctique au cours des 800 dernières

années est statistiquement négligeable et ne révèle aucune nette tendance globale. Plus récemment, Seo et al. (2015) témoignent d'une diminution du BMS contribuant à l'amplification de la perte de masse de l'Antarctique sur la dernière décennie.

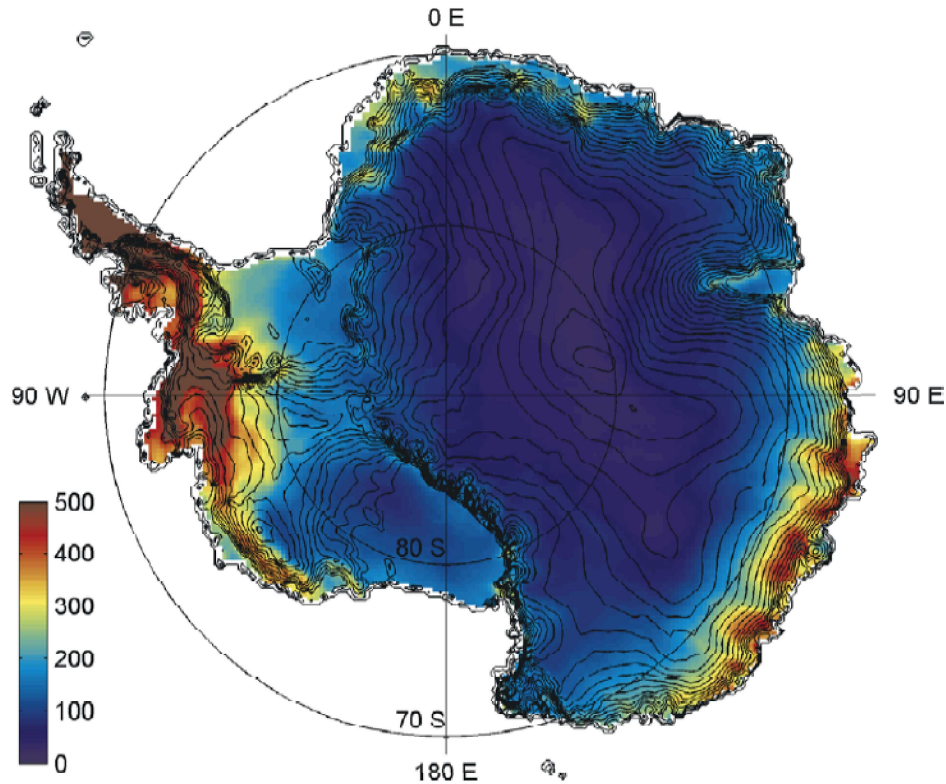


Figure 1.3 – Carte du taux d'accumulation de neige en Antarctique (mm éq.e.a⁻¹). Tirée de Arthern et al. (2006).

Intégré sur une superficie de $12,3 \cdot 10^6$ km² (exception faite de la glace en flottaison), le BMS actuel de l'Antarctique constitue un flux de masse considérable, dont l'accroissement en réponse à l'augmentation des précipitations suite à un climat plus chaud (et donc plus humide) est prédit par la plupart des modèles de climat (Krinner et al. 2008). Cette accumulation pourrait entraîner une compensation significative de la décharge de glace, et donc, de la hausse du niveau moyen des mers (Monaghan et al. 2006 ; Krinner et al. 2008). Le BMS de l'Antarctique serait même la seule contribution négative significative à l'élévation du niveau marin (Agosta et al. 2013 ; Ligtenberg et al., 2013). Une prise en compte de tous les termes du BMS apparaît alors importante pour mieux contraindre sa quantification, en particulier dans les régions côtières (d'altitude inférieure à 2000 m) ventées où les observations sont les plus rares (Genthon et al. 2009 ; Agosta et al. 2013). Contrairement au Groenland et à la péninsule où la fonte est un processus important, l'érosion éolienne et la sublimation sont des déterminants clefs des BMS locaux négatifs en Antarctique occidentale et orientale.

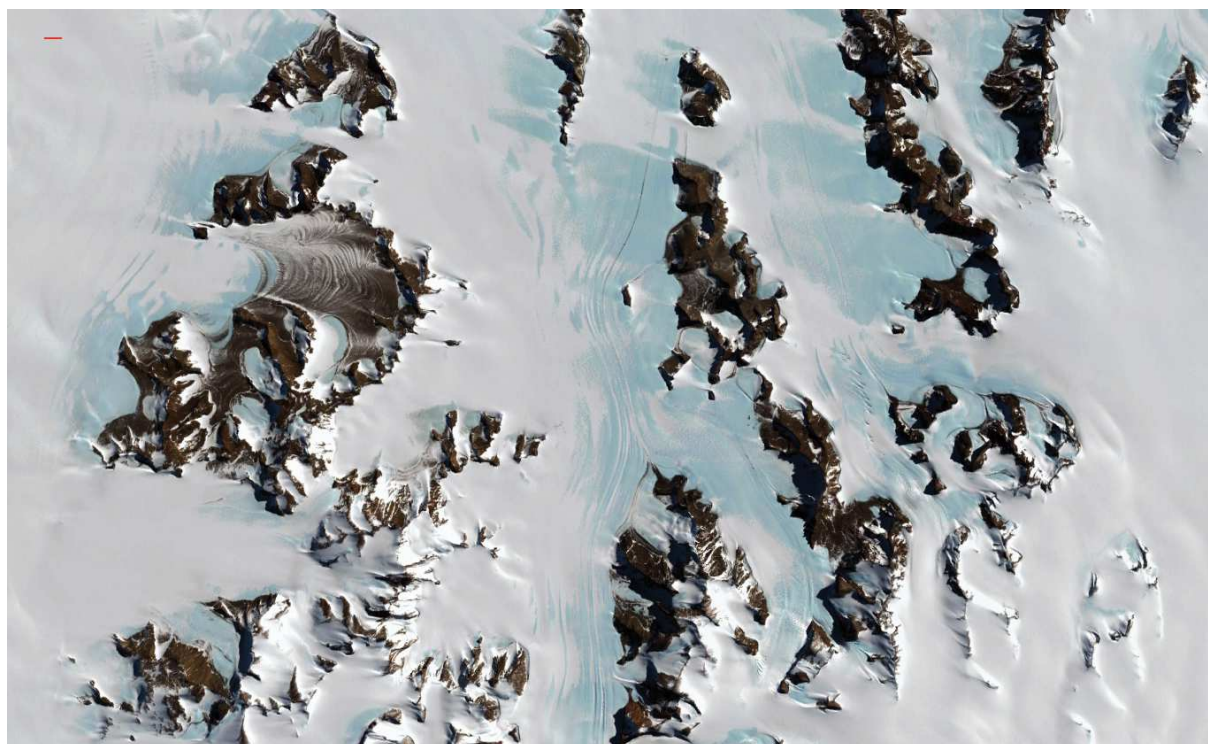


Figure 1.4 - Image Google Earth d'une zone de glace bleue au voisinage de la chaîne de montagne Humboldt (région côtière de Terre de la Reine-Maud, Antarctique de l'Est). Le trait rouge en haut à gauche de l'image représente une distance de 1 km.

Au-delà des conséquences en terme de variation du niveau marin, la détermination de la distribution spatiale et temporelle du BMS de l'Antarctique est nécessaire, entre autres, pour évaluer l'état courant et futur de la calotte à l'échelle régionale et continentale ; pour calibrer les mesures par télédétection du BMS ; pour comprendre les relations entre BMS, météorologie de surface et climat et pour enfin améliorer, vérifier et valider différents types de modèle, en particulier les modèles de climat à partir desquels des prédictions ou reconstructions du BMS sont développées (Eisen et al. 2008). Dans la plupart de ces modèles, le transport éolien de la neige est ignoré (Trouvilliez et al. 2014). Pourtant, des mesures d'accumulation (Frezzotti et al. 2004 ; Eisen et al. 2008 ; Agosta et al. 2012), des observations météorologiques (Giovinetto et al. 1992 ; Trouvilliez et al. 2014) et des travaux de modélisation (Gallée 1998 ; Gallée et al. 2001, 2005 ; Déry et Yau 2002 ; Lenaerts et van den Broeke 2012 ; Lenaerts et al. 2012a ; Agosta et al. 2013) suggèrent que le transport de neige par le vent est une composante significative de l'équation du BMS.

1.2. Contribution du transport de neige au BMS

Alors que le BMS moyen de l'Antarctique se déduit relativement bien d'observations glaciologiques sur de longues périodes (Arthern et al. 2006), ce n'est pas le cas des termes

individuels qui le composent. Bien que le runoff (R) reste marginal en Antarctique (à l'exception de la péninsule) parce que la majeure partie des eaux de fonte et de pluie regèle (Lenaerts et al. 2012b ; Kuipers Munneke et al 2012), l'occurrence de transport éolien de la neige complique les mesures de P, et les contributions de S_s , E et S_{TN} sont extrêmement délicates à mesurer directement sur le terrain (Thiery et al. 2012). La quantification des termes associés au transport de neige est d'autant plus importante et difficile dans les régions (côtières) ventées où ce mécanisme induit une extrême variabilité spatiale du BMS. En Antarctique, les précipitations sont homogènes sur plusieurs dizaines à quelques centaines de kilomètres. La sublimation, l'érosion et la redistribution éoliennes de la neige synchrones ou postérieures aux évènements de précipitations mènent à un dépôt en surface nettement moins homogène spatialement que les précipitations originelles (Eisen et al. 2008). Des variations de l'accumulation à l'échelle de la dizaine de kilomètres ont été observées depuis les années 1960 (Black et Budd 1964 ; Pettré et al. 1986). En région côtière de Terre Adélie, Agosta et al. (2012) ont montré que le BMS peut varier d'une valeur négative à hautement positive sur une distance d'à peine un à deux kilomètres. Pour palier les difficultés (et le manque) de caractérisation des termes E et S_{TN} , déterminer leur importance relative et évaluer leur influence à l'échelle régionale et/ou continentale, la modélisation numérique est là encore un outil indispensable.

1.2.1. Sublimation de la neige aérotransportée

Des études préliminaires destinées à quantifier les effets du transport de neige par le vent suggèrent que la sublimation pendant le transport (S_{TN}) induit une perte de masse considérable à l'échelle du continent (Budd et al. 1966 ; Bintanja 1998a ; Gallée 1998 ; Gallée et al. 2001). En effet, S_{TN} – lorsqu'elle survient – est potentiellement responsable d'une plus forte ablation de masse par unité de temps comparée à la sublimation de surface (S_s) parce que les particules de neige aérotransportées sont ventilées continuellement, et leur surface exposée au vent (et sujette au transfert de vapeur d'eau de la particule à l'air ambiant) est supérieure à celle des particules au sol (Schmidt 1982a). Ainsi, différentes estimations de S_{TN} indiquent que ce terme est susceptible d'égaler S_s (King et al. 1996 ; Mann et al. 2000) ou même de l'excéder en certaines régions ventées du littoral (Smith 1995 ; Gallée 1998 ; Bintanja 2001a ; Frezzotti et al. 2004 ; van den Broeke et al. 2006).

À l'échelle du continent, Déry et Yau (2002) ont exploité des jeux de réanalyses météorologiques de 1979 à 1993 pour conclure que S_{TN} s'élève en moyenne à $-15.32 \text{ mm éq.e.a}^{-1}$, soit environ 10% des précipitations annuelles. À l'aide de RACMO2 couplé à un module de

transport éolien de la neige (Lenaerts et al. 2012a) sur la période 1989-2009, Lenaerts et van den Broeke (2012) attestent que S_{TN} est clairement le plus important des termes d'ablation en surface de l'Antarctique (jusqu'à trois fois S_S) et proposent que près de 6% de la neige précipitée (-11.7 ± 0.7 mm éq.e.a⁻¹) sont perdus par sublimation pendant le transport.

Bien que ces valeurs apparaissent faibles devant le BMS net du continent (143-171 mm éq.e.a⁻¹), elles masquent une grande variabilité spatiale, avec des contributions négligeables de S_{TN} dans l'environnement froid du plateau intérieur (> -1 mm éq.e.a⁻¹; Déry et Yau 2002; Lenaerts et van den Broeke 2012, Fig. 1.5) jusqu'à des contributions majeures près des côtes plus ventées où règnent des températures plus douces (Bintanja 1998a; Déry et Yau 2002). Takahashi et al. (1992) ont mesuré des taux extrêmes de sublimation ($S_{TN} + S_S$) de l'ordre de -200 à -280 mm éq.e.a⁻¹ au niveau d'une surface de glace bleue en Terre de la Reine Maud. Bintanja (1998a) a calculé des taux de sublimation de l'ordre de -170 mm éq.e.a⁻¹ à Dumont d'Urville en Terre Adélie, contre -8 mm éq.e.a⁻¹ sur le plateau. Sur la base d'observations diverses (mesures de balises, carottes de glace, mesures radar, morphologie de surface et télédétection), Frezzotti et al. (2005) ont suggéré que S_{TN} pouvait éliminer jusqu'à 75% des précipitations (neigeuses) annuelles dans certaines régions sèches et ventées de l'Antarctique de l'Est. Gallée et al. (2005) fournissent le chiffre de 30% à partir d'une simulation réalisée avec le modèle couplé atmosphère-manteau-neigeux-transport éolien de la neige MAR (Gallée et al. 2001) le long d'un transect de 600 km en Terre de Wilkes. En utilisant le modèle atmosphérique régional RACMO2 (van de Berg et al. 2005), Lenaerts et al. (2010) rapportent que S_{TN} élimine $16 \pm 8\%$ de la quantité annuelle de précipitation à la station côtière de Neumayer (Terre de la Reine Maud, Antarctique de l'Est), sur la période 1993–2007, représentant un flux de masse d'environ -80 mm éq.e.a⁻¹. Dans la même région, Thiery et al. (2012) suggèrent que la conjugaison de S_{TN} et S_S restitue 10 à 23% (-17 à -52 mm éq.e.a⁻¹) des précipitations annuelles, en supposant E négligeable. Enfin les contributions les plus importantes de S_{TN} (< -150 mm éq.e.a⁻¹) modélisées par Lenaerts et van den Broeke (2012) concernent les régions côtières particulièrement ventées de l'Antarctique de l'Est comme la Terre Victoria, la Terre Adélie, la Terre de la Reine Maud ou le Dôme Law (Fig. 1.5).

1.2.2. Érosion et dépôt de la neige

Par comparaison à la sublimation, il semble que la perte de masse associée au transport éolien de la neige contribue de façon moins significative au budget massique de large échelle. Giovinetto et al. (1992) ont estimé un export éolien net de masse au-delà des frontières de la

calotte d'environ 120 Gt.a^{-1} au nord de 70°S , équivalent à un bilan de $-7.7 \text{ mm éq.e.a}^{-1}$ (soit 10% des précipitations annuelles) au sud de cette latitude. Les travaux de modélisation de Déry et Yau (2002) et Lenaerts et van den Broeke (2012) rapportent des valeurs nettement plus faibles ($-0.05 \text{ mm éq.e.a}^{-1}$ pour la bande latitudinale $70^\circ\text{--}80^\circ\text{S}$ et $-0.02 \text{ mm éq.e.a}^{-1}$, respectivement).

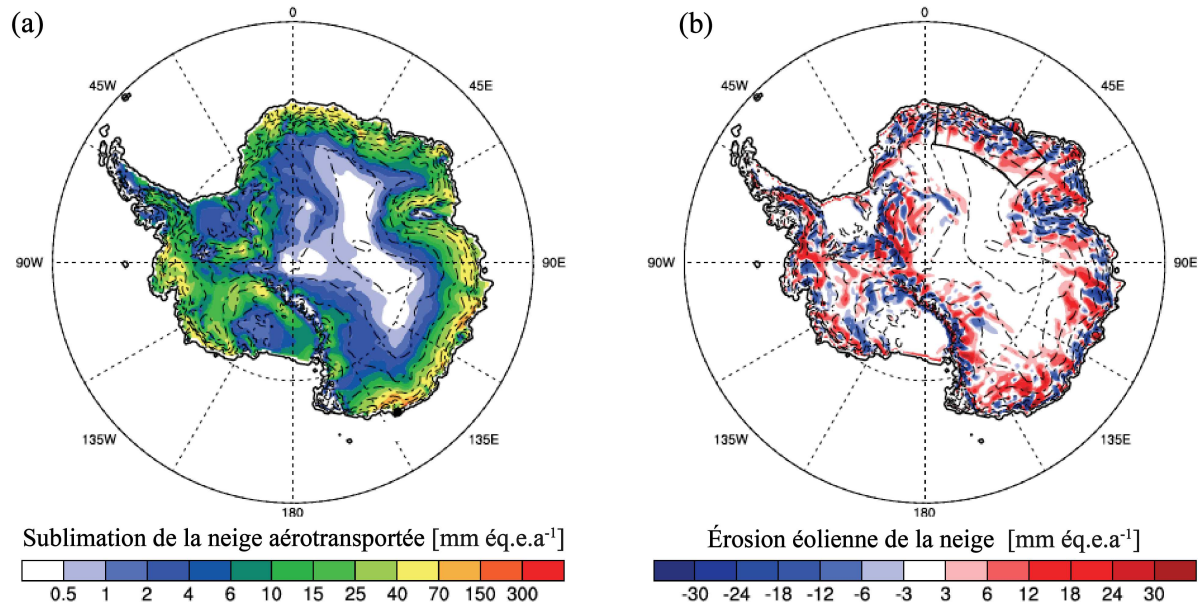


Figure 1.5 – Valeurs annuelles moyennes (1989-2009) de (a) la sublimation (mm éq.e.a^{-1}) et (b) l'érosion (mm éq.e.a^{-1}) éoliennes simulées par RACMO2 couplé à un module de transport de neige par le vent. Dans cette figure, les nombres **positifs** indiquent une **perte de masse** en surface contrairement à la convention adoptée dans l'Éq. 1.1, et les contours représentent la topographie tous les 500 m. Adapté de Lenaerts et van den Broeke (2012).

L'érosion éolienne est estimée négligeable sur le plateau et est généralement inférieure à S_{TN} de deux à trois ordres de grandeur (Lenaerts et van den Broeke 2012), mais elle peut devenir importante localement, particulièrement au niveau de la ligne de côte dans les régions ventées. Lenaerts et van den Broeke (2012) chiffrent E à environ $-10 \text{ mm éq.e.a}^{-1}$ pour les versants sous le vent des montagnes Sor Rondane en Terre de la Reine Maud, et suggèrent une contribution s'élevant jusqu'à $-30 \text{ mm éq.e.a}^{-1}$ là où le champ de vent est fortement divergent/convergent (principalement en périphérie de l'Antarctique de l'Est). Dans ces régions, les zones sujettes à une forte érosion ($E < 0$) se juxtaposent à des zones de dépôt ($E > 0$), ce qui indique que E tend à réduire ou augmenter les gradients locaux d'accumulation (Lenaerts et van den Broeke 2012 ; Fig. 1.5b). Ces tendances résultent de la dépendance de E au champ de vent en surface, dont la structure dépend dans une large mesure de la topographie. Les vallées et chenaux induisent la convergence du champ de vent et le dépôt de neige, alors que les protubérances topographiques provoquent la divergence du champ de vent et l'érosion. Cette influence de la topographie

illustre la nature essentiellement gravitaire du champ de vent en surface de l'Antarctique.

En résumé, les processus de transport éolien de la neige sont majoritairement responsables de la formation des zones d'ablation en Antarctique, qui recouvrent environ 2% de la surface totale compte-tenu des ice-shelves (van den Broeke et al. 2006). Ces processus sont d'importance cruciale en région côtière (Lenaerts et van den Broeke 2012 ; Agosta et al. 2013), particulièrement au niveau des zones de glace bleue (Bintanja 1999 ; Genthon et al. 2007 ; Favier et al. 2011).

1.3. Le régime de vent en surface de l'Antarctique

1.3.1. Les vents catabatiques

Les pentes de l'Antarctique se caractérisent par un intense régime de vent en surface. Ces vents proviennent de l'intérieur froid du continent, où de fortes conditions d'inversion (gradient de température positif suivant la verticale) se développent à cause du budget radiatif localement négatif. En réponse au refroidissement de l'air, un gradient de pression le long de la pente s'instaure et provoque un écoulement gravitaire dit catabatique fortement orienté dans le sens de la pente. La topographie de la calotte contrôle le drainage de l'air en surface au fur et à mesure qu'il s'accélère en direction de l'escarpement littoral abrupt. Au niveau de la côte, l'écoulement catabatique généré est fort, atteignant des vitesses moyennes de 20 m.s^{-1} ou plus en certaines portions du littoral (Parish et Bromwich 1991). La Figure 1.6 tirée de Parish et Bromwich (1987) illustre bien ce phénomène en montrant les lignes de courant moyennes hivernales du drainage d'air froid simulé en surface de l'Antarctique. Ces lignes de courant ont été obtenues à partir d'une adaptation du modèle simpliste de Ball (1959), qui décrit les vents catabatiques comme la résultante de l'équilibre entre la force du gradient de pression, la force déviatrice de Coriolis et les forces retardatrices de frottement. On notera que le frottement en surface est un puits majeur de quantité de mouvement dans cet équilibre dynamique et dépend principalement de la rugosité de surface. La Figure 1.6 fait apparaître un vortex anticyclonique centré sur les parties les plus élevées du continent : l'air froid et dense du haut plateau s'échappe en direction des côtes en déviant petit à petit vers l'Est sous l'effet de la force de Coriolis. Une forte corrélation entre force du vent et topographie se dessine. Tandis que les vents les plus faibles sont calculés sur les faibles pentes du plateau intérieur, les vents les plus forts sont associés aux pentes raides du littoral. La pertinence globale de la Figure 1.6 est difficile à évaluer étant donné la rareté des observations en Antarctique, mais les tendances se comparent

bien aux données des stations météorologiques automatiques disponibles et aux mesures d'orientation des sastrugi (formes d'érosion éolienne en surface dont l'orientation dépend de la direction du vent ; Fig. 1.14). Les sastrugi font l'objet d'une description plus approfondie dans la Section 1.7 de ce chapitre. La Figure 1.6 montre également l'occurrence de zone de confluence des lignes de courant correspondant à des régions où des vents catabatiques extrêmes ont été observés. La région côtière de Terre Adélie, qui sera l'unique région d'étude au cours des prochains chapitres, est une de ces zones.

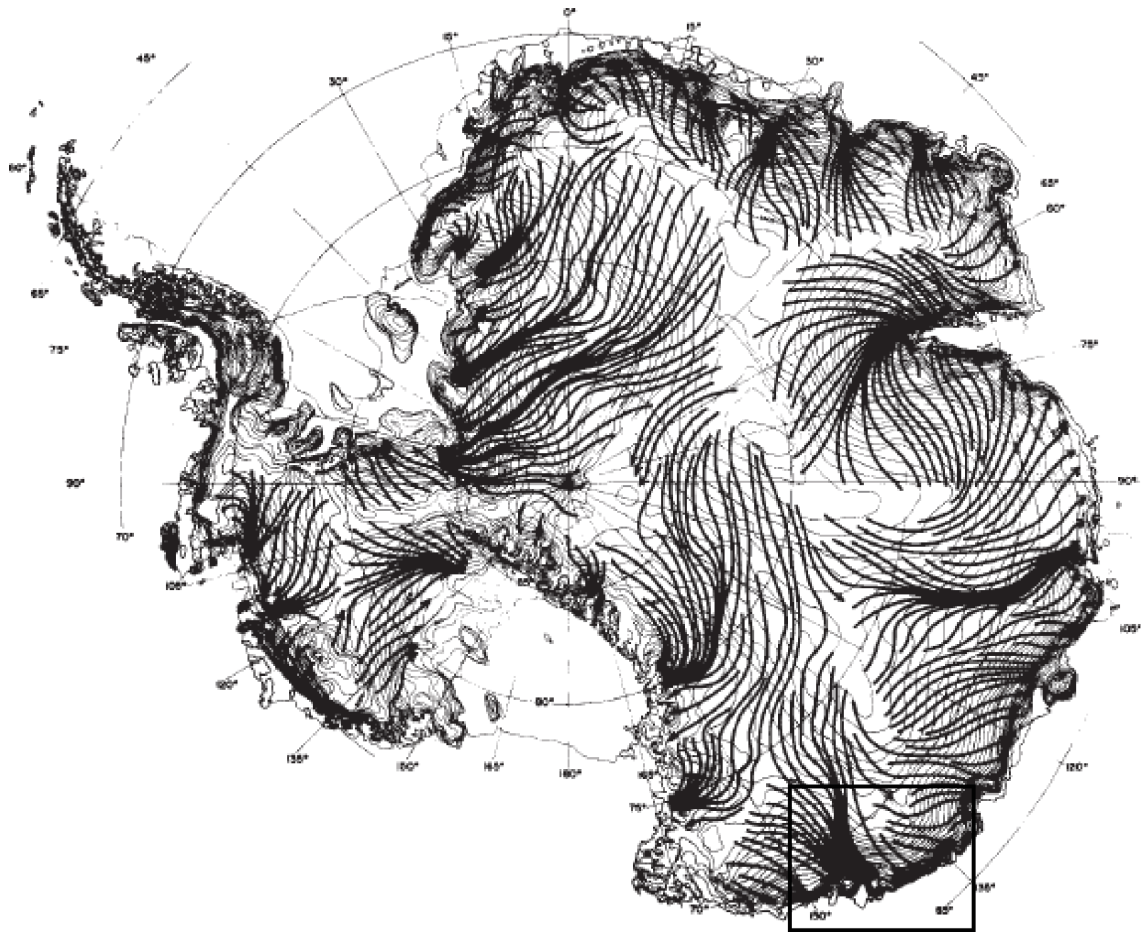


Figure 1.6 – Lignes de courant moyennes hivernales du drainage d'air froid en surface de l'Antarctique. Les traits fins représentent les courbes de niveau. Le cadre noir délimite la région côtière de la Terre Adélie. Tiré de Parish et Bromwich (1987).

1.3.2. Vents catabatiques extrêmes en Terre Adélie

En Antarctique de l'Est, les vents de surface les plus forts ont été enregistrés au niveau de régions côtières où des vents catabatiques persistent pendant presque 9 mois de l'année (Parish 1988). Durant l'expédition de Sir Douglas Mawson en Antarctique en 1912-1913 (Mawson 1915), une vitesse moyenne annuelle de vent de 19.3 m.s^{-1} a été mesurée à la station côtière de

Cap Denison en Terre Adélie, avec des vitesses moyennes mensuelles égales au minimum à 12.9 m.s^{-1} (Parish 1981). Ces vents très forts et persistant transportent la neige et génèrent des blizzards. Mawson (1915) décrit la Terre Adélie comme « The Home of the Blizzard (littéralement « la Terre du Blizzard »). Un siècle plus tard, la Terre Adélie est toujours reconnue comme l'une des régions du monde les plus sujettes aux blizzards (Wendler et al. 1997 ; Trouvilliez et al. 2014).

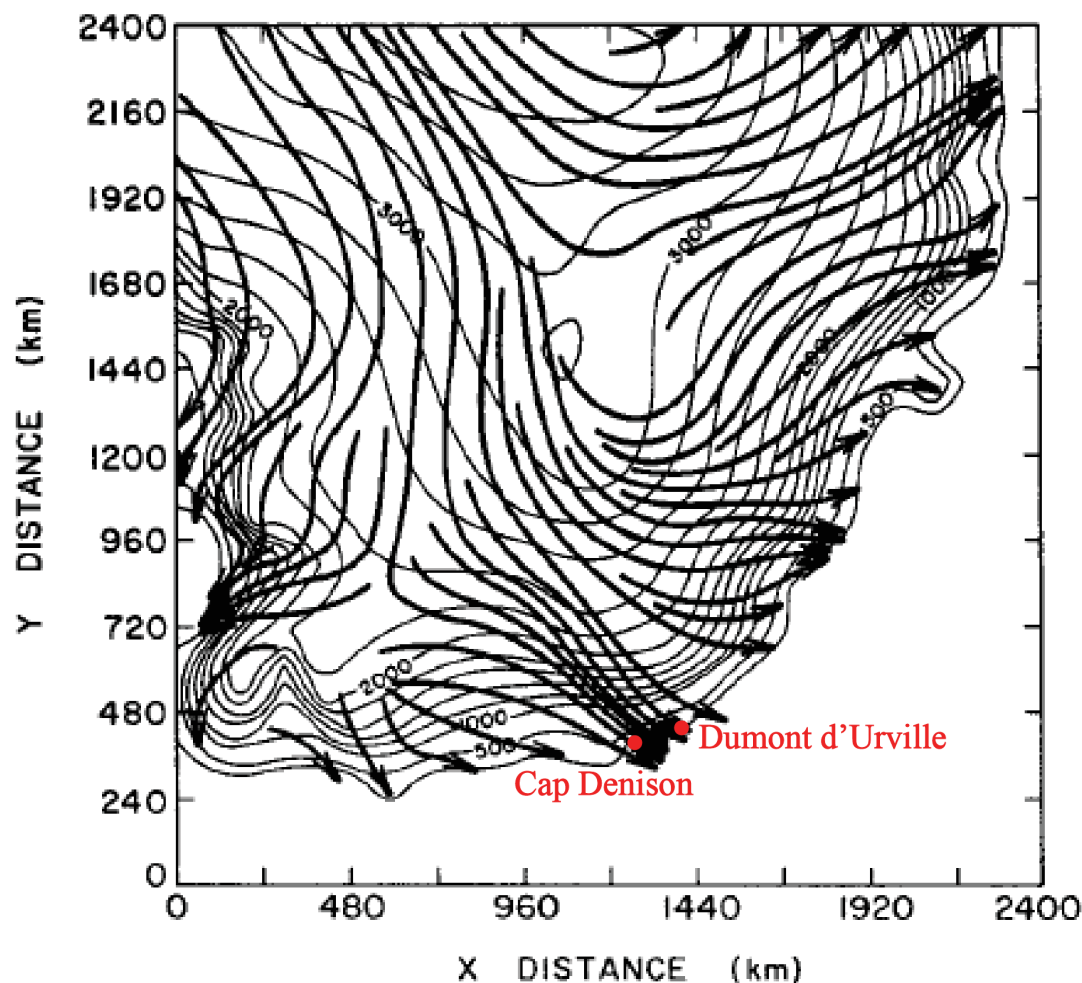


Figure 1.7 – Lignes de courant moyennes des vents catabatiques obtenues au bout de 48h de simulation 3-D avec le modèle numérique de Parish et Waight (1987). Les traits fins représentent les courbes de niveau. Tiré de Parish et Bromwich (1991).

Bien que l'activité catabatique soit extrêmement prononcée en cette portion du littoral, la pente locale n'est pourtant pas plus prononcée qu'en d'autres parties du continent. Schwerdtfeger (1970) a proposé que la canalisation topographique de l'écoulement en amont de la Terre Adélie force les vents catabatiques à s'engouffrer dans la région, produisant des conditions de vent extraordinairement intenses et persistantes sur cette portion côtière de l'Antarctique. Cette intuition s'est vérifiée plus d'une décennie plus tard avec la mise en œuvre sur l'Antarctique de

modèles atmosphériques aptes à reproduire la dynamique catabatique (Parish 1982, 1984 ; Parish et Bromwich 1987 ; Parish et Wendler 1991 ; Parish et Bromwich 1991, Fig. 1.7). Ces vents extrêmes traduisent une spécificité locale : les vents sont accélérés par effet Venturi et sont particulièrement persistants car ils drainent l'air froid d'une plus vaste région. Si elle s'étendait au continent entier, l'approvisionnement en air froid généré sur le haut plateau par refroidissement radiatif serait rapidement épuisé (King et Turner 1997). Cela explique la forte dépendance temporelle des vents catabatiques le long de certaines régions côtières de l'Antarctique : les intenses épisodes de purge catabatique correspondent aux cycles de décharge du réservoir d'air froid en amont. Les vents de surface en région côtière sont également susceptibles d'être influencés par les dépressions qui atteignent le voisinage du littoral et renforcent le gradient de pression synoptique. Parish et Cassano (2001, 2003) soutiennent que l'existence de tels vents de surface en hiver ne peut être expliquée par les seuls processus catabatiques. Les conditions climatiques de la Terre Adélie sont détaillées de façon plus exhaustive au Chapitre 4 (Section 4.3.1).

1.4. La couche limite atmosphérique

Les vents catabatiques en surface de l'Antarctique sont le moteur du transport éolien de la neige. Néanmoins, ils restent confinés à une fine portion de l'atmosphère dite couche limite. La couche limite est donc par extension le siège des processus de (re)mobilisation aérodynamique des particules de neige. En conséquence, la compréhension de sa structure et de sa dynamique en proche surface est capitale pour l'étude du transport de neige par le vent.

1.4.1. Définition

La couche limite atmosphérique est la couche d'air de 1 à 2 km d'épaisseur directement au-dessus de la surface de la Terre, et qui est directement influencée par les échanges de quantité de mouvement, d'énergie et de masse à l'interface air-sol sur des échelles de temps de l'ordre de l'heure ou moins. Par opposition à la couche limite, le reste de la troposphère est appelé atmosphère libre. La structure de la couche limite varie dans le temps et dans l'espace. Les écoulements y sont principalement turbulents, et les transports verticaux de quantité de mouvement, d'énergie et de masse s'effectuent au travers de processus turbulents d'échelle verticale inférieure ou comparable à l'épaisseur de la couche limite. Les quantités atmosphériques telles que le vent, la température, l'humidité ou la concentration en particules

(neigeuses) sont caractérisées par des gradients verticaux prononcés près de la surface. Dans le cadre de cette thèse, on attachera une attention particulière aux interactions entre l'écoulement et le relief de surface (ou microrelief), et plus spécifiquement au transfert de quantité de mouvement de l'atmosphère à la surface.

1.4.2. Turbulence et stabilité de la couche limite

Dans la couche limite, on observe des irrégularités du vent et de la température sur des intervalles de temps compris entre quelques secondes et quelques minutes. Ces irrégularités sont la conséquence de mouvements tourbillonnaires de petite échelle, dits mouvements turbulents. Les fluctuations induites par la turbulence atmosphérique résultent d'une superposition de mouvements tourbillonnaires d'échelles spatiales et temporelles très diverses, s'étendant sur plusieurs décades. Les échelles des plus grandes structures turbulentes de la couche limite atteignent la hauteur de la couche limite (de l'ordre du kilomètre), contre une taille centimétrique pour les plus petits tourbillons (dissipés par viscosité moléculaire).

La turbulence dans la couche limite peut être générée ou inhibée par flottabilité (différences de densité entre deux masses d'air) ou générée par cisaillement (différences de vitesses entre deux masses d'air). On parle respectivement de sources thermique et mécanique de turbulence. La structure et le comportement de ces deux types de turbulence peuvent être profondément différents. De ce point de vue, les couches limites atmosphériques sont décrites comme convectives ou instables, stables et neutres. Dans les couches limites convectives, la turbulence est générée par flottabilité ; dans les cas stables, la turbulence est supprimée par flottabilité, et la neutralité est associée à la genèse mécanique de turbulence par cisaillement de vent. Plus généralement, on parlera de stabilité atmosphérique pour faire référence à ces trois aspects dynamiques de la couche limite. Il existe une multitude de façons de caractériser la stabilité atmosphérique. Parmi elles, la stabilité statique s'exprime en termes de gradient vertical de température potentielle. La température potentielle, notée θ , correspond à la température d'une parcelle d'air de pression p et de température T ramenée de façon adiabatique à une pression de référence P_0 (conventionnellement fixée à 1000 hPa). De cette façon, les variations verticales de la parcelle d'air peuvent être étudiées indépendamment des effets de dilation ou de compression dus à la pression. Autrement dit, si la parcelle s'élève adiabatiquement (c.-à-d. p diminue), sa température décroît mais sa température potentielle reste inchangée. θ est définie comme

$$\theta = T \left(\frac{P_0}{p} \right)^{R_a/c_p} \quad (1.2)$$

avec c_p la capacité thermique massique de l'air à pression constante et R_a la constante spécifique de l'air. Suivant le gradient de température potentielle dans la couche d'air considérée, la stabilité statique distingue alors

- les cas stables : $\partial\theta/\partial z > 0$,
- les cas neutres : $\partial\theta/\partial z = 0$,
- les cas instables : $\partial\theta/\partial z < 0$,

où z représente l'altitude au-dessus du sol. En conditions statiquement stables (instables), une parcelle d'air déplacée verticalement par une perturbation subit une force de poussée négative (positive) qui tend à la ramener vers (l'éloigner de) sa position d'origine. Si la stabilité de l'atmosphère est statiquement neutre, cette même parcelle maintient sa nouvelle position.

Un indicateur plus précis du développement de la turbulence est le nombre de Richardson, qui est proposé sous différentes formes dans la littérature. Une forme fréquente est le nombre de Richardson global (ou *bulk Richardson number* en anglais ; Ri_b)

$$Ri_b = \frac{g}{\bar{\theta}} \frac{\Delta\theta/\Delta z}{(\Delta U/\Delta z)^2} \quad (1.3)$$

avec g l'accélération gravitationnelle, U la vitesse du vent et $\bar{\theta}$ la température potentielle moyenne sur la hauteur considérée. Ri_b décrit le rapport entre les termes de production thermique et mécanique de la turbulence. En régime de turbulence neutre ($Ri_b = 0$) ou proche de la neutralité ($|Ri_b| \ll 1$), les effets de flottabilité sont respectivement inexistantes ou négligeables devant le cisaillement vertical du vent. En régime instable ($Ri_b < 0$) la turbulence est dominée par les effets de flottabilité. Enfin en régime stable ($Ri_b > 0$) les effets de flottabilité ne constituent plus une source mais un puits de turbulence.

1.4.3. La couche de surface

Dans une sous-division de la couche limite proche de la surface, dénommée couche de surface, les quantités atmosphériques varient rapidement suivant la verticale et la turbulence est principalement générée par cisaillement de vent, alors que les effets de flottabilité, bien que

non-négligeables, sont d'une importance de second ordre. La couche de surface possède des caractéristiques à l'origine de variantes dans son appellation, à savoir

- la couche inertielle : la turbulence est dissipée à travers un processus en cascade des grands tourbillons vers les plus petits, et éventuellement par mouvements moléculaires,
- la couche à flux constants : le transfert vertical de quantités atmosphériques (e.g. quantité de mouvement) est dominé par la diffusion turbulente et les flux (e.g. flux de quantité de mouvement) sont quasiment constants sur la verticale,
- la couche logarithmique : les profils verticaux de quantités atmosphériques (e.g. vent) sont approximativement logarithmiques.

La compréhension de la dynamique de la couche de surface est importante pour l'étude de l'érosion éolienne parce que l'entraînement aérodynamique des particules de neige en surface est déterminé par le transfert de quantité de mouvement depuis cette couche à la surface. La surface de l'Antarctique est généralement rugueuse, et consiste en différentes figures d'érosion éolienne dont les plus répandues sont les sastrugi. Un critère pour déterminer si la surface est lisse ou rugueuse est le nombre de Reynolds défini par l'Équation 1.12. La hauteur de la couche de surface est fonction non seulement de la stabilité thermique mais aussi du type et de l'arrangement spatial des éléments de rugosité. Sur une surface couverte de sastrugi, la couche de surface varie de quelques mètres à plusieurs dizaines de mètres d'épaisseur.

Au-dessus d'une surface rugueuse, le champ de vent et la distribution de la contrainte de cisaillement à la surface sont affectés par la présence d'éléments de rugosité. La problématique de partitionnement de la contrainte de cisaillement au niveau d'une surface à la fois rugueuse et érodable est traitée dans la Section 1.5.2 de ce chapitre. Une illustration des implications possibles pour l'érosion éolienne de la neige est présentée et discutée au cours du Chapitre 3. Par ailleurs, pour une surface rugueuse on distingue une couche supplémentaire en surface, dite couche de rugosité, dans laquelle l'écoulement est fortement altéré. Cette couche est extrêmement complexe, et il n'existe pas encore de cadre physique pour décrire son comportement. L'approfondissement de la compréhension de la couche de rugosité est un enjeu majeur du domaine de l'érosion éolienne, parce que les surfaces sujettes à l'érosion éolienne sont bien souvent rugueuses.

Enfin, dans une très fine couche au-dessus d'une surface lisse, c'est-à-dire, lorsque les éléments de rugosité sont de taille négligeable (de l'ordre du ou inférieur au mm), la turbulence est généralement très faible en raison de l'effet prononcé de la dissipation visqueuse. Dans ce cas,

les processus de transfert sont dominés par la diffusion moléculaire. On parle de couche visqueuse ou sous-couche inertielle.

1.5. Transfert de quantité de mouvement

1.5.1. Relation flux-gradient

Les développements théoriques exposés dans cette section sont en grande partie adaptés de la synthèse proposée par Shao (2008). Dans la couche de surface, le flux turbulent de quantité de mouvement peut être exprimé en termes de gradient vertical du vent moyen selon

$$\tau = K_m \rho \partial U / \partial z \quad (1.4)$$

où K_m est le coefficient de transfert pour la quantité de mouvement en $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$. Cette formulation de la relation flux-gradient, aussi nommée K-théorie, est aussi valable pour d'autres quantités (chaleur, concentration en particules) mais on se limitera à la quantité de mouvement pour la suite du raisonnement. La K-théorie est basée sur le concept des petits tourbillons : le transport turbulent de quantité de mouvement est traité comme le résultat du mélange local induit par des petits tourbillons de taille inférieure à l'échelle caractéristique sur laquelle le vent moyen varie verticalement. Le coefficient K_m est l'équivalent de la viscosité moléculaire ν utilisée pour décrire des conditions laminares ou régime aérodynamique lisse (voir Section 1.5.4). La magnitude de K_m est typiquement supérieure de deux à trois ordres de grandeur à celle de ν . K_m n'est pas constant mais est fonction des propriétés turbulentes de l'atmosphère.

Une expression simple de K_m peut être déduite d'une analyse dimensionnelle. Étant donnée sa dimension ($\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$), K_m apparaît comme le produit d'une vitesse et d'une longueur. Puisque K_m représente la capacité d'un écoulement à transférer de la quantité de mouvement par mélange turbulent pour un gradient de vent moyen donné, il est relativement intuitif de supposer que K_m dépend de l'intensité et de la taille des tourbillons turbulents. La taille caractéristique des tourbillons, l , est aussi appelée longueur de mélange. Un des piliers de la théorie de la longueur de mélange est alors de considérer

$$K_m \propto u_* l \quad (1.5)$$

où u_* est une échelle caractéristique de vitesse de l'écoulement.

1.5.2. Partitionnement de la contrainte de cisaillement

Le transfert de quantité de mouvement de l'atmosphère à la surface est la véritable force motrice de l'érosion éolienne. Le flux de quantité de mouvement (transfert de quantité de mouvement par unité de surface) est aussi dénommé contrainte de cisaillement (*shear stress* ou *drag* en anglais) et s'exprime en $\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-2}$, soit en N.m^{-2} . Dans la couche de surface, le vent augmente avec l'altitude et le transfert de quantité de mouvement s'effectue du haut vers le bas. En revanche, la contrainte de cisaillement est une force appliquée en surface suivant la direction du vent (Fig. 1.8a). Le transfert de quantité de mouvement est réalisé à travers les mécanismes de diffusion turbulente et moléculaire. La contrainte effective de cisaillement (ou totale) se compose de la contrainte de Reynolds (τ_R) et la contrainte de cisaillement visqueux (τ_M) tel que

$$\tau = \tau_R + \tau_M \quad (1.6)$$

L'importance relative de τ_R et τ_M dépend de la distance à la surface. Au sein de la couche limite, c'est-à-dire au-dessus de la couche visqueuse, l'écoulement est majoritairement turbulent et le transfert de quantité de mouvement s'effectue par turbulence. τ est donc quasiment identique à τ_R . À proximité immédiate de la surface, particulièrement dans la couche visqueuse, la turbulence est faible, τ_R devient négligeable, et le transfert de quantité de mouvement s'effectue par diffusion moléculaire. Les variations de τ , τ_R et τ_M suivant la verticale dans la couche limite sont représentées en Figure 1.8b. Dans la couche de surface, τ reste approximativement constant avec la hauteur.

Si suffisamment d'éléments de rugosité (e.g., de sastrugi) font saillie dans l'écoulement, du frottement est généré. Cette source de frottement résulte de différences de pression entre les faces respectivement au vent et sous le vent des éléments de rugosité. Le transfert de quantité de mouvement est fortement affecté par ces fluctuations de pression dans l'écoulement turbulent en amont des éléments de rugosité. À l'échelle d'un élément individuel de rugosité, la pression sur la face au vent est plus haute qu'au niveau de la face sous le vent. Une intégration de la pression au niveau des faces de tous les éléments de rugosité par unité de surface donne

$$\tau_r = \int p dS \quad (1.7)$$

où τ_r représente le frottement exercé par les éléments de rugosité (*form drag* en anglais). Qu'il y ait occurrence d'érosion ou non, ce processus est actif de façon permanente et influence

l'érosion par dissipation de la quantité de mouvement à l'interface air-sol : l'écoulement rencontre des éléments rugueux et se fragmente en petits tourbillons, et la quantité de mouvement résiduelle est utilisée pour l'arrachement des grains de neige au sol et leur accélération. En négligeant les forces de frottement dues à la présence de particules aérotransportées, τ_R peut être essentiellement décrit comme la somme de τ_r et du frottement en surface (τ_s ; *skin drag* ou *skin friction* en anglais) qui est la quantité responsable de l'entraînement aérodynamique des particules, soit

$$\tau_R = \tau_r + \tau_s \quad (1.8)$$

La détermination de τ_s au-dessus d'une surface érodable dont la rugosité consiste essentiellement en la distribution spatiale des sastrugi est abordée au Chapitre 3.

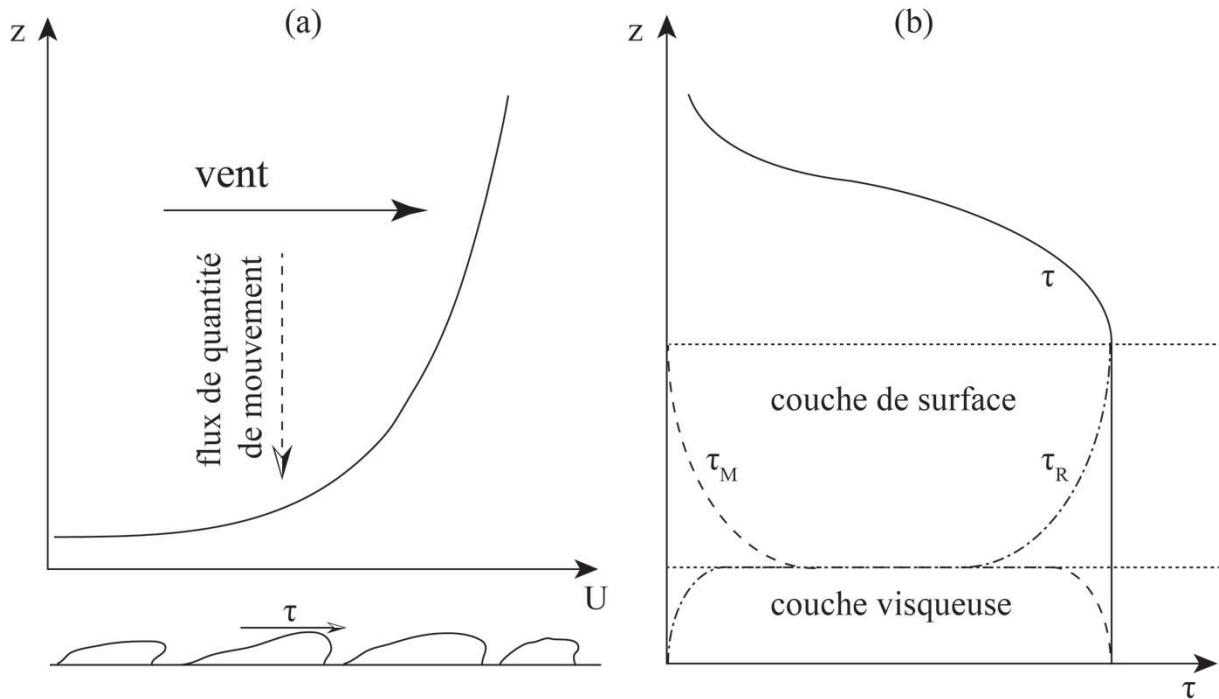


Figure 1.8 – (a) Illustration du profil du vent moyen dans la couche de surface. Le flux de quantité de mouvement à la surface correspond à la contrainte de cisaillement τ dans la direction du vent. (b) Profils de contrainte de cisaillement effective τ , contrainte de Reynolds τ_R et contrainte de cisaillement visqueux τ_M . Dans la couche de surface, la somme $\tau = \tau_R + \tau_M$ est approximativement constante. Adapté de Shao (2008).

1.5.3. Vitesse de frottement

Dans la couche de surface, le cisaillement de vent généralement fort implique une importante production mécanique de turbulence, souvent équilibrée par le taux de dissipation également

important dans cette portion de l'atmosphère. On représente l'échelle de vitesse caractéristique de la turbulence dans la couche de surface par la vitesse de frottement en surface (u_*) selon

$$u_* = \sqrt{\tau/\rho} \quad (1.9)$$

Clairement u_* n'est pas la vitesse à proprement parler de l'écoulement mais plus simplement une autre expression du flux de quantité de mouvement en surface. La vitesse de frottement est une description de la force exercée en surface par cisaillement de vent et apparaît comme un des plus importants paramètres pour l'érosion éolienne. Plus strictement, la véritable vitesse de frottement associée à l'érosion éolienne des particules (u_{*s}) s'écrit

$$u_{*s} = \sqrt{\tau_s/\rho} \quad (1.10)$$

mais sa quantification précise par la mesure implique la distinction non triviale des différentes forces de frottement appliquées à l'écoulement. Plus généralement, on se référera à l'Équation 1.9 pour désigner u_* . L'Équation 1.9 peut être réécrite comme

$$u_* = \sqrt{|\overline{uw}|} \quad (1.11)$$

avec $|\overline{uw}|$ le produit moyen des fluctuations turbulentes longitudinales et verticales de vitesse. Il apparaît ainsi que la vitesse de frottement est un indicateur de l'intensité de la turbulence dans la couche de surface et constitue donc une échelle adéquate de vitesse pour les fluctuations turbulentes.

1.5.4. Régimes aérodynamiques lisse et rugueux

Selon ses caractéristiques, une surface peut être considérée comme aérodynamiquement lisse si la taille des éléments de rugosité est trop faible pour perturber l'écoulement. Dans le cas contraire, on parle de surface aérodynamiquement rugueuse. La distinction entre les régimes aérodynamiques lisse et rugueux s'effectue en considérant le nombre de Reynolds rugueux

$$Re_* = \frac{z_0 u_*}{\nu} \quad (1.12)$$

où z_0 est la longueur de rugosité aérodynamique, une échelle de longueur caractéristique des éléments de rugosité (voir Section 1.5.5). À strictement parler, cette formulation de Re_* devrait faire intervenir la rugosité réelle de surface, aussi nommée rugosité géométrique, qui dépend

uniquement de la morphologie et de la répartition des éléments de rugosité. Néanmoins, à des fins pratiques, la définition (1.12) avec z_0 suffit à caractériser l'écoulement.

Si Re_* excède 2.5, la surface est dite aérodynamiquement rugueuse et le transfert de quantité de mouvement est essentiellement gouverné par τ_r ; si Re_* est inférieur à 0.135, la surface est dite aérodynamiquement lisse, et le frottement en surface est majoritairement dû à τ_M . Entre ces deux bornes, la surface est dite en transition, et ni la dissipation visqueuse ni la dissipation turbulente ne peuvent être entièrement négligées.

Dans le cas d'une surface aérodynamiquement lisse, les éléments de rugosité sont entièrement submergés dans la couche visqueuse. Ainsi τ_r peut être négligé et les caractéristiques de l'écoulement dans la couche visqueuse peuvent être comprises par le biais de considérations physiques simples. La vitesse de l'écoulement U dans cette couche est une fonction de la hauteur z dépendant seulement de la contrainte de cisaillement visqueux τ ($= \tau_M$), de la viscosité moléculaire ν et de la densité de l'air ρ tel que

$$U = U(z, \tau, \nu, \rho). \quad (1.13)$$

Dans la couche visqueuse, τ est quasiment constant et une bonne approximation de τ peut être déduite d'une loi Newtonienne

$$\tau = \nu \rho \frac{dU}{dz} \quad (1.14)$$

L'intégration de l'Équation 1.13 avec la condition aux limites $U|_{z=0} = 0$ donne

$$U = \frac{\tau z}{\nu \rho} \quad (1.15)$$

ou encore

$$\frac{U}{u_*} = \frac{u_*}{\nu} z \quad (1.16)$$

L'équation 1.16 montre qu'au-dessus d'une surface lisse, le vent varie linéairement avec la hauteur z dans la couche visqueuse. Ce comportement linéaire reste valable jusqu'à $\frac{u_*}{\nu} z = 5$, ce qui correspond grossièrement à la limite supérieure de la couche visqueuse (Fig. 1.9a), de l'ordre de $10^{-4} - 10^{-5}$ m.

Dans le cas d'une surface aérodynamiquement rugueuse, les éléments de rugosité dépassent la hauteur de la couche visqueuse. La contrainte n'est alors plus transmise à la surface par les seuls effets visqueux mais aussi par frottement turbulent au niveau des éléments de rugosité ($= \tau_r$). La couche visqueuse n'est plus bien définie, se déforme et se fragmente sous l'effet des éléments rugueux. On parle de couche de rugosité. Localement les caractéristiques de l'écoulement sont beaucoup plus complexes (Fig. 1.9b), et le profil vertical du vent n'est plus vérifié par l'Équation 1.16.

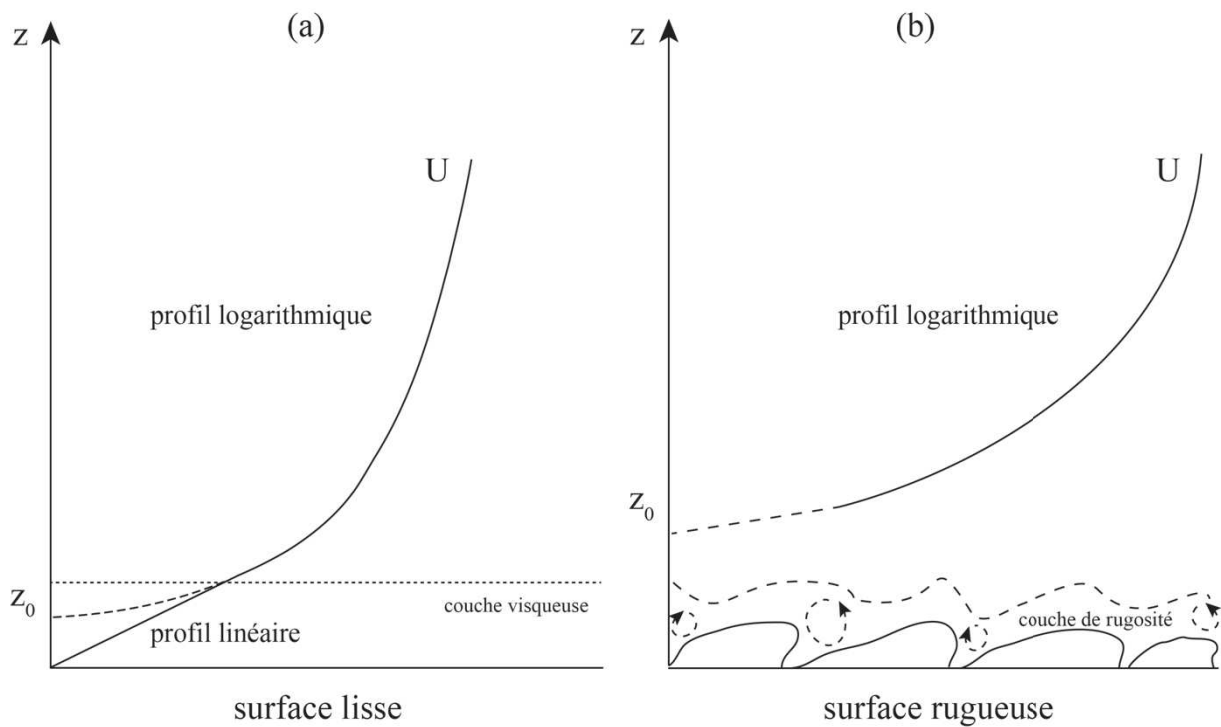


Figure 1.9 – Profil du vent moyen dans la couche de surface (a) au-dessus d'une surface aérodynamiquement lisse et (b) au-dessus d'une surface aérodynamiquement rugueuse. Adapté de Shao (2008).

1.5.5. Profil de vent logarithmique et longueur de rugosité

Dans la couche de surface au-dessus d'une surface aérodynamiquement lisse ou rugueuse, où la contrainte effective de cisaillement τ est approximativement constante sur la hauteur, (Fig. 1.8b), le profil de vent moyen suit une évolution logarithmique. En conditions proches de la neutralité, K_m peut s'exprimer comme

$$K_m = \kappa z u_* \quad (1.17)$$

où κ est la constante de von Kármán généralement égale à 0,4. En substituant les expressions de K_m selon l'Équation 1.17 et τ selon l'Équation 1.9 dans l'Équation 1.4, on obtient

$$\frac{\partial U}{\partial z} = \frac{u_*}{\kappa z} \quad z \geq z_0 \quad (1.18)$$

On remarquera que dans cette équation, z est nécessairement supérieur à 0. En d'autres termes, l'Équation 1.18 reste valide pour $z \geq z_0$, z_0 correspondant à une certaine hauteur au-dessus de la surface. Une forme intégrale de l'Équation 1.18 entre z et z_0 donne le profil logarithmique de vent

$$U(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (1.19)$$

avec z_0 la longueur de rugosité aérodynamique de la surface. Dans le cadre de l'érosion éolienne, z_0 est un paramètre couramment employé, aussi est-il important de bien comprendre sa signification. Formellement, z_0 est une constante d'intégration introduite dans l'expression du profil logarithmique de vent à partir de l'Équation 1.17. L'Équation 1.18 implique qu'à la hauteur au-dessus du sol $z = z_0$, le profil de vent moyen s'annule. Pour une vitesse moyenne de vent donnée en z , un plus grand z_0 implique une valeur plus forte de u_* , soit un flux accru de quantité de mouvement. Ainsi, z_0 apparaît comme un indicateur de l'intensité du transfert de quantité de mouvement à la surface. Des estimations de z_0 pour différents types de surface en Antarctique sont reportées dans le Tableau 1.1. En revanche, bien que z_0 soit une échelle de longueur caractéristique des éléments de rugosité, la relation entre z_0 (rugosité aérodynamique) et la taille physique des éléments de rugosité (rugosité géométrique) n'est pas triviale. L'explication réside dans le fait que l'intensité du transfert de quantité de mouvement à la surface est tributaire des interférences des tourbillons turbulents générés par les éléments de rugosité. En particulier, des études rapportent que z_0 au niveau d'un champ de sastrugi dépend de l'orientation du vent dominant par rapport à l'axe longitudinal moyen des sastrugi. Ces aspects de dépendance directionnelle sont plus largement développés au cours des Chapitre 3 et 4.

1.5.6. Détermination de u_* et z_0 et notion de fetch

Le profil logarithmique de vent se vérifie pour les surfaces aérodynamiquement lisses et rugueuses (Fig. 1.9). Dans des cas pratiques, les paramètres u_* et z_0 peuvent être déterminés à partir d'une régression linéaire de profils de vent moyen mesurés dans la couche de surface. La représentation de U mesuré à différentes hauteurs au-dessus du sol en fonction de $\ln(z)$ fait apparaître une droite de pente $\frac{u_*}{\kappa}$ et d'ordonnée à l'origine $-\frac{u_*}{\kappa} \ln(z_0)$.

littérature	type de surface	localisation	z_0 [m]
<u>Surface lisse</u>			
Bintanja et van den Broeke (1995)	glace bleue	Terre de la Reine Maud	$3 \cdot 10^{-6}$
Leonard et al. (2011)	neige	McMurdo	$10^{-5} - 10^{-4}$
<u>Surface rugueuse</u>			
Jackson et Carroll (1978)	neige	Pôle Sud	$10^{-4} - 7 \cdot 10^{-2}$
Andreas et Claffey (1995)	neige	Mer de Weddell	$10^{-4} - 3 \cdot 10^{-3}$

Tableau 1.1 – Estimations de la longueur de rugosité aérodynamique z_0 pour différents types de surface en Antarctique. Pour les surfaces rugueuses, l'amplitude de la gamme de valeurs est expliquée par la dépendance de z_0 à la direction du vent et l'historique de l'érosion.

La détermination de z_0 au-dessus d'une surface est sujette à plusieurs sources d'erreur, dont notamment la proximité d'une surface de caractéristiques différentes. Il existe des conditions dites « de fetch » qui définissent l'étendue minimale de surface en amont du point de mesure dont les caractéristiques sont comparables (c.-à-d. homogènes) à la surface sur laquelle est entreprise la mesure. Au voisinage d'un changement de type de surface impliquant un changement de rugosité, une couche limite interne se développe dont l'épaisseur croît avec la distance au point de changement. À l'intérieur de cette couche limite interne, le profil de vent est en équilibre avec les nouvelles conditions de surface. En revanche, au-dessus de la couche le profil de vent, et donc la valeur de z_0 associée, reflètent toujours les caractéristiques de la surface en amont. S'il y a changement de rugosité dans le voisinage, la valeur de z_0 peut donc varier selon la hauteur le long de laquelle la mesure du profil de vent est conduite. Le fetch doit être suffisamment important pour s'affranchir de cette situation. Un critère communément admis pour une condition de fetch suffisante requiert que la distance à la plus proche discontinuité de rugosité en amont du point de mesure (F) soit relié à la hauteur de mesure z par

$$F \geq 100z \quad (1.20)$$

1.5.7. Hauteur de déplacement

Pour une surface lisse, la contrainte de cisaillement moyenne s'applique à l'altitude $z = 0$. Une surface rugueuse peut être considérée comme une surface lisse sur laquelle reposent des éléments de rugosité. Dans ce cas la contrainte de cisaillement moyen ne s'applique alors plus en $z = 0$ mais à une distance au sol $z = d$. En d'autres termes, le profil logarithmique de vent est décalé vers le haut d'une hauteur d , dite hauteur de déplacement et vérifie

$$U(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \left(\frac{z - d}{z_0} \right) \quad (1.21)$$

Les deux paramètres z_0 et d sont fonction des caractéristiques géométriques des éléments de rugosité (longueur, largeur, hauteur) et de leur arrangement spatial. On montre succinctement dans le Chapitre 4 (Section 4.4.1) que pour un champ de sastrugi de 15 cm de hauteur moyenne et pour un fetch de plusieurs centaines de kilomètres, d peut raisonnablement être négligé.

1.5.8. Théorie de similarité de Monin-Obukhov

Bien que les écoulements dans la couche limite soient principalement turbulents, ils ne sont pas complètement aléatoires. La caractérisation par l'observation a montré l'occurrence de comportements cohérents et reproductibles qui suggère que des processus physiques identifiables gouvernent l'évolution de certains types d'écoulement. En d'autres termes, ces écoulements sont similaires d'un point de vue dynamique. Il s'ensuit qu'en dépit de la complexité des processus de la couche limite, il est possible de déterminer des facteurs dynamiques clefs régissant le comportement de l'écoulement et de développer des lois simples pour les variables d'intérêt. Ces lois sont regroupées sous l'appellation « théories de similarité » et fournissent un cadre physique robuste pour l'analyse de données expérimentales et le développement de paramétrisations représentant les processus dynamiques complexes impliqués. Les théories de similarité ont différentes formulations pour différentes régions de l'atmosphère. L'une des plus populaires est la théorie de similarité de Monin-Obukhov pour la couche de surface.

La théorie de Monin-Obukhov implique l'introduction de la longueur de Monin-Obukhov

$$L = - \frac{u_*^3}{\kappa(g/\theta)\overline{w\theta_f}} \quad (1.22)$$

où $\overline{w\theta_f}$ est le produit moyen des fluctuations verticales de vitesse et de température correspondant au flux de chaleur sensible et $(g/\bar{\theta})\overline{w\theta_f}$ désigne la production de turbulence par flottabilité. Par convention, $\overline{w\theta_f} < 0$ est associé à la genèse de turbulence et $\overline{w\theta_f} > 0$ à la suppression de turbulence. Dans une couche de surface statiquement neutre, $\overline{w\theta_f} \equiv 0$. Une interprétation courante de L la désigne comme la hauteur au-dessus de la surface à partir de laquelle la production de turbulence par flottabilité domine la production mécanique de turbulence. Dans les couches de surface horizontalement homogènes, c'est-à-dire pour un fetch satisfaisant l'Équation 1.20, les propriétés de l'écoulement varient uniquement sur la verticale. Il est donc intuitif de suggérer que les propriétés de l'écoulement dépendent seulement des conditions de surface. Les quantités nécessaires à la description des principales caractéristiques de l'écoulement deviennent alors u_* , z_0 et $\frac{g}{\bar{\theta}}\overline{w\theta_f}$ décrivant respectivement le cisaillement en surface (ou frottement), la capacité de la surface à absorber de la quantité de mouvement et le flux de flottabilité.

La longueur de Monin-Obukhov apparaît comme une combinaison de u_* et $\frac{g}{\bar{\theta}}\overline{w\theta_f}$. Le paramètre adimensionnel qui émerge de ce groupe de paramètres est le paramètre de similarité $\frac{z_0}{L}$. La théorie de similarité de Monin-Obukhov veut que toutes les couche de surface avec des paramètres de similarité identiques se comportent de façon similaire. On peut alors définir des paramètres d'échelle

- échelle de longueur: L ,
- échelle de vitesse: u_* ,
- échelle de temps: $\frac{L}{u_*}$.

L'hypothèse de Monin-Obukhov stipule que les variables adimensionnelles, comme $\frac{U}{u_*}$, sont des fonctions universelles de la variable indépendante $\zeta = \frac{z}{L}$ et du paramètre de similarité selon

$$\frac{U}{u_*} = f\left(\zeta, \frac{z_0}{L}\right) \quad (1.23)$$

La loi de similarité pour le profil de vent s'écrit

$$\frac{\partial U/u_*}{\partial z/L} = g(\zeta) \quad (1.24)$$

ou encore

$$\frac{\partial U}{\partial z} = \frac{u_*}{\kappa z} \phi_m(\zeta) \quad (1.25)$$

avec ϕ_m la fonction de similarité pour le vent déterminée empiriquement. Dans la couche limite, le profil de vent peut être affecté par la stabilité statique (Fig. 1.10). Dans des cas instables, un cisaillement plus fort est généré en surface du fait de la turbulence plus importante qui transfère plus efficacement de la quantité de mouvement des hauts niveaux vers les bas niveaux de la couche de surface. La situation est opposée dans les cas stables. Ces effets de stabilité sur le profil de vent sont corrigés par la fonction ϕ_m . Cette fonction n'est pas déterminée par la théorie de similarité et doit être déterminée empiriquement. Différentes formes de ϕ_m sont proposées dans la littérature ; par exemple, la forme suivante est issue de King et Anderson (1994) pour les cas stables et de Paulson (1970) pour les cas instables

$$\phi_m = \begin{cases} 1 + \beta_m \zeta & \text{pour } \zeta > 0, \text{ cas stable} \\ (1 - \gamma_m \zeta)^{-1/4} & \text{pour } \zeta < 0, \text{ cas instable} \end{cases} \quad (1.26)$$

avec les constantes adimensionnelles β_m et γ_m respectivement égales à 5,7 et 16 (voir aussi les formes proposées par Holtslag et De Bruin 1988 et Grachev et al. 2007 pour les cas stables, et Dyer et Hicks 1970 et Businger et al. 1971 pour les cas instables). En conditions neutres, $\phi_m = 0$, et le profil de vent s'écrit conformément à l'Équation 1.21.

La théorie de similarité de Monin-Obukhov peut être utilisée pour déterminer plusieurs propriétés de la turbulence, notamment le coefficient de transfert turbulent K_m par le biais de la relation flux-gradient en combinant l'Équation 1.4 et l'Équation 1.9

$$\tau = \rho u_*^2 = \rho K_m \partial U / \partial z \quad (1.27)$$

En considérant l'Équation 1.25, une réécriture de l'Équation 1.27 donne

$$K_m = \frac{u_* \kappa z}{\phi_m(\zeta)} \quad (1.28)$$

La valeur de U peut aussi être déterminée par intégration de ϕ_m sur la verticale

$$U(z) - U(z_1) = \frac{u_*}{\kappa} [\psi_m(\zeta) - [\psi_m(\zeta_1)]] \quad (1.29)$$

avec

$$\psi_m(\zeta) = \int \frac{\phi_m(\zeta)}{\zeta} d\zeta \quad (1.30)$$

Sur la base d'observation, ψ_m est décrite par

$$\psi_m = \begin{cases} \ln(z/z_0) + 4.7\zeta & \text{pour } \zeta > 0, \text{ cas stable} \\ \ln(z/z_0) - \psi_1 & \text{pour } \zeta < 0, \text{ cas instable} \end{cases} \quad (1.31)$$

où

$$\psi_1 = 2 \ln \left[\frac{(1 + \phi_m^{-1})}{2} \right] + \ln \left[\frac{(1 + \phi_m^{-2})}{2} \right] - 2 \tan^{-1}(\phi_m^{-1} + \frac{\pi}{2}) \quad (1.32)$$

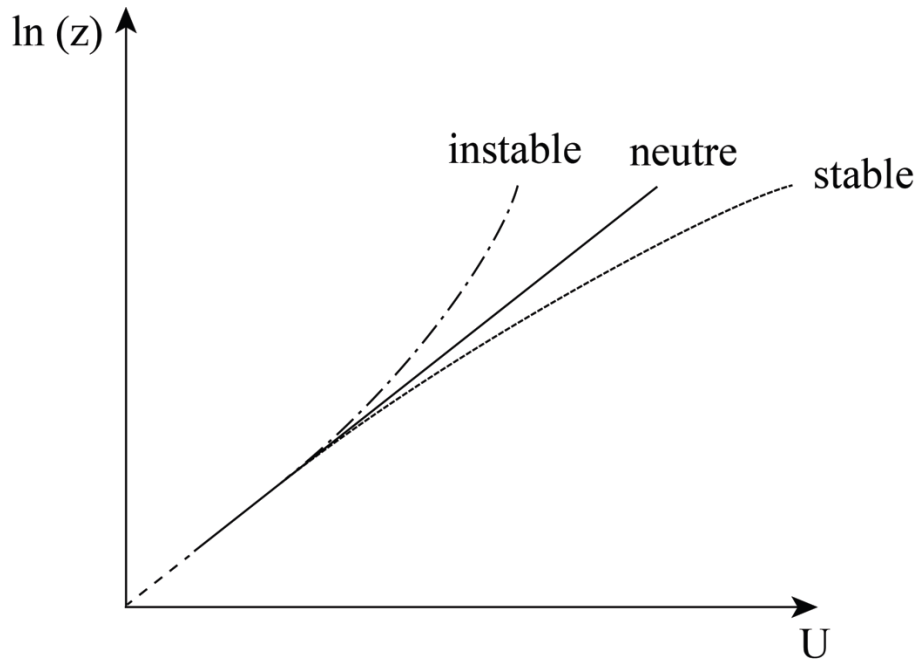


Figure 1.10 – Effets de la stabilité statique sur le profil de vent moyen.

1.6. Le phénomène d'érosion éolienne de la neige

1.6.1. Vitesse de frottement seuil et modes de transport

Bien que d'un point de vue général le terme de blizzard se rapporte au transport de particules neigeuses à la fois précipitantes et en provenance du sol, plus strictement l'érosion éolienne de la neige désigne l'entraînement de particules déposées préalablement à la surface. Le processus

d'érosion s'amorce lorsque le vent exerce une contrainte de cisaillement en surface suffisamment forte pour excéder les forces de gravité et de cohésion inter-particulaire qui s'opposent à l'entraînement aérodynamique. Ces dernières peuvent se quantifier par la vitesse de frottement seuil (u_{*t} ; « t » pour « *threshold* », littéralement « seuil » en anglais), qui dépend des propriétés de la neige en surface (Guyomarc'h et Mérindol 1998 ; Gallée et al. 2001). Pour une couche de surface statiquement neutre, cette situation correspond à un profil de vent seuil

$$U_t(z) = \frac{u_{*t}}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (1.33)$$

Le rapport u_*/u_{*t} , qui définit l'occurrence d'érosion pour une valeur minimum de 1, est gouverné par (et est sensible à) toute une gamme de facteurs environnementaux comme (i) les conditions météorologiques (vent, température, chute de neige, etc.), (ii) l'état de la neige en surface (cohésion, densité, teneur en eau liquide, etc.), et (iii) les conditions de rugosité en surface. Une fois arrachée, la neige peut être transportée selon trois mécanismes dits de reptation, de saltation et de diffusion ou suspension turbulente (Fig. 1.11). La saltation survient dans les premiers centimètres directement au-dessus de la surface du sol (10–15 cm), où la concentration en particules est la plus élevée (Doorschot et al. 2004). Les grains en saltation sont soulevés par le vent, transportés horizontalement près du sol avant de retomber par gravité en suivant une trajectoire parabolique. Leur rebond sur le sol peut de surcroît entraîner, par impact, l'éjection d'autres particules. L'initiation de la saltation requiert un cisaillement en surface éventuellement plus important que celui nécessaire au maintien de la saltation (Schmidt 1980 ; Trouvilliez et al. 2014), relativement aux propriétés de la neige en surface (Pomeroy et Gray 1990). Ce mode de transport est le premier à se mettre en place. Le nombre de grains de neige en saltation augmente alors rapidement jusqu'à atteindre la capacité maximum de rétention en particules de l'air. Des simulations numériques suggèrent que cet état d'équilibre s'instaure dans un délai de 1 à 2 s (Nemoto et Nishimura 2004 ; Dai et Huang 2014). Lorsque les particules éjectées par impact d'autres particules en saltation n'ont pas suffisamment d'énergie mécanique pour entraîner à leur tour l'éjection d'autres particules, on parle de reptation. Dans ce mode de transport les particules se déplacent par bonds dont l'amplitude verticale est de l'ordre de grandeur du diamètre de la particule en mouvement. Le flux de masse associé est généralement plus faible par comparaison aux deux autres mécanismes et sa contribution à l'ensemble du transport est souvent négligée (Lehning et al. 2008). Pour des vents plus forts (c.-à-d., pour des vitesses verticales turbulentes supérieures à la vitesse de chute des particules), les particules en saltation sont emportées par les tourbillons turbulents qui génèrent un mouvement ascendant

d'intensité supérieure à l'attraction gravitationnelle. Les flocons entrent alors en régime dit de diffusion turbulente, et sont transportés sans contact avec le sol et jusqu'à plusieurs centaines de mètres de hauteur (Fig. 1.12). Pour un événement de transport bien développé, la saltation et la diffusion turbulente peuvent opérer simultanément. Plus généralement, dans les gammes typiques de vitesse de vent rencontrées en Antarctique, la majeure partie du transport s'effectue en diffusion turbulente (Bintanja 2000), alors que la part du transport en saltation devient de moins en moins importante au fur et à mesure que les vitesses de frottement augmentent (Pomeroy et Male 1992 ; Mann 1998).

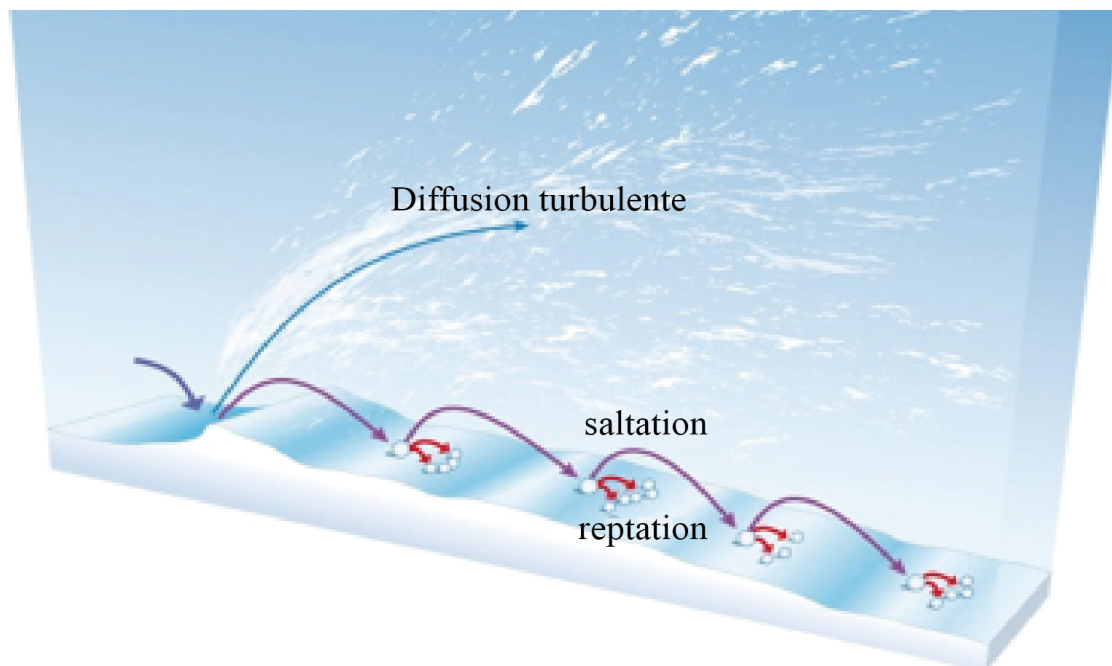


Figure 1.11 – Les trois modes de transport éolien de la neige.

Il existe un certain nombre de points communs entre le transport éolien de sable et celui de la neige. Les particules de neige aérotransportées ont toutefois tendance à être plus petites que les particules de sable (Nalpanis et al 1993), et ont une forme approximativement sphéroïdale, leur forme cristalline originelle ayant été brisée par les impacts répétés avec le sol et avec les autres particules. Une autre particularité du transport éolien de particules neigeuses réside dans la capacité des grains de neige à se sublimer. De récentes expériences numériques (Dai et Huang 2014) ont montré que le taux de sublimation des particules aérotransportées augmente linéairement avec la vitesse de frottement. Ces travaux rapportent aussi que pour des vitesses de frottement inférieures à 0.525 m.s^{-1} , la sublimation des particules en saltation est plus importante que celle des particules en suspension, et que cette tendance s'inverse autour de 0.625 m.s^{-1} . En plus de la forte perte de masse qu'elle est susceptible d'occasionner (voir

Section 1.2.1), la sublimation des particules neigeuse a des implications en matière de cohésion. Pour le transport éolien de la neige, les forces dominantes à l'origine du maintien des particules à la surface sont celles associées à la cohésion plutôt qu'à la gravité (Schmidt 1980).



Figure 1.12 – Transport de neige par diffusion turbulente sur le littoral de la Terre Adélie. La photographie est prise depuis la base de Dumont d'Urville pendant l'hiver austral en mai 2013. La marge glaciaire visible à mi-hauteur de la photographie se situe à une distance d'environ 5 km du point de vue et avoisine les 20 mètres de hauteur ; par comparaison l'extension verticale du nuage de neige aérotransportée excède la centaine de mètres. Cliché: J. Guillermet.

1.6.2. Métamorphisme de la neige et cohésion de frittage

La neige déposée par le vent consiste en un assemblage dense de particules fines dont les nombreux points de contact inter-granulaire facilitent la prise de cohésion dite de frittage au moment du dépôt, d'autant plus rapidement que les particules sont petites. Le frittage est une conséquence du métamorphisme de la neige, qui résulte des échanges d'énergie et de masse et des changements d'état des cristaux de neige. Le métamorphisme modifie la structure de la neige au cours du temps et peut se produire en conditions de gradient de température ou sous une température constante (Taillandier et al. 2007). La vapeur d'eau, contrôlée par la pression de vapeur saturante, diffuse des régions les plus chaudes vers les régions les plus froides du manteau neigeux où la pression de vapeur saturante est plus basse. Dans ces régions, la vapeur

condense et induit la croissance de cristaux. Ce mécanisme est provoqué par un gradient vertical de température dans le manteau neigeux ; on s'y réfère sous les termes « métamorphisme de gradient » (Colbeck 1987). Le métamorphisme de la neige survient aussi lorsque la température est uniforme sur la profondeur du manteau neigeux ou lorsque les gradients de température sont très faibles (Colbeck 1987). À l'échelle microscopique où la température est relativement uniforme, la pression de vapeur saturante varie avec la forme du cristal de neige à cause de la tension de surface de la glace : pour une température donnée, la tension maximale de vapeur saturante est plus élevée au voisinage des convexités qu'à celui des surfaces planes ou concaves (Dominé et al. 2003). L'air ambiant contient donc globalement plus de vapeur d'eau près des protubérances qu'au niveau des creux. Ce déséquilibre se compense par l'établissement d'un transfert de masse des parties convexes vers les parties concaves par l'intermédiaire de la phase vapeur. Les zones proches des convexités se trouvent alors en sous-saturation, provoquant la sublimation d'une partie de la forme convexe du cristal de glace. À l'inverse, les zones proches des concavités sont en état de sursaturation, et il en résulte une condensation solide du trop-plein de vapeur d'eau dans la concavité. L'entretien de la diffusion de vapeur d'eau des zones de forte tension de vapeur (convexités) vers les zones de faible tension de vapeur (concavités) conduit à un adoucissement des contours, à la disparition des plus petits grains, et à un arrondissement général des cristaux.

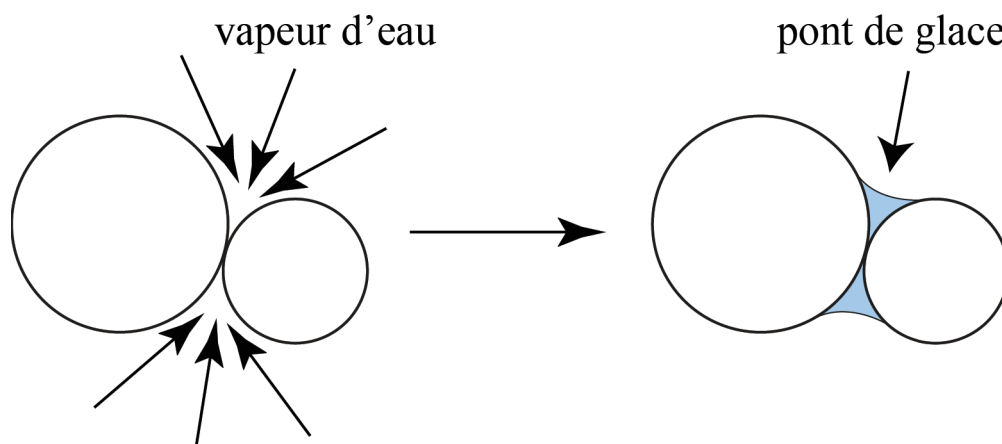


Figure 1.13 – Schéma explicatif du processus de frittage entre deux grains de neige.

Lorsque deux grains de neige sphériques sont en contact, la zone de contact forme une concavité. La vapeur d'eau a donc naturellement tendance à se condenser autour du point de contact, créant ainsi un pont de glace entre les deux grains (Fig. 1.13). On dit alors qu'il y a cohésion de frittage entre les deux grains. La rapidité de formation et l'importance des ponts de

glace sont d'autant plus grandes que les grains de neige sont petits. À chaque point de contact entre les grains de neige, un pont de glace se forme, conférant à la neige une certaine cohésion dont la qualité dépend du nombre total de ponts de glace. Comme ce processus se produit sous des conditions de température uniforme, on le désigne par les termes « métamorphisme d'équi-température ». En présence de neige sèche (c.-à-d. en absence d'eau liquide dans le manteau neigeux, hypothèse raisonnable pour la neige d'Antarctique de l'Est), les hautes (basses) températures catalysent (inhibent) le métamorphisme. La quantité maximale de vapeur d'eau contenue au voisinage d'un grain de neige est fortement liée à la température de l'air environnant. Plus la température d'une couche de neige sera proche de 0°C, plus les transferts de glace par la phase vapeur des parties convexes des cristaux vers les parties concaves seront importants, plus l'arrondissement des grains sera rapide, plus les ponts de glace seront nombreux et plus la cohésion sera forte.

1.7. Les sastrugi

L'érosion éolienne est le principal mécanisme responsable du développement du microrelief en surface de l'Antarctique. La morphologie de surface de la calotte varie sur des échelles s'étendant de quelques centimètres à quelques kilomètres. Les formes d'érosion éoliennes de la neige comprennent globalement les sastrugi (Fig. 1.14), les dunes longitudinales d'échelle métrique (Goodwin 1990) à hectométrique (Karlöf et al. 2005), et les mégadunes d'échelle kilométrique (Fahnestock et al. 2000 ; Frezzotti et al. 2002). Alors que la rugosité de surface induite par les mégadunes est de plus large échelle et reste relativement stable (similaire à la rugosité orographique classique), la rugosité due au microrelief de type sastrugi est transitoire et varie au cours de la journée (Andreas et Claffey 1995). Néanmoins, les observations montrent que les sastrugi sont les principaux contributeurs à la rugosité de surface (Jackson et Carroll 1978 ; Inoue 1989a,b ; Andreas et Claffey 1995 ; Smeets et van den Broeke 2008).

1.7.1. Définition

Le terme « sastrugi » est une forme plurielle qui tient son origine du Russe et désigne un ensemble d'éléments de rugosité formés à la surface de la neige et orientés parallèlement au vent (Kotlyakov 1984). Warren et al. (1998) font référence à la forme singulière « sastruga » pour désigner un composant individuel de cet ensemble. Dans le passé, la dénomination « sastrugi » était aussi attribuée à des formes d'érosion éolienne dans les déserts chauds, mais reste aujourd'hui limitée à la neige (Blackwelder 1930). Ce terme a depuis largement été

employé dans la littérature pour désigner une multitude de formes d'érosion éolienne (Moss 1938 ; Lister et Pratt 1959 ; Kotlyakov 1961, 1984 ; Mather 1962 ; Lied 1963 ; Gow 1965 ; Mellor 1965 ; Black et Budd 1964 ; Doumani 1967 ; Jackson et Carroll 1978 ; Watanabe 1978 ; Ohata 1982 ; Wendler et Kelley 1988 ; Inoue 1989a,b ; Andreas 1995 ; Andreas et Claffey 1995 ; Frezzotti et al. 2002, 2004 ; Filhol et Sturm 2015). Cette utilisation abusive a incité Bromwich et al. (1990) à suggérer que les sastrugi ont été définis différemment dans toutes les régions où leur présence a été reportée. Cette confusion est largement due à la nature éphémère du microrelief et aux inhérentes difficultés d'observation et de documentation de leur évolution. Une définition basique des sastrugi adoptée dans ce manuscrit les décrit comme des reliefs sculptés par le vent à la surface de la neige sèche, dont l'axe longitudinal reflète la direction du vent moyen au moment de leur formation. On se référera à cet unique terme pour désigner les éléments de rugosité en surface de la Terre Adélie conformément à la Figure 1.14, c'est-à-dire de petites dunes longitudinales (de l'ordre de 10-20 cm de haut pour 1-2 m de long) de neige consolidée, irrégulières et non-uniformément distribuées.



Figure 1.14 – Sastrugi en région côtière de Terre Adélie. Le marqueur d'échelle au centre de la photo est un stylo d'une dizaine de centimètres de haut. Cliché : C. Amory.

1.7.2. Formation

L'origine et la morphologie des sastrugi sont très peu développées dans la littérature. Les sastrugi ont été utilisés pour déterminer des directions de vent, mais dans la plupart des études concernées la documentation se limite à l'orientation de leur axe longitudinal et éventuellement à la hauteur maximum, sans information supplémentaire sur leurs caractéristiques. À travers la saltation, les particules de neige sont transportées dans la direction du vent pendant un événement d'érosion, conduisant les sastrugi à adopter des formes aérodynamiques. Néanmoins des incertitudes subsistent concernant la distinction entre leurs faces au vent et sous le vent (Kotlyakov 1984), et dans le fait de savoir si leur orientation représente la direction du champ de vent moyen à l'échelle d'une large région (Inoue 1989a) ou de l'événement local de vent fort le plus récent (Mather 1962). En certaines régions, plusieurs générations de sastrugi d'orientations différentes sont susceptibles de coexister (Fig. 1.15), témoignant d'une certaine variabilité dans la direction locale du vent (Mather 1962 ; Watanabe 1978 ; Inoue 1989a,b).

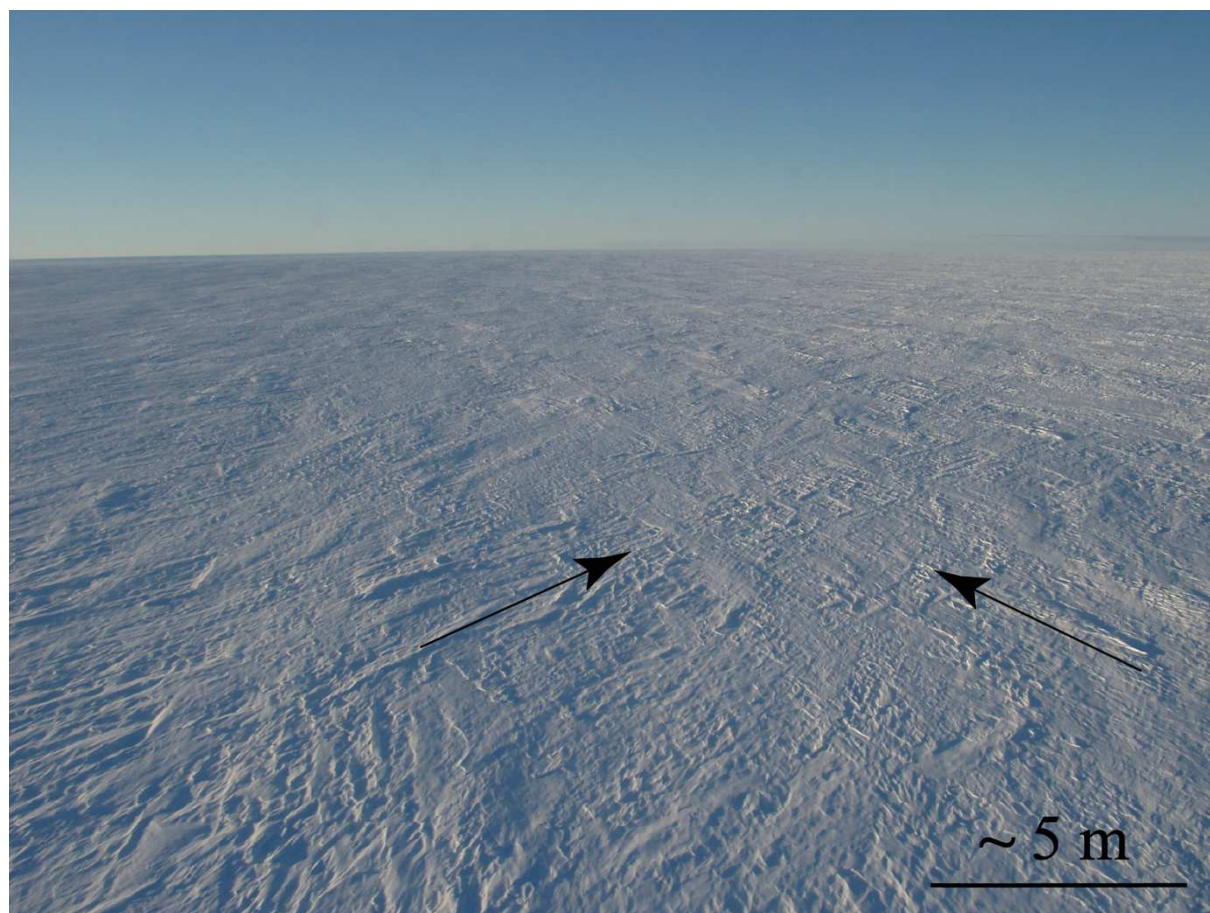


Figure 1.15 – Photographie (depuis un hélicoptère) de la surface à environ 50 km de Dumont d'Urville à l'intérieur du continent Antarctique montrant deux direction dominantes de sastrugi. Cliché : C. Genthon.

Bien que les études de terrain dédiées aux sastrugi soient très limitées et ne permettent pas la déduction de tendances nettes et universellement reconnues sur leurs conditions de formation, deux grands courants de pensée se dégagent. Le premier, et le plus répandu, propose que les sastrugi se développent à partir de l'érosion de dunes de neige formées par dépôt pendant les épisodes de blizzards (Kotlyakov 1961 ; Mather 1962 ; Mellor 1965 ; Ohata 1982 ; Wendler et Kelley 1988 ; Frezzotti et al. 2002, 2004 ; Filhol 2015). Au terme d'un événement de transport éolien, et particulièrement sous des conditions de température croissante, les dunes déposées se consolident par frittage et cessent de se mouvoir mais restent toujours potentiellement érodables. L'érosion des dunes s'amorce lorsque le frottement en surface excède un certain seuil, et provoque l'apparition de sastrugi sculptés dans le relief positif des dunes et parallèles à la direction du vent. Ces considérations ne sont pas développées dans certaines études (Jackson et Carroll 1978 ; Watanabe 1978 ; Andreas et Claffey 1995 ; Inoue 1989a,b), et s'opposent à Lied (1963) qui décrit le second courant de pensée en considérant les dunes et les sastrugi comme deux catégories d'éléments de rugosité indépendants. Plus généralement Inoue (1989b) admet que les sastrugi peuvent se former à n'importe quelle occasion de combinaison entre vents forts et surface érodable. Mather (1962) décrit l'occurrence de sastrugi d'orientations différentes dans la même région comme un concours de circonstances, selon l'historique du vent ou l'existence de phénomènes locaux.

Malgré ces contradictions, deux concordances majeures nécessaires au développement de sastrugi semblent néanmoins émerger. La première concerne l'occurrence de vents forts. Ohata (1982) a montré que les régions pentues et exposées à des vents forts sur le Plateau Mizuho sont susceptibles de développer de nombreux et gros sastrugi, et que les régions d'accumulation et de vents faibles sont caractérisées par des sastrugi plus petits et plus éparses. Lied (1963) conclut de façon similaire sur la diminution de la taille des sastrugi dans les zones planes au voisinage de la station Antarctique Davis où les vents catabatiques sont considérablement plus faibles. Frezzotti et al. (2002) ont aussi corrélé la hauteur des sastrugi à l'intensité du vent catabatique le long d'un transect reliant la Baie de la Terre Neuve à Dôme C. Il apparaît donc que l'occurrence de sastrugi dépend régionalement de la topographie orientant l'écoulement et de la variabilité de la pente contrôlant l'intensité du vent. La seconde forme de consensus, aussi déductible des conclusions de Ohata (1982), se rapporte à l'apport de neige mobilisable par le biais des précipitations. Lied (1963), Gow (1965), Mellor (1965) et Inoue (1989b) s'accordent pour évoquer la disparition de sastrugi si des conditions de vents forts persistent sans renouvellement de la neige à la surface. Frezzotti et al. (2004) décrivent l'occurrence de sastrugi particulièrement bien développés à l'issue de chutes de neige. Inoue (1989b) mentionne que la

formation de microrelief est difficile en l'absence de précipitation, même par vent fort. Sur la base de ces travaux, on peut formuler la conclusion raisonnable que la distribution des sastrugi (hauteur, abondance, orientation) reflètent les conditions météorologiques (vitesse et direction du vent, température, intensité des précipitations) au moment de leur formation, mais dépend aussi de l'historique de ces variables et des propriétés de la neige en surface.

1.7.3. Influence

Au moins 90% de la surface de l'Antarctique sont recouverts de sastrugi (Kotlyakov 1961). La présence ou absence de sastrugi à la surface de la neige est susceptible d'affecter l'interprétation de mesures d'accumulation (Gow 1965 ; Whillans 1978 ; Palais et al. 1982 ; Venteris et Whillans 1998) et du signal climatique à partir des carottes de glace, notamment concernant le piégeage de gaz atmosphériques (Cunningham et Waddington 1993 ; Harder et al. 2000 ; Albert et Hawley 2002). D'autre part, les sastrugi modifient significativement l'albédo de la neige par effet d'ombre. La taille de la zone d'ombre produite par les sastrugi dépend de leur forme et de leur taille, mais aussi de la position, de la hauteur et de l'azimut du soleil (Wendler et Kelley 1988). La présence de sastrugi influence également les propriétés électromagnétiques de la surface dans la gamme des micro-ondes (Rémy et al. 1992 ; Long et Drinkwater 2000) comme dans le spectre solaire (Leroux et Fily 1998 ; Munneke et al. 2008), compliquant ainsi les interprétations des observations satellitaires en matière de propriétés de surface et d'altimétrie (Arthern et al. 2001). En ce qui concerne l'érosion éolienne, les sastrugi altèrent le champ de vent en surface et le transfert de quantité de mouvement, d'énergie et de masse à l'interface air-neige. Les sastrugi ont été utilisés comme indicateurs directionnels pour produire des cartes du champ de vent en surface de l'Antarctique (Mather et Miller 1966 ; Parish et Bromwich, 1987, 2007) et pour valider des théories à l'égard des vents catabatiques (Ball 1959 ; Ohata 1982). Cependant, en dépit de leur importance dans les processus météorologiques de la couche limite, leur influence sur la couche de surface reste mal contrainte. Le rôle des sastrugi sur le transfert de quantité de mouvement et l'érosion sont traités au cours des Chapitres 3 et 4.

1.8. Contexte de l'étude

1.8.1. Le modèle MAR

Comme exposé dans la Section 1.1.3, l'étude de la contribution du transport éolien de la neige au BMS de l'Antarctique ne peut reposer sur la seule base d'observations ponctuelles et

nécessite l'utilisation d'un modèle numérique apte à reproduire la dynamique atmosphérique et les interactions de surface propres à l'environnement froid de l'Antarctique. Le modèle atmosphérique régional MAR est un modèle couplé atmosphère – manteau neigeux – transport éolien de la neige, et a été développé pour les régions polaires. La dynamique atmosphérique du MAR est présentée en détail dans Gallée et Schayes (1994). Une description du module de transport éolien de la neige est proposée aux Chapitres 2 (Section 2.3.1) et 5 (Section 5.2). Seules les caractéristiques générales du modèle sont exposées dans cette section.

Le MAR est un modèle hydrostatique aux équations primitives utilisant la méthode des éléments finis. La coordonnée verticale est la pression normalisée (sigma) et permet de tenir compte de la topographie. L'équation de conservation de la masse est retenue sous forme compressible. La représentation du cycle hydrologique inclut un modèle de microphysique nuageuse décrivant les échanges entre la vapeur d'eau, les gouttelettes nuageuses, les gouttes d'eau (de taille plus importante que les gouttelettes), les cristaux de glace nuageux (concentration et nombre) et les cristaux de neige (Gallée 1995). L'influence des hydrométéores sur la masse spécifique de l'air est également prise en compte (Gallée et al. 2001). Cela permet d'intégrer l'influence du poids des particules aérotransportées sur la dynamique atmosphérique en représentant la force du gradient de pression en tant que fonction de la densité de l'air plutôt que de la température potentielle uniquement. La paramétrisation des processus microphysiques nuageux est essentiellement basée sur les travaux de Kessler (1969), Lin et al. (1983), Meyers et al. (1992) et Levkov et al. (1992).

Le MAR utilise des schémas détaillés de rayonnement solaire et infrarouge. Le transfert radiatif à travers l'atmosphère est paramétré suivant Fouquart et Bonnel (1980) pour le rayonnement solaire, et selon Morcrette (2002) pour le rayonnement aux grandes longueurs d'ondes. Les propriétés des nuages sont prises en compte dans le schéma de rayonnement solaire et infrarouge en calculant la quantité d'eau liquide dans chaque couche du modèle à partir de la concentration des gouttelettes et cristaux de glace nuageux. En raison de leur petite taille, les particules de neige aéroportées affectent également le transfert radiatif (Walden et al. 2003). Leur influence sur l'épaisseur optique de l'atmosphère est incluse dans le modèle (Gallée et Gorodetskaya 2010).

La partie atmosphérique du MAR est couplée au schéma de surface SISVAT (*Soil Ice Snow Vegetation Atmosphere Transfer* ; De Ridder et Gallée 1998) à une dimension (verticale). Le schéma de surface inclut sol et végétation (De Ridder et Schayes 1997), neige (Gallée et al. 2001) ainsi qu'un module de glace (Lefebvre et al. 2003). Le modèle de neige est un modèle multicouche comprenant des équations pronostiques pour la température, la masse, le contenu

en eau et les propriétés de la neige (dendricité, sphéricité et taille des grains). L'évolution des propriétés du manteau neigeux est paramétrée selon Brun et al. (1992). Plus en détail, l'albédo de surface dépend des propriétés de la neige et de l'élévation zénithale du soleil, mais pas des sastrugi ni de leur orientation.

Le couplage de SISVAT avec l'atmosphère est réalisé à travers l'échange des flux radiatifs (solaire et infrarouge) et turbulents de quantité de mouvement, de chaleur (sensible et latente) et de particules de neige aérotransportées. Les formules aérodynamiques de masse (*bulk aerodynamic formula* en anglais) utilisées pour décrire les flux turbulents sont écrites de façon à tenir compte de l'augmentation de la stabilité verticale de la couche de surface induite par la présence de particules éoliennes de neige (Bintanja 1998b). En particulier, la longueur de Monin-Obukhov intègre la contribution des flux turbulents de particules éoliennes de neige.

1.8.2. Le programme CALVA

Avec le soutien de l'Institut Polaire Français (IPEV), la mise en place d'un système d'observation dédié au transport éolien de la neige à la fin de l'année 2010 en Terre Adélie (programme CALVA¹ - Genthon et al. 2011 ; Trouvilliez et al. 2014) a permis l'acquisition d'un support de validation de modèle incluant des mesures précises et continues du flux massique de neige aérotransportée et du profil de vent moyen dans la couche de surface. L'intérêt de ces mesures réside dans leur rareté : il est très difficile de les obtenir dans les conditions météorologiques extrêmes où elles sont opérées. Ces conditions mettent non seulement les instruments à rude épreuve mais elles interdisent aussi l'accès aux sites de mesure en dehors de la saison d'été. Les sites de mesure et les instruments dont sont issues les données exploitées au cours du manuscrit sont présentés aux Chapitres 2, 3 et 4.

1.8.3. Objectifs de travail

Les vents catabatiques étant majoritairement responsables de l'entraînement aérodynamique de la neige en Antarctique, la validation de la représentation des processus catabatiques par le modèle est un prérequis pour la simulation du transport éolien de la neige (Gallée et al 2013). La bonne aptitude du MAR à reproduire la dynamique catabatique a été évaluée par Gallée et Schayes (1994) pour la baie de Terre Neuve, et par Gallée (1995), Gallée et al. (1996) et Gallée

¹Acquisition de données in situ pour CALibration et VALidation des modèles météorologiques et de climat – programme de recherche).
<http://lgge.osug.fr/~christo/calva/home.shtml>.

et Pettré (1998) pour la Terre Adélie. D'autre part, une simulation fiable des quantités de neige exportées et sublimées pendant le transport nécessite la validation au préalable des quantités de particules de neige aérotransportées simulées par le modèle. Dans ce but, les observations sont indispensables et constituent un support d'évaluation adéquat. Une première étape d'évaluation du transport de neige par le vent simulé par le MAR pour la Terre Adélie a été entreprise par Gallée et al. (2013). Par comparaison à un jeu d'observations collectées à proximité de Dumont d'Urville, les auteurs ont montré que le modèle simule avec succès l'occurrence d'évènements de transport éolien de forte intensité (relativement aux observations ; voir la Section 4.3 de Gallée et al. 2013) au point de mesure pendant le mois de janvier 2010 mais les données d'alors ne permettaient pas une évaluation quantitative du transport. Les auteurs ont également mis en évidence une tendance du modèle à sous-estimer les vents forts, pour lesquels un manque de détail dans la représentation de la rugosité de surface pourrait être une cause probable. La caractérisation des interactions entre l'érosion et la rugosité de surface ainsi que l'évaluation quantitative du transport éolien de neige simulé par le MAR par l'exploitation de données issues du programme CALVA constituent l'objectif de cette thèse.

2. Évaluation quantitative du transport éolien de neige simulé par le MAR sur un mois d'été

D'après :

Amory, C., Trouvilliez, A., Gallée, H., Favier, V., Naaïm-Bouvet, F., Genthon, C., Agosta, C., Piard, L., and Bellot, H., 2015. Comparison between observed and simulated aeolian snow mass fluxes in Adélie Land, East Antarctica. *The Cryosphere*, 9, 1–12.

Abstract Using the original set up described in Gallée et al. (2013), the MAR regional climate model including a coupled snowpack/aeolian snow transport parameterization, was run at a fine spatial (5 km horizontal and 2 m vertical) resolution over one summer month in coastal Adélie Land. Different types of feedback were taken into account in MAR including drag partitioning caused by surface roughness elements. Model outputs are compared with observations made at two coastal locations, D17 and D47, situated respectively 10 km and 100 km inland. Wind speed was correctly simulated with positive values of the Nash test (0.60 for D17 and 0.37 for D47) but wind velocities above 10 m s^{-1} were underestimated at both D17 and D47; at D47, the model consistently underestimated wind velocity by 2 m s^{-1} . Aeolian snow transport events were correctly reproduced with the right timing and a good temporal resolution at both locations except when the maximum particle height was less than 1 m. The threshold friction velocity, evaluated only at D17 for a 7-day period without snowfall, was overestimated. The simulated aeolian snow mass fluxes between 0 and 2 m at D47 displayed the same variations but were underestimated compared to the second-generation FlowCaptTM values, as was the simulated relative humidity at 2 m above the surface. As a result, MAR underestimated the total aeolian horizontal snow transport for the first two meters above the ground by a factor of 10 compared to estimations by the second-generation FlowCaptTM. The simulation was significantly improved at D47 if a one-order decrease in the magnitude of z_0 was accounted for, but agreement with observations was reduced at D17. Our results suggest that z_0 may vary

regionally depending on snowpack properties, which are involved in different types of feedback between aeolian transport of snow and z_0 .

2.1. Introduction

Measurements of aeolian snow mass fluxes in Antarctica revealed that a large amount of snow is transported by the wind (Budd 1966; Wendler 1989; Mann et al. 2000; Trouvilliez et al. 2014). The aeolian transport of snow is probably a significant component of the surface mass balance distribution over the Antarctic ice sheet. Although estimates have been proposed based on remote sensing data (Das et al. 2013), reliable quantifications of the contribution of aeolian snow transport processes to the Antarctic surface mass balance (ASMB) can only be assessed by modeling. Previous estimates using numerical models suggest that erosion and blowing snow sublimation represent around 10% of the net ASMB (Déry and Yau 2002; Lenaerts et al. 2012b). However, these evaluations were made without considering the complex feedback system between snow surface properties, wind-borne snow particles, and atmospheric conditions. Indeed, aeolian erosion promotes the formation of snow surface structures such as sastrugi, barchans, dunes and megadunes, which, in turn, alter the atmospheric dynamics (Frezzotti et al. 2004). Rougher surfaces reduce the wind speed and the resulting wind-driven erosion of snow (Kodama et al. 1985), but increase turbulence in the near-surface airflow thereby further increasing the aeolian snow mass flux (Frezzotti et al. 2002). Moreover, the presence of airborne snow particles and their subsequent sublimation are both responsible for an increase in air density, which may reduce turbulence in the surface boundary layer and contribute negatively to snow erosion (Wamser and Lykossov 1995; Bintanja 2000). On the other hand, the increase in air density strengthens katabatic flows (Gallée 1998). An overview of the different types of feedback caused by blowing and drifting snow is given in Gallée et al. (2013).

As previously highlighted (Gallée et al. 2001; Lenaerts et al. 2012a), there are few reliable datasets on aeolian snow transport covering a long period with an hourly temporal resolution, making it difficult to evaluate modelling in Antarctica. One-dimensional (1-D) numerical models have been compared with aeolian snow transport rates in ideal cases (Xiao et al. 2000) and with observations (Lenaerts et al. 2010). Regional climate models have been evaluated against surface mass balance estimates derived from stake networks (Gallée et al. 2005; Lenaerts et al. 2012c). The latter is an integrative method that includes all the components of the surface mass balance: precipitation, runoff, surface and wind-borne snow sublimation, and erosion/deposition of snow. Aeolian snow transport events simulated by regional climate models have been compared with remote sensing techniques (Palm et al. 2011), and with visual

observations at different polar stations (Lenaerts et al. 2012a) or with particle impact sensors (Lenaerts et al. 2012c). Aeolian snow mass flux measurements are even rarer. Lenaerts et al. (2012b) were only able to evaluate their simulations against annual transport rate values estimated at Terra Nova Bay by the first version of an acoustic sensor FlowCaptTM (Scarchilli et al. 2010), which overestimated aeolian snow mass flux (Trouvilliez et al. 2015), and against an extrapolation of optical particle counter sensor measurements performed at Halley (Mann et al. 2000). To improve analyses, model evaluations thus require more detailed and reliable aeolian snow transport measurements in Antarctica.

Here, we present a detailed comparison between outputs of the regional atmospheric model MAR and data collected during an aeolian snow transport observation campaign in Adélie Land, Antarctica (Trouvilliez et al. 2014). We focus on a one-month period, (January 2011) during which the observers were in the field and could visually confirm the occurrence of meteorological events. MAR has already been evaluated over coastal Adélie Land in terms of the occurrence and qualitative intensity of aeolian snow transport events in January 2010 (Gallée et al. 2013). However, model outputs were only compared with a single point of aeolian snow transport measurements using first-generation FlowCaptTM instruments. These sensors are good at detecting aeolian snow transport events but fail to estimate aeolian snow mass fluxes (Cierco et al. 2007; Naaim-Bouvet et al. 2010; Trouvilliez et al. 2015). Second-generation FlowCaptTM instruments were installed at two new locations in February 2010. Unlike its first-generation counterpart, the second-generation sensor is able to provide a lower bound estimate of the aeolian snow mass fluxes (Trouvilliez et al. 2015). It thus allows comparisons not only between the simulated and observed timing of aeolian snow transport events, but also between the simulated and observed aeolian snow mass fluxes, which was previously not the case.

2.2. Field data

Observations were performed in Adélie Land, East Antarctica (Fig. 2.1), where surface atmospheric conditions are well monitored at the permanent French Dumont d'Urville station (Favier et al. 2011). The coastal region is characterized by frequent strong katabatic winds starting at the break in slope located approximately 250 km inland (Parish and Wendler 1991; Wendler et al. 1997). These katabatic winds are regularly associated with aeolian snow transport events (Prud'homme and Valtat 1957; Trouvilliez et al. 2014) making Adélie Land an excellent location for observations of aeolian snow transport. Furthermore, a 40-year accumulation dataset is available for Adélie Land and long-term stake measurements are still

made along a 150-km stake line (Agosta et al. 2012) and in erosion areas (Genthon et al. 2007; Favier et al. 2011). These datasets give access to the annual SMB in the area.

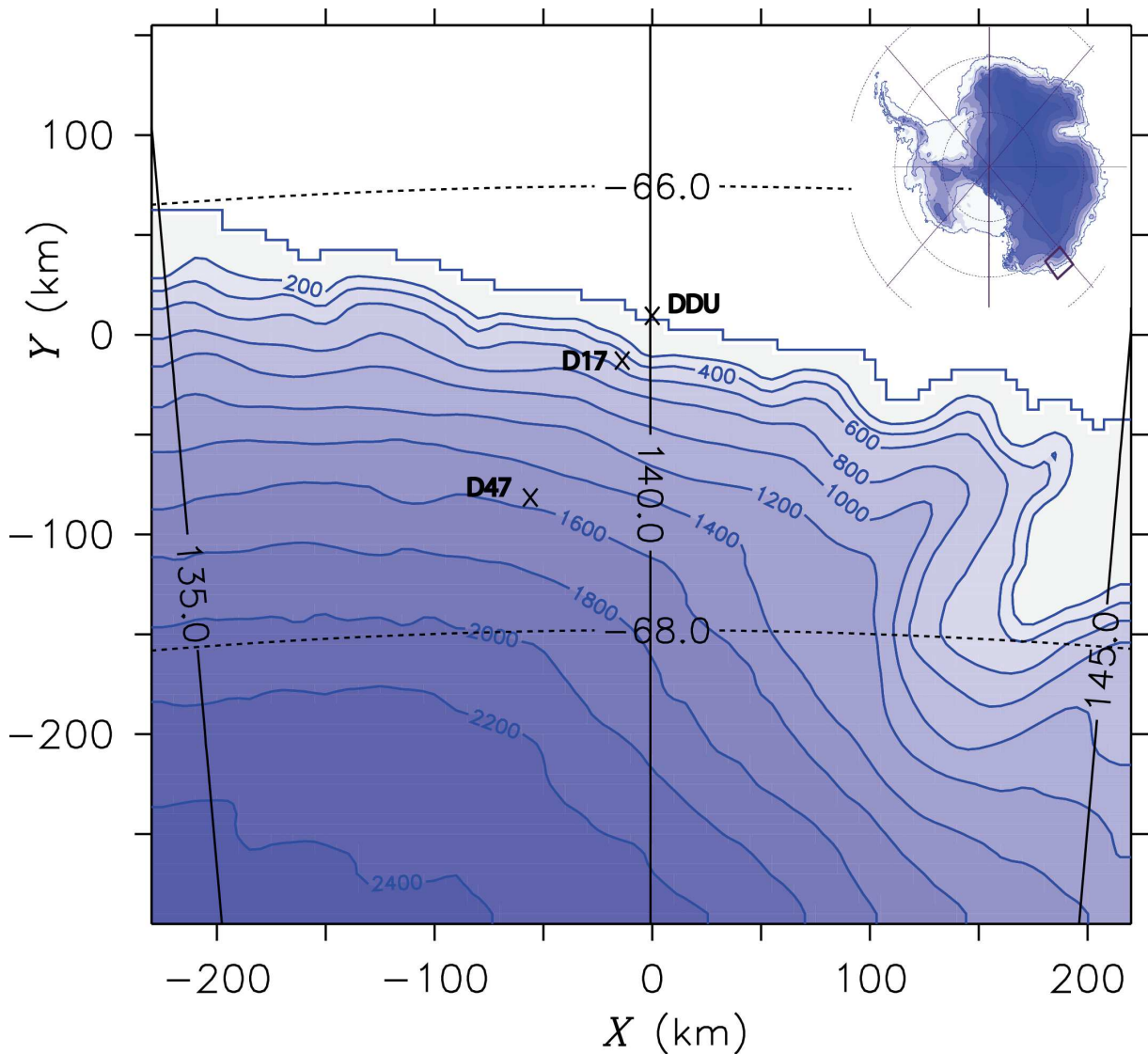


Figure 2.1 - Integrative domain of the MAR in Adélie Land, East Antarctica. The crosses mark the location of the French Dumont d'Urville base (DDU) and the two automatic weather and snow stations used in this study (D17 and D47).

Several meteorological campaigns including aeolian snow transport measurements have already been carried out in Adélie Land using mechanical traps (Madigan 1929; Garcia 1960; Lorius 1962) and optical particle counter sensors (Wendler 1989). However, none of the measurements in Adélie Land or elsewhere in Antarctica fulfils all the requirements of an in-depth evaluation of regional climate models. In 2009, a new aeolian snow transport observation campaign started in Adélie Land, which was specially designed to optimally evaluate models as well as possible given the prevailing logistical difficulties and limitations (Trouvilliez et al. 2014). In this context, automatic weather stations (AWS) that measure wind speed, wind

direction, temperature, relative humidity and snow height at 10 second intervals were installed at three different locations from the coastline to 100 km inland (Trouvilliez et al. 2014). Half-hourly mean values are stored on a Campbell datalogger at each station. The AWS are equipped with FlowCaptTM acoustic sensors designed to quantify the aeolian snow mass fluxes and to withstand the harsh polar environment. The combination of an automatic weather station and FlowCaptTM sensors is hereafter referred to as an automatic weather and snow station (AWSS). Two generations of FlowCaptTM exist and have been evaluated in the French Alps and in Antarctica (Trouvilliez et al. 2015). Both generations appear to be good detectors of aeolian snow transport events. The first-generation instrument failed to correctly estimate the snow mass flux with the constructor's calibration and even with a new calibration, but the second-generation instrument is capable of providing a lower bound estimate of the snow mass flux and a consistent relationship of the flux versus wind speed.



Figure 2.2 - Left: The D17 7-m mast with one second-generation FlowCaptTM. Right: The D47 automatic weather and snow station with two second-generation FlowCaptTM sensors.

At each AWSS, FlowCaptTM sensors were set up vertically. When the lower extremity of the sensor is close to the ground or is partially buried, the FlowCaptTM is able to detect the onset of an aeolian snow transport event (i.e., initiation of saltation). Although the level of the snowpack changes over the course of the year due to accumulation and ablation processes, the sensor can nevertheless record continuous observations, which is an advantage over single point measurement devices. The FlowCaptTM has better temporal resolution than visual observations,

which are usually made at 6 h intervals. Moreover, the ability of these sensors to detect events of small magnitude is particularly useful, as satellite measurements can only detect blowing snow events in which the snow particles are lifted 20 m or more of the surface in the absence of clouds (Palm et al. 2011). Trouvilliez et al. (2014) reported that aeolian snow transport events with a maximum particle height < 4.5 m above ground level (agl.) accounted for 17% of the total aeolian snow transport events in the period 2010-2011 at D17 coastal site (Table 1). Ground and satellite observations are thus complementary.

	D17	D47
Location	66.7°S, 139.9°E	67.4°S, 138.7°E
Altitude	450 m	1,560 m
Distance from coast	10 km	110 km
Period of observation	Since February 2010	January 2010 – December 2012
Atmospheric measurements	Wind speed, temperature and hygrometry at 6 levels	Wind speed, temperature and hygrometry at 2 m
Aeolian transport measurements	Second-generation FlowCapt TM from 0 to 1 m	Second-generation FlowCapt TM from 0 to 1 and 1 to 2 m

Table 2.1 - Location and characteristics of the two automatic weather and snow stations used in the present study.

In early 2010, two AWSS equipped with second-generation FlowCaptTM sensors (2G-FlowCaptTM) were set up at sites D17 and D47 (Table 1). Because D47 is located in a dry snow zone roughly 100 km inland from D17, the two stations document distinct climatic conditions. At D17, one 2G-FlowCaptTM was mounted from 0 to 1 m agl. on a 7-m high mast with six levels of cup anemometers and thermo hygrometers, while at D47 a one measurement level AWS was equipped with two 2G-FlowCaptTM installed from 0 to 1 and from 1 to 2 m agl. (Fig. 2.2). Like the other meteorological variables, the half-hourly mean aeolian snow mass flux is recorded by each 2G-FlowCaptTM and stored in the datalogger. An ultrasonic gauge was installed at D47 to monitor surface variations, from which the elevation of sensors above the surface is assessed throughout the year. A detailed description of the equipment at both AWSS can be found in Trouvilliez et al. (2014). Since we focus on the simulated and observed snow mass fluxes, our evaluation is limited to the two stations equipped with 2G-FlowCaptTM, i.e., D17 and D47.

2.3. The MAR model

2.3.1. General description

MAR is a coupled atmosphere - snowpack - aeolian snow transport regional climate model. Atmospheric dynamics are based on the hydrostatic approximation of the primitive equations using the terrain following normalized pressure as vertical coordinate to account for topography (Gallée and Schayes 1994). An explicit cloud microphysical scheme describes exchanges between water vapor, cloud droplets, cloud ice crystals (concentration and number), rain drops and snow particles (Gallée 1995). The original snowpack and aeolian snow transport sub-models are described in Gallée et al. (2001). An improved version is detailed in Gallée et al. (2013) and is used here.

Eroded snow particles drift from the ground into the atmosphere, and the airborne snow particles are advected from one horizontal grid cell to the next one downwind. More generally, airborne snow particles are modeled according to the microphysical scheme. In particular, the sublimation of wind-borne snow particles is a function of air relative humidity. Many different types of feedback that are an integral part of aeolian transport of snow are included in MAR. The parameterization of turbulence in the surface boundary layer (SBL) is based on the Monin-Obukhov similarity theory (MOST) and accounts for the stabilizing effect of blowing snow particles, as proposed by Wamser and Lykossov (1995). Turbulence above the SBL is parameterized using the local $E - \epsilon$ scheme, which consists in two prognostic equations, one for turbulent kinetic energy and the other for its dissipation (Duynderke 1988), and includes a parameterization of the turbulent transport of snow particles consistent with classical parameterizations of their sedimentation velocity (Bintanja, 2000). Blowing snow-induced sublimation is computed by the microphysical scheme and influences the heat and moisture budgets in the layers that contain airborne snow particles. Their influence on the radiative transfer through changes in the atmospheric optical depth is taken into account (see Gallée and Gorodetskaya, 2010).

Under near-neutral atmospheric conditions, the MOST predicts that the vertical profile of the wind speed within the SBL is semilogarithmic

$$U(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (2.1)$$

where $U(z)$ is the wind speed at height z , $\kappa = 0.4$ is the von Kármán constant, z_0 is the roughness

length for momentum and u_* is the friction velocity that describes the shear stress exerted by the wind on the surface. Aeolian transport of snow begins when u_* exceeds the force required for aerodynamic entrainment of snow surface particles, known as threshold friction velocity (u_{*t}), which depends on the surface properties of the snow (Gallée et al. 2001). In MAR, surface processes are modelled using the “soil-ice-snow-vegetation-atmosphere transfer” scheme (SISVAT; De Ridder and Gallée 1998, Gallée et al. 2001, Lefebvre et al., 2005, Fettweis et al. 2005). The threshold friction velocity for a smooth surface (u_{*ts}) depends on dendricity, sphericity, and grain size for snow density below 330 kg m^{-3} (see Guyomarc’h and Mérindol 1998), and on snow density alone above 330 kg m^{-3} . To account for drag partitioning caused by roughness elements, the threshold friction velocity for a rough surface (u_{*tR}) is calculated as in Marticorena and Bergametti (1995)

$$u_{*tR} = \frac{u_{*ts}}{R_f} \quad (2.2)$$

where both threshold friction velocities are expressed in m s^{-1} and R_f is a ratio factor defined as

$$R_f = 1 - \frac{\ln\left(\frac{z_{0R}}{z_{0S}}\right)}{\ln\left[0.35\left(\frac{10}{z_{0S}}\right)^{0.8}\right]} \quad (2.3)$$

where z_{0R} and z_{0S} are the surface roughness lengths in meters for rough and smooth surfaces, respectively. Over smooth snow surfaces, the roughness length is generally around 10^{-5} – 10^{-4} m (Leonard et al. 2011). In MAR, this value is set to $5 \cdot 10^{-5} \text{ m}$. In addition to the drag partition, moving particles in the saltation layer transfer momentum from the airflow to the surface. Above the saltation layer, the net effect is similar to that of a stationary roughness element (Owen 1964). Thus, saltation leads to an increase in roughness length compared with a situation without wind-borne snow, even in the case of a smooth surface. The contribution of blowing snow particles to the roughness length z_{0S} is calibrated using Byrd project measurements (Budd et al. 1966; Gallée et al. 2001)

$$z_{0S} = 5 \times 10^{-5} + \max(0.5 \times 10^{-6}, au_*^2 - b) \quad (2.4)$$

where a and b are two constants in $\text{s}^2 \cdot \text{m}^{-1}$ and m , respectively.

One of the main surface roughness elements in Antarctica is a kind of snow ridge known as sastrugi. These are meter-scale erosional features aligned with the prevailing wind that formed

them. The building of sastrugi may be responsible for an increase in the sastrugi drag coefficient (form drag), leading to an increase in surface roughness and hence to loss of kinetic energy available for erosion. This is negative feedback for the aeolian transport of snow, as an increase in the roughness length reduces wind speed. Andreas (1995) estimated the time-scale for sastrugi formation to be half a day. Sastrugi can be buried if precipitation occurs, thereby reducing surface roughness. All these effects are taken into account in the improved version of the snowpack sub-model concerning the parameterization of z_{0R} (see Gallée et al. 2013). Finally, the modeled roughness length results from a combination of z_{0S} and z_{0R} . MAR also accounts for the influence of orographic roughness (Jourdain and Gallée, 2010), but its contribution to the computation of the roughness length was neglected here, as our study is restricted to the coastal slopes of Adélie Land (Fig. 2.1).

Once aeolian transport begins, the concentration of snow particles in the saltation layer (q_{salt}), expressed in kilograms of particles per kilograms of air, is parameterized from Pomeroy (1989)

$$q_{\text{salt}} = \begin{cases} 0 & \text{if } u_{*R} < u_{*tR} \\ e_{\text{salt}} \left(\frac{u_{*R}^2 - u_{*tR}^2}{gh_{\text{salt}}} \right) & \text{if } u_{*R} \geq u_{*tR} \end{cases} \quad (2.5)$$

where u_{*R} is the friction velocity for a rough surface in m s^{-1} , $e_{\text{salt}} = 3.25u_{*R}$ is the saltation efficiency, g is the gravitational acceleration in m s^{-2} and h_{salt} is the saltation height in m, parameterized as in Pomeroy and Male (1992)

$$h_{\text{salt}} = 0.8436u_{*R}^{1.27} \quad (2.6)$$

As in Gallée et al. (2013), densification of the snowpack by the wind is included in SISVAT from the work of Kotlyakov (1961), i.e., the density of deposited blown snow particles is parameterized as a function of the wind speed at 10 m agl. (U_{10})

$$\rho = 104(U_{10} - 6)^{1/2} \quad (2.7)$$

where ρ is the snow density in kg.m^{-3} and $U_{10} > 6 \text{ m s}^{-1}$. In turn, an increase in the density of the surface snowpack is responsible for an increase in the threshold friction velocity for erosion. This is negative feedback.

2.3.2. Model configuration

MAR was run over Adélie Land for the whole month of January 2011. The modeling grid and set up were the same as those described in Gallée et al. (2013): the integrative domain covers an area of about 450 km x 450 km with a 5-km horizontal resolution (Fig. 2.1). This domain was chosen so as to include the katabatic wind system that develops over the slopes of Adélie Land starting at the break in slope roughly 250 km inland. Since the size of the domain does not significantly influence simulated wind speed (Gallée et al. 2013), we chose a small domain with to limit numerical costs. Lateral forcing and sea-surface conditions were taken from ERA-Interim. Sixty vertical levels were used to simulate the atmosphere, with a first level 2 m in height and a vertical resolution of 2 m in the 12 lowest levels. A spin-up, as described in Gallée et al. (2013), was applied so as to achieve relative equilibrium between the snowpack and the atmospheric conditions: the simulation started on December 1, 2010, that is, one month before the period in which we were interested.

Erosion of snow by the wind is a highly non-linear process. Therefore, a good simulation of the atmospheric flow that drives aeolian snow transport events is a prerequisite to simulate the timing of their occurrence for the right reasons. In the model, the roughness length partly depends on wind speed, whose vertical evolution is in turn controlled by the roughness length in a feedback fashion. In Gallée et al. (2013), z_0 was calibrated to correctly reproduce the wind minima measured at D17. The same approach was used here.

2.4. Comparison of field data and model outputs

The aim of this section is to provide a detailed comparison between observed and modeled meteorological variables including aeolian snow mass fluxes. The model performances are assessed using the efficiency statistical test (E) proposed by Nash and Sutcliffe (1970)

$$E = 1 - (\text{RMSE}/s)^2 \quad (2.8)$$

where s is the standard deviation of the observations and RMSE is the root mean squared error of the simulated variable. An efficiency index of 1 means a perfect simulation (RMSE=0) and a value of 0 or less means that the model is no better than a minimalist model whose output constantly equals the mean value of the modeled variable over the time period concerned. Wind speed and relative humidity were compared at a height of 2 m above the surface. Simulation data were extracted from the nearest grid point to the AWSS concerned. Simulated snow mass

fluxes were first obtained at the coarse resolution (2 m) of the 3-D model. To account for the marked decrease in aeolian snow mass fluxes within the first two meters, a dimensionless correction factor (A) was applied. This factor results from comparing the snow mass fluxes computed in our 3-D MAR simulation and those obtained with a 1-D version of the MAR model using the same parameterization and a higher vertical resolution with 5 levels describing the first meter above the surface. Corrected snow mass fluxes are calculated as

$$\mu_{IC} = \mu_{IR}A \quad (2.9)$$

where μ_{IC} is the corrected flux for the lowest layer (0-2 m) and μ_{IR} the raw flux from MAR for the lowest layer, both in $\text{g m}^{-2} \text{s}^{-1}$. μ_{IC} is compared with the mean observed snow mass flux from 0 to 2 m agl. (μ_{0-2m}), which is calculated as

$$\mu_{0-2m} = \frac{\mu_1 h_1 + \mu_2 h_2}{h_1 + h_2} \quad (2.10)$$

where μ_i is the observed snow mass flux integrated over the emerged length h_i of the corresponding 2G-FlowCaptTM sensor, in $\text{g m}^{-2} \text{s}^{-1}$ and m, respectively.

The comparison first focused on wind speed, which is the driving force behind aeolian snow transport. The timing of aeolian snow transport events was then studied, together with an evaluation of both friction and threshold friction velocities for a period with no concomitant precipitation at site D17. The aeolian snow mass fluxes were then analyzed at D47. We also paid attention to relative humidity so as to evaluate the sublimation of wind-borne snow particles, since it plays an important role in the ASMB (Lenaerts et al. 2012a). Model sensitivity to roughness length is analyzed in sub-section 4.4.

2.4.1. Wind speed

Wind speed was correctly simulated by the model (Fig. 2.3) with an efficiency of 0.60 and 0.37 for D17 and D47, respectively. Variations were correctly represented but wind speeds above 10 m s^{-1} were underestimated, particularly at site D47 where the model consistently underestimated wind speed by about 2 m s^{-1} . The high efficiency for wind speed at D17 suggests that z_0 might be correctly modeled, while the lower efficiency and the systematic negative bias at D47 strongly suggest overestimation of z_0 at this grid point.

MAR simulated a median z_0 value of $3.2 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ at D17 for our period of interest. This variable could only be compared to observations at D17 since its determination using the profile method

(Garrat 1992) using Equation 2.1 requires measurement of wind speed at several levels. During January 2011, atmospheric stratification was mostly near-neutral at D17 owing to mixing caused by katabatic winds. The roughness length z_0 was computed by fitting Equation 2.1 with the observed profiles using least-square techniques with the four upper cup anemometers (the two lowest cup anemometers were not functioning correctly). The instruments' elevations above the surface were measured manually at the beginning of January 2011, but variations caused by accumulation/ablation processes during the remainder of the month of January are not known. Errors in measurement heights would introduce a curvature to the modeled wind profile given by Equation 2.1 that could produce erroneous values of z_0 . To reduce z_0 uncertainty resulting from this discrepancy, we only considered cases where linear fits was providing determination coefficients above 0.98. This threshold allows removing vertical profiles when wind speed was diverging from logarithmic profiles. The median value of the resulting z_0 was $2.3 \cdot 10^{-3}$ m for the entire month of study, lower but still close to the one simulated by MAR.

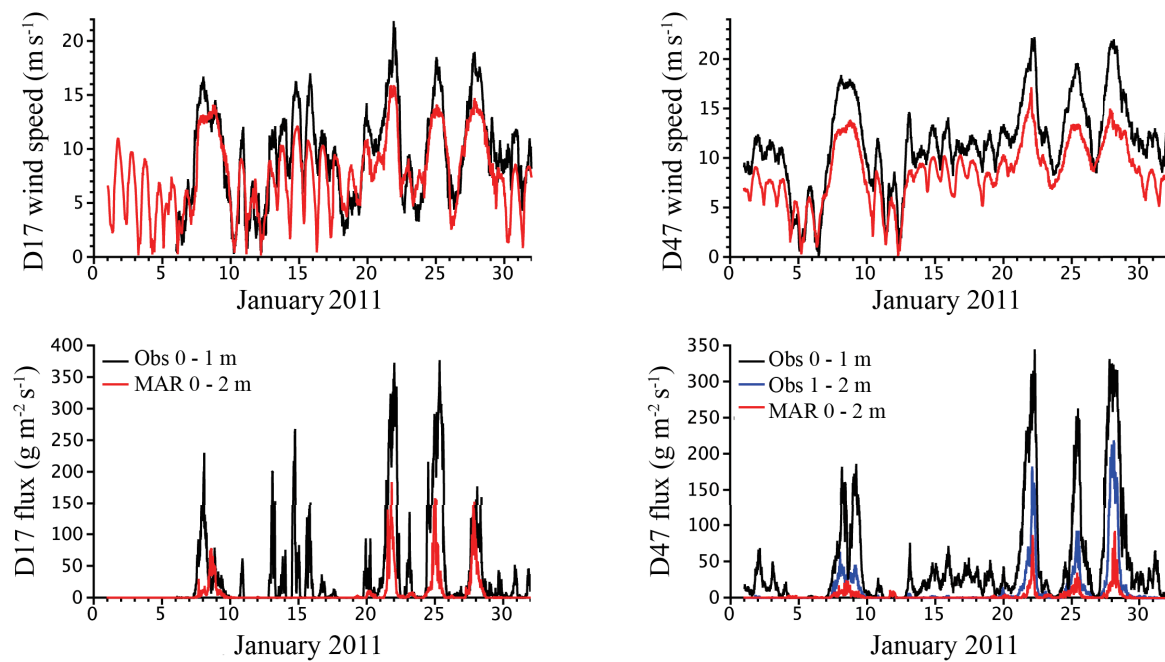


Figure 2.3 - Top: Observed (black) and simulated (red) wind speed at a height of 2 m. Bottom: Aeolian snow transport events: comparison of observed snow mass fluxes from 0 to 1 m (black) and simulated fluxes from 0 to 2 m (red) at the D17 site (bottom left) and at the D47 site (bottom right). Observed snow mass fluxes from 1 to 2 m (blue) are also given for the D47 site.

This comparison suggests a possible overestimation of z_0 by MAR. Nevertheless, this overestimation is not sufficient to explain the tendency of the model to miss wind maxima. This

behavior may also be due to the E - ε turbulent scheme, which is based on the small eddies concept. During strong winds, turbulent eddies have a large vertical extent and are responsible for the deflection of higher air parcels, which represent a source of momentum that can be transported to the surface in gusts. The E - ε turbulence scheme cannot reproduce these large eddies or the gusts associated with strong wind events. The use of a non-local turbulence scheme would possibly improve this aspect of the simulation.

Finally, at D47, the original configuration of Gallée et al. (2013) resulted in a median z_0 value of approximately $3.4 \cdot 10^{-3}$ m for the simulated period. Although somewhat higher, this value is consistent with other millimetric z_0 values used in realistic simulations of the Antarctic surface wind field (Reijmer 2004; Lenaerts et al. 2012a). However, the model behaved differently with respect to wind speed depending on the location (Fig. 2.3). Consequently, a single calibration of z_0 would not represent wind speed with the same accuracy at the two locations.

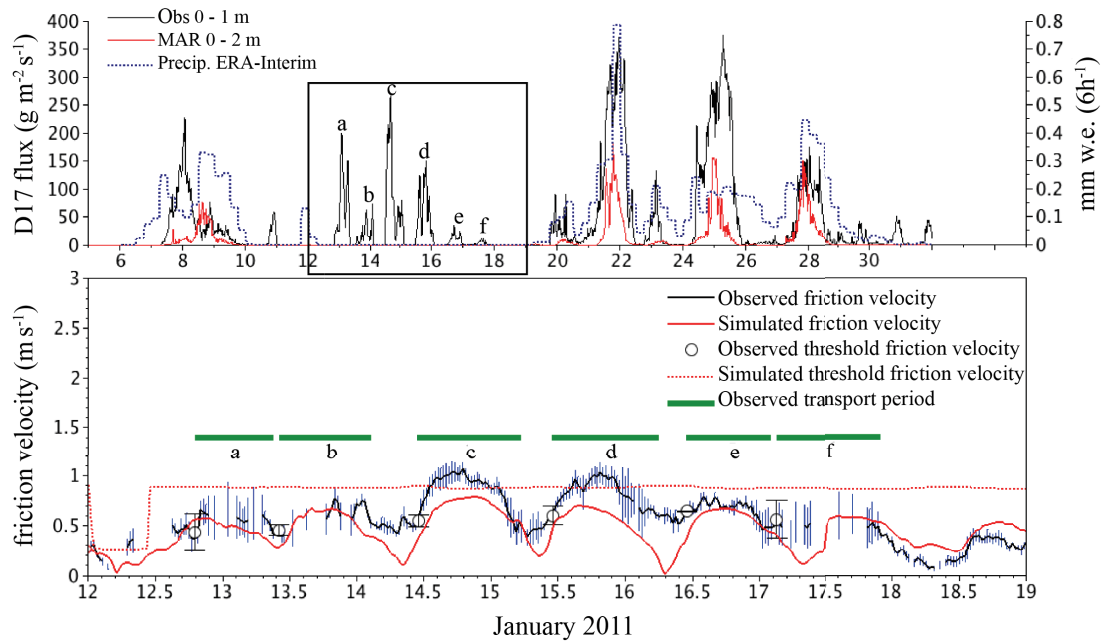


Figure 2.4 - Top panel: Comparison between observed aeolian snow mass fluxes from 0 to 1 m (black), simulated fluxes from 0 to 2 m (red) and precipitation from ERA-interim at D17. The black frame identifies the period without precipitation analyzed in the bottom panel. Bottom panel: Comparison of observed/simulated friction velocity (black line/red line, respectively) and observed/simulated threshold friction velocity (dashed line/black circles, respectively) at D17 for a transport period with no precipitation. The vertical blue lines on the observed friction velocity curve represent the 95% confidence limit calculated according to Wilkison (1984). The horizontal green bars represent the observed aeolian snow transport events listed from a to f.

2.4.2. Occurrence of aeolian snow transport events

First we compare the observed and simulated aeolian snow transport events in terms of occurrence. The timing of events at D17 and D47 detected by the 2G-FlowCaptTM sensor measuring snow particle impacts in the first meter above the surface was correctly simulated by the model except between January 12 and January 19 (Fig. 2.3). For this period, the field reports mentioned that drifting snow at D17 was limited to less than 1 m above the surface. The same observation was made at D47 as the 2G-FlowCaptTM installed from 1 to 2 m above the surface measured negligible snow mass fluxes (Fig. 2.3). Indeed, MAR failed to reproduce aeolian snow transport events when the maximum particle height was less than 1 m above the surface (Fig. 2.3). The coarse vertical resolution of the first layers of the MAR (2 m) may explain part of this discrepancy, but corrections of fluxes made with the Equation 2.9 should partly account for this aspect. The prevention of erosion in the model may, thus, be related to processes involving snowpack properties and/or friction conditions at the surface. This assumption can be investigated by analyzing both modeled friction and threshold friction velocities.

Like for z_0 , friction and threshold friction velocities were only compared with observations at D17 using the same determination procedure. The 95% confidence limit of each u_* was calculated to account for statistical errors associated with the logarithmic profile (Wilkinson 1984). The lowest 2G-FlowCaptTM was in contact with the ground and allowed the detection of aeolian snow transport events: u_{*t} was computed as the u_* value as soon as the observed flux value exceeded $0.001 \text{ g m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. This calculation is only valid without snowfall occurrence. Indeed, when snow falls during windy conditions, the sensor detects the presence of airborne snow particles but does not distinguish between precipitating snowflakes and snow grains that were eroded from the surface by the wind. Accounting for situation with snowfall occurrence would introduce a bias in the u_{*t} values since the detection of an aeolian snow transport event by the 2G-FlowCaptTM is not necessarily associated with erosion of snow. Therefore, for an accurate evaluation of u_{*t} , snowfall events need to be removed from the data. For this purpose, we used the ERA-interim reanalysis from the European Center for Medium-range Weather Forecast, which appears to be the most appropriate support for estimating precipitation rates in the study area (Palermé et al. 2014). According to the ERA-interim data, the longest period without precipitation was between January 12 and January 19. During this period, six transport events were identified and six threshold friction velocities were determined (Fig. 2.4) from observations. Nevertheless, MAR did not simulate any aeolian snow transport event during the

entire period. As shown in Figure 2.4, the simulated u_* is lower than the observed one, while the simulated u_{*t} is overestimated and higher than the simulated u_* . This results in the absence of drifting snow in the simulation of this period. Note the decrease in the simulated u_{*t} in response to the light snowfall that occurred around January 12 (Fig. 2.4).

Except for cases of drifting snow presented in the previous paragraph, the 2G-FlowCaptTM sensors recorded four aeolian snow transport events, which, this time, were simulated by the MAR. Model behavior can be assessed by comparing the relation between aeolian snow mass fluxes versus wind speed for the four strongest events that occurred in January 2011. It is well known that, at a given height, for a given set of snow particles (i.e., a constant threshold friction velocity value), the amount of snow being transported by the wind can be approximated by a power law of the wind speed (Radok 1977; Mann et al. 2000). This is clearly depicted in Figure 5 for events n°2, 3 and 4. However, observations show that the occurrence of precipitation may impact this basic relationship, and may explain part of the difference between model and observations (see events n°2 and 4). Indeed, unlike the others, the first event was characterized by a hysteresis effect (Fig. 2.5, upper left panel). A similar case was reported by Gordon et al. (2010), who linked this phenomenon to the occurrence of snowfall. This may be justified assuming a 3-stage process of the snow mass flux–wind speed relationship according to changes in u_{*t} over time: 1) the first stage describes the initiation of the blowing snow event associated with the onset of strong winds: the aeolian snow mass flux increases with wind speed according to the theoretical power law described by Radok (1977), which suggests that u_{*t} stays roughly unchanged; 2) the second stage is characterized by the relative constancy of the wind speed around 17-18 m s⁻¹ while the aeolian snow mass flux decreases gradually, probably in response to a progressive increase in u_{*t} (caused by the exhaustion of easily erodible snow or the exposure of a harder layer); 3) finally, Era-interim estimates predict the occurrence of substantial precipitation amounts leading the same wind speed to be associated with higher aeolian snow mass fluxes than during the two previous stages: precipitating snow particles and subsequently loosened snow particles are added to the previous set of airborne particles which originate from the surface, and are responsible for a considerable decrease in u_{*t} below the value estimated in the first stage. Then, as the wind weakens, the snow mass flux decreases to negligible values, and the event ends.

Despite the good quality of ERA-Interim precipitation data, we suspect that both modeled occurrences and amounts may differ from observations. The modeled u_{*t} and horizontal snow transport include biases caused by inaccurately modeled occurrences, which may partly justify that modeled amounts of blowing snow do not exactly fit with a perfect power law of wind

speed. Given the previous analysis, the snow mass flux-wind speed relationship is well represented by MAR, suggesting that the model reproduced correctly the underlying processes. The influence of snowfall is also evidenced by the model outputs, showing that the largest simulated snow mass fluxes ($\sim 90\text{--}100 \text{ g m}^{-2} \text{ s}^{-1}$) occur at a wind speed of around 13 m s^{-1} , although the model simulates stronger wind speeds. The second and fourth events (Fig. 2.5, right panels) are particularly concerned. This reflects the decrease in u_{*t} associated with the heavy snowfall events simulated at that time.

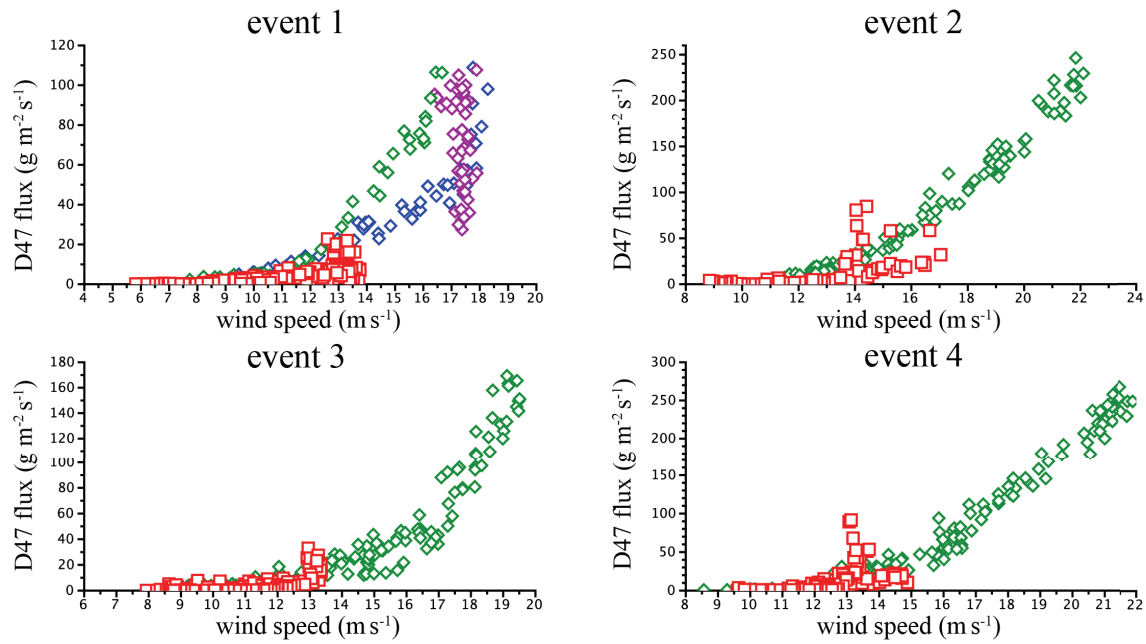


Figure 2.5 - Observed (diamonds) and simulated (red squares) snow mass fluxes from 0 to 2 m versus the observed (and simulated respectively) wind speed at 2 m in January 2011 for the four strong aeolian snow transport events recorded at D47. Event 1 lasted from the 7th to the 10th, event 2 from the 21st to the 22nd, event 3 from the 24th to the 26th and event 4 from the 27th to the 29th. For the first event, the observed snow mass fluxes are decomposed in time between a first (blue), an intermediate (purple) and a final relationship (green).

2.4.3. Aeolian snow mass fluxes

Next, we compare the measured aeolian snow mass fluxes and relative humidity with the model outputs in Figure 2.6. The evaluation is based only on the AWSS at D47, since this station, unlike D17, provides information on the snow mass fluxes from 0 to 2 m agl., allowing a comparison with the first level of the model. As mentioned above, MAR only simulated aeolian snow transport events at D47 when the maximum particle height was above 1 m. Even in these cases, MAR consistently underestimated the aeolian snow mass fluxes measured by the 2G-FlowCaptTM. The modeled underestimation is even higher knowing that the 2G-FlowCaptTM sensor already underestimates actual snow mass flux (Trouvilliez et al. 2015). An important

negative bias between observed and simulated relative humidity appeared, even when the model correctly simulated the timing of the aeolian snow transport events (Fig. 2.6). This underestimation may result from the underestimation of the sublimation of the blown snow particles, linked to the underestimation of the concentration of blown snow particles in the lower model layer.

Overall, simulated aeolian snow mass fluxes were twice lower than those provided by the 2G-FlowCaptTM sensors for equal wind speed values except during snowfall events. The model also failed to reproduce strong aeolian snow transport events with wind speeds above 13 m s^{-1} and snow mass fluxes in excess of $100 \text{ g m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. As a result, the simulated horizontal snow transport through the first two meters agl. at D47 in January 2011 was underestimated by roughly a factor 10 compared to observations: the model calculated $5\,768 \text{ kg m}^{-2}$ while the 2G-FlowCaptTM measured $67\,509 \text{ kg m}^{-2}$.

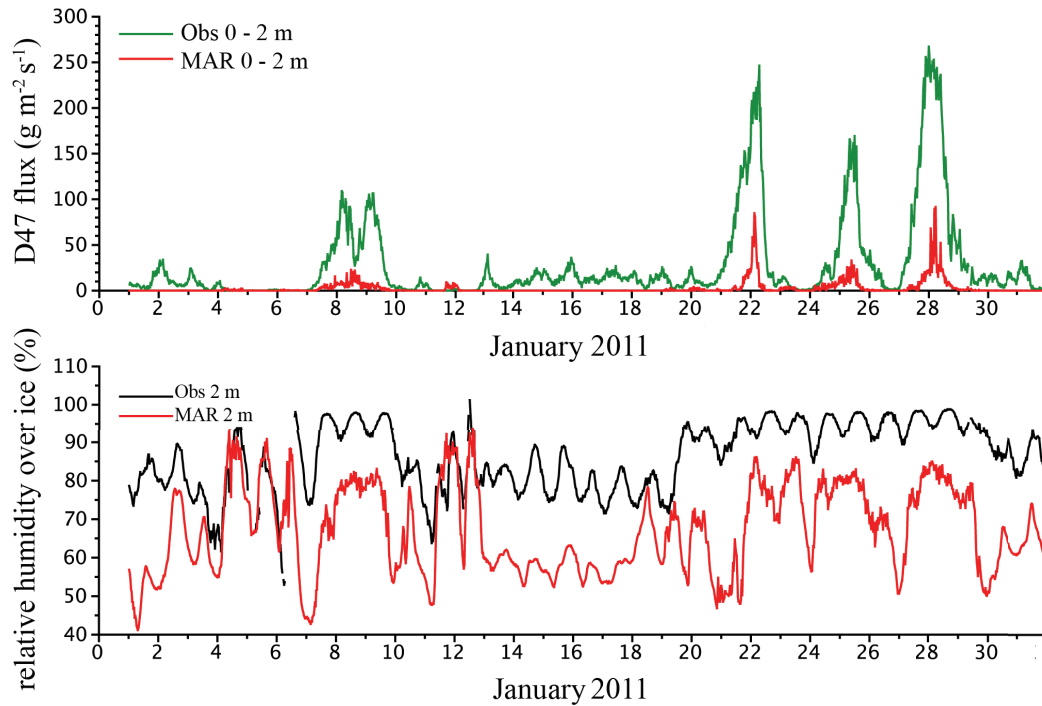


Figure 2.6 - Top: Observed (green) and simulated (red) snow mass fluxes from 0 to 2 m. Bottom: observed (black) and simulated (red) relative humidity 2 m above the surface.

2.4.4. Model sensitivity to roughness length for momentum

Since wind speed is the most important force behind snow erosion (Gallée et al. 2013), we performed a sensitivity test to see whether lower z_0 was giving more accurate modeled wind speed values. We tuned the model with different z_0 values to assess wind speed relationship with z_0 . According to theory, the higher the wind speed, the higher the snow mass fluxes. As a

consequence, larger relative humidity was modeled close to the surface with lower z_0 . This resulted from sublimation of additional wind-borne snow particles in the lowest levels of the model. The model evaluation was performed with wind speed values measured at D47 over the entire study period. Results for various median z_0 values are summarized in Table 2. The best results were obtained for a reduction of z_0 by a factor 30 (i.e., a median z_0 value of 10^{-4} m) over the simulated period at D47. The corresponding statistical efficiency for wind speed reached 0.89, while the efficiencies of the snow mass flux and relative humidity both became positive. The resulting local snow transport was still underestimated but only by about one third of the observed value. Nevertheless, reducing z_0 did not enable the reproduction of the small drifting snow events that occurred between January 12 and January 19, suggesting that part of the processes leading to surface state evolution is not fully reproduced by the MAR. Therefore, further improvements are still necessary.

Calibrated z_0 (median value, 10^{-3} m)	Wind Speed	Snow Mass Flux	Relative Humidity
3	0.37	-0.06	-4.77
0.5	0.8	0.2	-0.14
0.2	0.86	0.26	-0.01
0.1	0.89	0.32	0.16

Table 2 - Comparison of Nash tests for wind speed, aeolian snow mass flux and relative humidity at D47 for various median values of z_0 .

2.5. Discussion

The original calibration of z_0 (Gallée et al. 2013) produced satisfactory results for modeled wind speed at D17, but the same good behavior was not reproduced at D47, another measurement point located 100 km away. We showed that a one-order decrease in the magnitude of z_0 significantly improved the simulation quality at D47, but we cannot affirm that this modification gives a more relevant z_0 for this site. In other words, obtaining a better representation of the evaluated variables did not make modeled z_0 agree with observed z_0 or that the processes governing its behavior were correctly modeled. This may result from error compensations.

Nevertheless, this suggests that z_0 may vary regionally. In particular, D17 and D47 are located on either side of the dry-snow line, and the temperature regime at the two locations is sufficiently contrasted to explain differences in snowpack properties such as internal cohesion,

density or aerodynamic resistance, which are involved in different types of feedback between z_0 and snow transport by the wind. In this case, distributed modeling should account for spatial variations of z_0 to allow a consistent representation of the aeolian snow mass fluxes. Smeets and van den Broeke (2008) showed that z_0 can vary from 2 to 3 orders of magnitude during the ablation season between coastal and inland locations situated on either side of the equilibrium line of West-Greenland. Consequences on wind speed and aeolian snow mass fluxes would be important, as demonstrated at D17, where the agreement between modeled and observed wind speed was significantly reduced assuming a lower z_0 value. Indeed, the modeled wind speed bias increased from -1 to +1.5 m s⁻¹ for the entire simulated period when z_0 was changed from $3.2 \cdot 10^{-3}$ m to $0.2 \cdot 10^{-3}$ m. Further investigations of z_0 and its linkages with snow transport by the wind in Adélie Land are thus required.

Using the original calibration, the simulated horizontal snow transport in the first two meters above the surface at site D47 in January 2011 was about ten times lower than the observed value. This difference could be mainly explained by overestimation of the modeled z_0 and subsequent underestimation of the wind speed. The drag partition dictating the form drag in the MAR is currently parameterized with a qualitative formulation (Gallée et al. 2013) adapted from the work of Marticorena and Bergametti (1995) on atmospheric dust cycle and Andreas and Claffey (1995) on sea ice in the Weddell Sea. Validity of this formulation should be reassessed given the differences in surface drag properties between desert-like surfaces, coastal margins of Adélie Land and sea ice. Indeed, unlike roughness elements such as rocks and vegetation, sastrugi are erodible roughness features who can adjust their profile to the main (erosive) wind. The severe katabatic wind regime characterizing the slopes of Adélie Land may promote aerodynamical adjustment of the snow surface. Thus, the form drag is likely lower than for sea ice, which experiences much lower wind speeds. In particular, overestimation of z_0 in the simulation resulted in a deficit of shear stress available for snow erosion, thus leading to underestimation of the modeled snow mass fluxes. As form drag is the main contributor to surface transfer of momentum over rough snow/ice fields (Jackson and Carroll 1978; Andreas 1995; Smeets and van den Broeke 2008), a more sophisticated representation of z_0 that accounts for potential spatial and temporal variations in the form drag in the model is needed.

2.6. Conclusion

The regional climate model MAR, which includes a coupled snowpack/aeolian snow transport parameterization was run at a fine spatial resolution (5 km horizontally and 2 m vertically) for a period of one summer month in coastal Adélie Land, East Antarctica. The study reported here is a step forward in the model evaluation of the aeolian transport of snow. The study by Gallée et al. (2013) focused on checking that the MAR was able to reproduce drifting snow occurrences in January 2010 at one near-coastline location (D3, ~5 km from the coast) in Adélie Land. In this paper, using the same model set-up, we present a quantitative evaluation of the aeolian erosion process in the same region, by comparing model outputs with 1) observed aeolian snow mass fluxes and relative humidity at D47 (~100 km from the coast) in January 2011, and 2) observed friction velocity and threshold friction velocity for snow transport over a 7-day period without precipitation in January 2011 at D17 (located ~10 km from the coast). This comparison highlighted the model qualities and discrepancies. Firstly, wind speed variations were accurately represented by the MAR although the model underestimated the wind maxima at D17 and more generally the wind speed at D47. This underestimation may be justified by an incomplete representation of z_0 and by the use of a turbulent scheme based on the small eddies concept. Secondly, the occurrence of the aeolian snow transport events was well reproduced except for events when the maximum particle height was less than 1 m above the surface. This probably results from a combination of underestimation of the friction velocity, overestimation of the threshold friction velocity and the too-coarse vertical resolution (2 m) of the MAR near the surface. Thirdly, at the same wind speed, modeled snow mass fluxes were twice lower than those measured by the 2G-FlowCaptTM sensor, while it is known that this sensor already underestimates the snow mass fluxes of aeolian snow transport. Finally, the model underestimated the large snow mass fluxes ($>100 \text{ g m}^{-2} \text{ s}^{-1}$) and the associated strong winds ($>13 \text{ m s}^{-1}$). Comparison with measurements from 2G-FlowCaptTM sensors at D47 revealed that the model underestimates the horizontal snow transport over the first two meters above the ground by a factor 10. Our results show that using the original set-up of Gallée et al. (2013), MAR would significantly underestimate the contribution of aeolian snow transport to the ASMB. For that reason, new observations are currently underway to better assess the contribution of the form drag to z_0 in coastal Adélie Land and to develop a more robust calibration process for z_0 .

Acknowledgements This comparison would not have been possible without the financial support of the European program FP-7 ICE2SEA, grant no. 226375, and the financial and logistical support of the French polar institute IPEV (program CALVA-1013). Additional support by INSU through the LEFE/CLAPA project and OSUG through the CENACLAM/GLACIOCLIM observatory is also acknowledged. The MAR simulations were run on CNRS/IDRIS and Université Joseph Fourier CIMENT computers. We would like to thank all the on-site personnel in Dumont d'Urville and Cap Prud'homme for providing precious help in the field, and the two anonym reviewers for their constructive remarks that help to improve the manuscript considerably.

3. L'ajustement aérodynamique des sastrugi : implications pour l'érosion et la rugosité

D'après :

Amory, C., Naaim-Bouvet, F., Gallée, H., and Vignon, E., 2016. Brief communication: Two well-marked cases of aerodynamic adjustment of sastrugi. *The Cryosphere*, 10, 1-8.

Abstract In polar regions, sastrugi are a direct manifestation of drifting snow and form the main surface roughness elements. In turn, sastrugi alter the generation of atmospheric turbulence and thus modify the wind field and the aeolian snow mass fluxes. Little attention has been paid to these feedback processes, mainly because of experimental difficulties. As a result, most polar atmospheric models currently ignore sastrugi over snow-covered regions. This paper aims at quantifying the potential influence of sastrugi on the local wind field and on snow erosion over a sastrugi-covered snowfield in coastal Adélie Land, East Antarctica. We focus on two erosion events during which sastrugi responses to shifts in wind direction have been interpreted from temporal variations in drag and aeolian snow mass flux measurements during austral winter 2013. Using this dataset, it is shown that (i) neutral stability, 10-m drag coefficient (C_{DN10}) values are in the range of $1.3-1.5 \times 10^{-3}$ when the wind is well aligned with the sastrugi, (ii) as the wind shifts by only $20-30^\circ$ away from the streamlined direction, C_{DN10} increases (by 30-120%) and the aeolian snow mass flux decreases (by 30-80%), thereby reflecting the growing contribution of the sastrugi form drag to the total surface drag and its inhibiting effect on snow erosion, (iii) the timescale of sastrugi aerodynamic adjustment can be as short as 3 h for friction velocities greater than 1 m s^{-1} and during strong drifting snow conditions, and (iv) knowing C_{DN10} is not sufficient to estimate the snow erosion flux that results from drag partitioning at the surface because C_{DN10} includes the contribution of the sastrugi form drag.

3.1. Introduction

In polar regions, sastrugi are a direct manifestation of drifting snow. Sastrugi are elongated ridges of wind-packed snow 1 to 2 meters in length whose longitudinal axis is parallel to the prevailing wind at the time of their formation. These erosional surface roughness features are very widespread over the Antarctic ice sheet (Kotlyakov 1961) where they can be major determinants of surface roughness (Jackson and Carroll 1978; Inoue 1989; Andreas 1995; Andreas and Claffey 1995). Sastrugi orientations have been recognized as useful indicators of the Antarctic near-surface wind direction (Mather 1962, 1969; Mather and Miller 1966; Rémy et al. 1992; Long and Drinkwater 2000) in agreement with continent-scale modeling studies (Parish and Bromwich 1987, 2007; Van Lipzig et al., 2004).

The development of sastrugi depends on the ability of snow to be eroded and thus on the threshold velocity needed to lift snow particles from the surface. In the literature, aeolian erosion thresholds have been reported to vary over a wide range of values depending on temperature and diverse properties of surface snow. From observations in Antarctica, Mellor (1965) reported that 10-m wind speeds of 3 to 8 m s⁻¹ are strong enough to cause aerodynamic entrainment of loose, unbounded snow, whereas winds exceeding 30 m s⁻¹ are needed to erode snow consolidated by the freeze-thaw process. Budd et al. (1966) suggested a high threshold wind speed (14 m s⁻¹) was needed to trigger snow transport in the cold environment of Byrd station. Schmidt (1980) reported that the cohesion of the snow surface determines the threshold speed required for snow erosion to occur. Schmidt (1980) also showed that the threshold wind speed increases with the time since snow deposition, and that this increase slows with time and is slower at lower temperatures. Pomeroy et al. (1993) identified significantly lower thresholds for fresh, loose, dry snow than for older, wind hardened, dense or wet snow. Ôura et al. (1967) and, later on, Li and Pomeroy (1997) discussed the major role of temperature in surface erodibility (i.e. the potential of a surface to be eroded; Shao 2008) and showed an empirical but generally positive correlation between wind speed and air temperature. All studies suggest that the physical properties of the snow play a major role in the formation of sastrugi.

Sastrugi contribute to the drag exerted on the atmosphere over the snow surface and enhance interactions at the air-snow interface compared to over a smooth snow surface. Rougher snow surfaces favor the generation of turbulence in the near surface air stream that is likely to further increase the wind driven snow mass flux (Das et al. 2013). On the other hand, sastrugi are responsible for a loss of wind momentum through pressure fluctuation gradients in their immediate vicinity (sastrugi form drag) that directly reduces the energy budget available for

erosion of snow. Little attention has been paid to these feedback processes, mainly because of experimental difficulties. As a result, most polar atmospheric models ignore sastrugi over snow-covered regions. The attenuating effect on snow erosion is taken into account in the coupled atmosphere-snowpack-aeolian snow transport model MAR (Galleé et al. 2013) and is currently parameterized as in Marticorena and Bergametti (1995) for non-erodible roughness elements. By comparing observed and simulated aeolian snow mass fluxes over Adélie Land using MAR, Amory et al. (2015a) showed that in the model, erosion efficiency is highly sensitive to the parameterization of surface roughness, and underlined the need for observational characterization of interactions between wind-induced roughness features and aeolian transport of snow.

Some authors have shown that the sastrugi form drag actually depends on how the wind is oriented with respect to the main sastrugi axis. Based on measurements of wind speed and temperature profile in the atmospheric surface layer at the South Pole, Jackson and Carroll (1978) reported that sastrugi form drag was essentially absent when the wind was perfectly aligned with the sastrugi up to a height of 50 cm. As the wind rotated, sastrugi form drag increased, to reach maximum when the wind direction was perpendicular to the prior sastrugi pattern. These authors developed an idealized single sastruga model from Lettau's (1969) findings to reproduce their observations. Using another analytical sastruga model adapted from Raupach (1992), Andreas (1995) also found a minimum and a maximum drag for wind directions respectively parallel and perpendicular to the sastruga longitudinal axis. However, these modeling efforts were undertaken without accounting for the erodible character of sastrugi or for their possible reorganization when realigning with persistent (erosive) winds blowing transversally to their elongated sidewalls. If the crosswise flow continues from a relatively constant direction thereby allowing sufficient shear stress to dislodge snow surface particles, sastrugi can adjust aerodynamically; transversal sastrugi are eroded, and new streamlined sastrugi form parallel to the mean wind (Andreas and Claffey 1995). This results in a gradual decrease in the contribution of the sastrugi to the total surface drag, and hence in an increase in erosion efficiency. Andreas and Claffey (1995) reported that the timescale for this streamlining process on Weddell Sea ice in winter was about half a day with $6\text{--}8\text{ m s}^{-1}$ winds, but might be shorter if the winds are stronger. To date, no observational study has provided quantitative insight into the potential effect of erodible roughness elements of the snow surface on snow erosion.

Quantifying the variable influence of sastrugi on the local wind field and associated surface

drag could improve parameterization of surface roughness and erosion in polar atmospheric models that currently ignore sastrugi. The present paper focuses on two erosion events during which sastrugi responses to shifts in wind direction have been interpreted from temporal variations in both measured drag and aeolian snow mass flux in coastal Adélie Land during austral winter 2013.

3.2. Data and method

3.2.1. Field area

Site D17 (66.7°S, 139.9°E; ~450 m asl.) is located about 10 km inland in a coastal accumulation zone of Adélie Land (Agosta et al. 2012), roughly 15 km southwest of the permanent French station Dumont d'Urville (Fig. 3.1). An annual temperature of -10.8 °C and a mean wind of around 10 m s⁻¹ have been reported at Dumont d'Urville station (König-Langlo et al. 1998). The measurement area consists in a gently sloping snowfield with a long unobstructed upstream fetch several hundred kilometers over a uniform snow surface. Local topographic channeling acts together with the Coriolis force to produce southeasterly flows all year round that result either from pure katabatic or combined katabatic-synoptic forcings (Parish et al. 1993, Naithani et al. 2001).

Site D17 is visited only during summer (December to February), when the presence of sastrugi is often reported. Frequent strong winds combined with the permanent snow surface lead to frequent aeolian snow transport events (Trouvilliez et al. 2014), thereby favoring aerodynamic adjustment of the snow surface. This results in a net south-southeast orientation of the sastrugi (Fig. 3.2).

3.2.2. Instrumentation

The measurement structure deployed at site D17 is a 7-m high meteorological mast. Wind speed, relative humidity and air temperature are recorded along the mast at 6 logarithmically spaced intervals between 0.8 and 7 m above the snow surface using Vector A100LK cup anemometers and HMP45A thermo-hygrometers installed in naturally ventilated MET21 radiation shields. The anemometers are mounted on roughly 1-m long booms pointing southeastward. Wind direction was only sampled at the upper level by a Vector W200P wind vane. Surface level variations were measured by a Campbell SR50A acoustic depth gauge. Information on drifting snow was obtained from a second-generation acoustic FlowCapt™

device that was set up vertically close to the ground to allow detection of the beginning of aeolian snow transport events. The sensor is a 1-m long tube that converts the acoustic pressure caused by snow particles impacting the tube into an aeolian snow mass flux integrated over the length of the tube. The second-generation FlowCapt™ was evaluated in the French Alps by Trouvilliez et al. (2015). The authors reported that the instrument underestimates the aeolian snow mass flux compared to a reference optical sensor (Snow Particle Counter; Sato et al. 1993), especially during snowfall. Nevertheless, the equivocal behavior of the second-generation FlowCapt™ does not affect its ability to accurately detect the occurrence of aeolian snow transport. Data were sampled at 15 s intervals, averaged to half-hourly means and stored in a Campbell CR3000 datalogger.

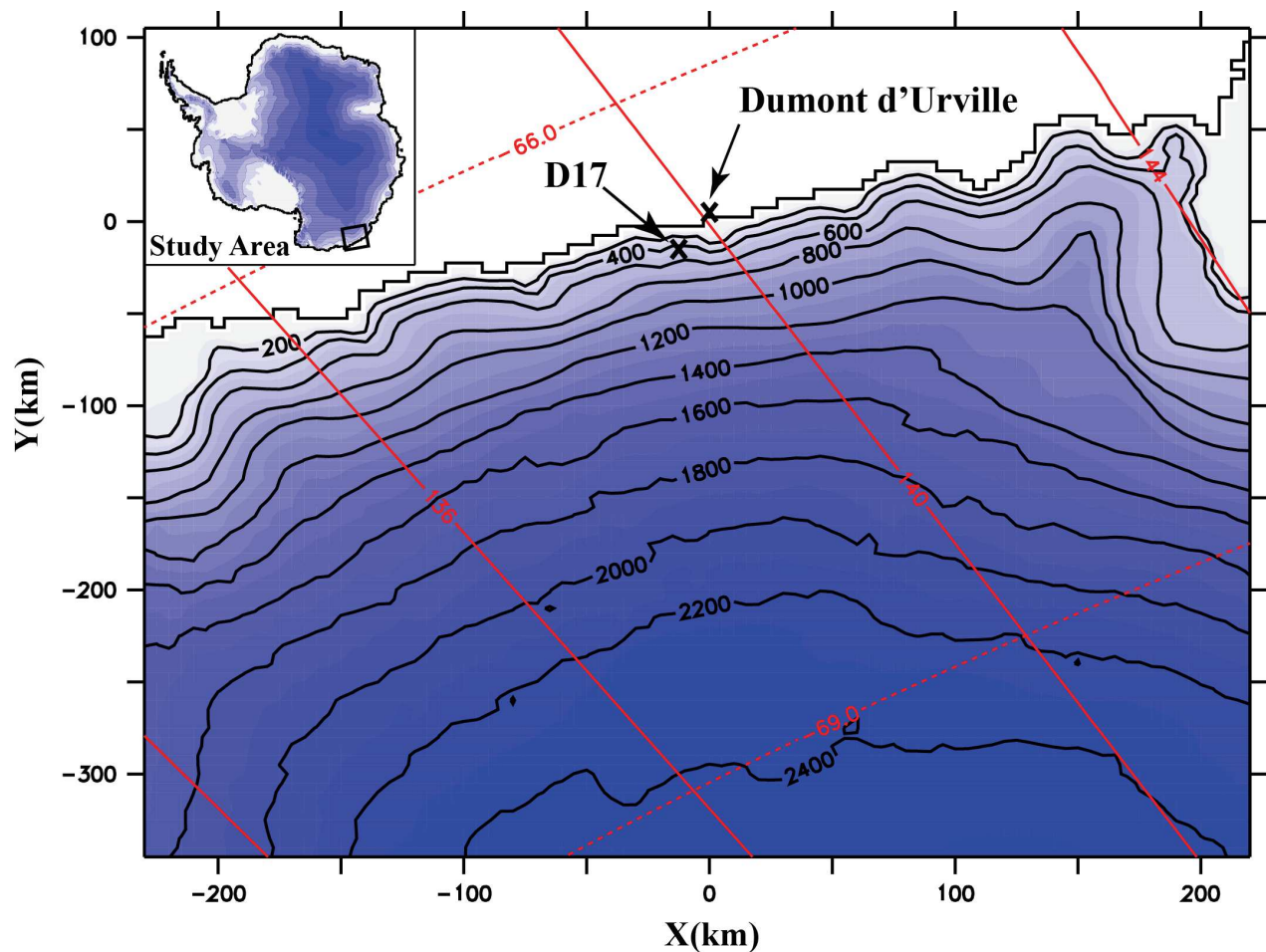


Figure 3.1 - Map of Adélie Land showing the location of Dumont d'Urville station and measurement site D17. Contour lines are in meters.

3.2.3. The 10-m drag coefficient in near-neutral conditions

Computing the drag coefficient (C_D) is a convenient way to estimate the local drag exerted by the surface on the overlying air. C_D can be computed by measuring the vertical wind speed

gradient (profile method) under near-neutral conditions following the Monin-Obukhov similarity theory. Assuming stationarity and horizontal homogeneity when the atmospheric surface layer is statically neutral, the wind speed profile is logarithmic and can be written as

$$U(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (3.1)$$

where $U(z)$ is the average wind speed as a function of height z , κ is the von Kármán constant (taken as 0.4), z_0 is the aerodynamic roughness length, and u_* the friction velocity describing the wind shear at the surface, related to the vertical momentum flux at the surface (τ ; also known as Reynolds shear stress)

$$\tau = \rho u_*^2 = -\rho \overline{uw} = \rho C_{DNz} U_z^2 \quad (3.2)$$

where ρ is the air density, u and w are fluctuations in the longitudinal and vertical turbulent velocity, and C_{DNz} and U_z are the neutral-stability drag coefficient and the average wind speed at height z . The overbar stands for a time average. C_{DN} is usually discussed at a standard reference height of 10 m (C_{DN10}). From (2) and (3), we deduced the following

$$C_{DN10} = \left[\kappa / \ln\left(\frac{10}{z_0}\right) \right]^2 \quad (3.3)$$

with z_0 expressed in meters. Here C_{DN10} and z_0 are two equivalent quantities for evaluating the momentum exchange at the air-snow interface that results from the integrated (in space and time) turbulent drag caused by the roughness elements.

The wind profiles used to compute C_{DN10} were selected following a strict procedure. After discarding icing or malfunctioning cases and half-hourly runs for which a rare (northwesterly) flow was likely to be disturbed by the measurement structure, stationary conditions were selected by requiring that temperature changes between two consecutive half-hourly runs not exceed 0.3 K, as suggested by Joffre (1982). Near-neutral conditions were then selected requiring $U > 5 \text{ m s}^{-1}$ and an absolute value of the bulk Richardson number below 10^{-2} . The last selection criterion was applied following a suggestion by Andreas and Claffey (1995) that demands

$$\frac{\sum_{i=1}^6 [U(z_i) - (u_*/\kappa) \ln(z_i/z_0)]^2}{u_*^2} \leq \varepsilon \quad (3.4)$$

where ε is an empirical constant determined from visual inspection of the observed wind speed profiles. Here it was set to 0.15. Wind profiles that survived this filtering process were fitted (1) using a least-square log-linear regression technique, and u_* and z_0 deduced from the regression coefficients. All of them yielded a correlation coefficient (r^2) larger than 0.99. The 80% confidence limits of each calculated C_{DN10} value were determined following the statistical method proposed by Wilkinson (1984). The highest uncertainty bounds deduced from these confidence limits reached $\pm 14\%$.



Figure 3.2 - Photograph of the snow surface at D17 in January 2014. The arrow indicates the mean direction of the wind episode that led to the formation of the sastrugi.

3.3. Results

The two erosion events depicted in Figure 3.3 occurred respectively in March (left panels) and October (right panels), 2013, during fairly constant wind direction conditions, which persisted after a wind shift of a few tens of degrees. Such a constancy in wind direction, necessary for the following demonstration, is very rare. Combined to the strict selection procedure, only two cases were exploitable in this context. The 2-m wind speed, wind direction, profiled-derived C_{DN10} values and aeolian snow mass flux recovered by the second-generation FlowCapt™ sensor are shown in Figure 3.3. As the friction velocity is the actual dynamic quantity involved in aerodynamic entrainment of surface snow particles (Gallée et al. 2001), it is also plotted on the graph. The two events are split into three parts, before (A_i), during (B_i) and after (C_i) the shift in wind direction. The occurrence of precipitation may affect the detection of erosion events because the FlowCapt™ sensor does not distinguish between eroded (saltating particles and/or suspended particles of snow) and precipitating snow particles. No visual observation of precipitation from the nearby Dumont d'Urville station were available for the period concerned. Moreover, as Adélie Land is very prone to aeolian transport of snow Trouvilliez et al. (2014), these observations, if performed, are limited by the inability to discriminate between actual precipitation and pure drifting snow. Here we used the operational analyses of the European Center for Medium-Range Weather Forecasts (horizontal resolution of ~ 16 km) to evaluate the occurrence of precipitation at our measurement site. We assumed that both events were pure erosion events after finding negligible precipitation rates for the fully continental grid point including D17.

At the beginning of Julian day (JD) 87 (part A_1), the wind direction was around 140° , the friction velocity was above the erosion threshold with a related aeolian snow mass flux of $100 \text{ g m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, and C_{DN10} was near 1.5×10^{-3} . At the end of JD 87 (part B_1), the wind rotated toward 160° while C_{DN10} increased to nearly 3.3×10^{-3} , i.e. by 120%, in response to a wind shift of only 20° . As assumed in Jackson and Carroll (1978) and Andreas and Claffey (1995), it is likely that as the wind turned, it was deflected from the mean sastrugi axis, thereby encountering a rougher surface. As a result, C_{DN10} soared, reflecting the growing contribution of the sastrugi form drag to the vertical momentum flux at the surface, and hence to the total surface drag.

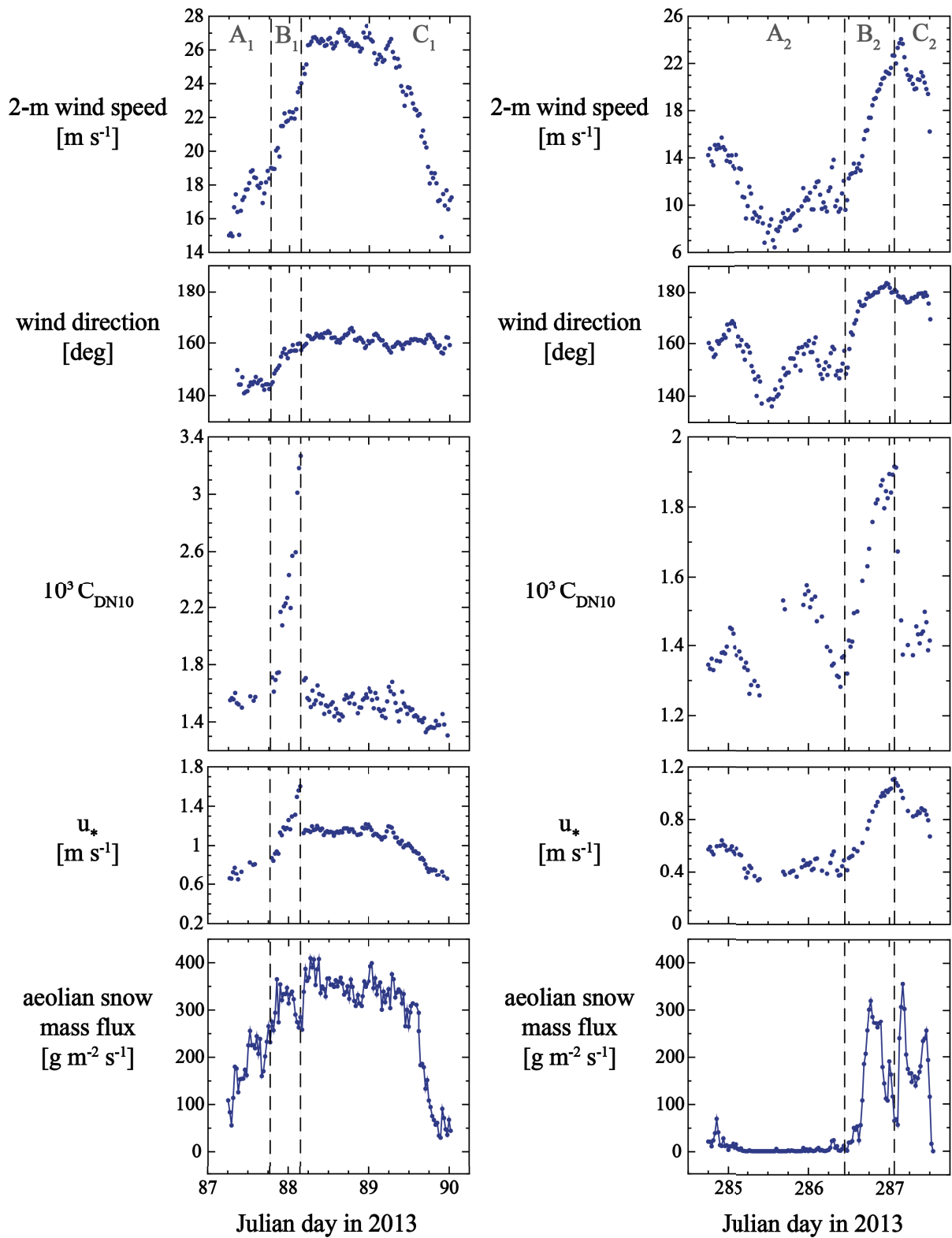


Figure 3.3 - Two erosion events showing sastrugi responses to shifts in wind direction. Note the different vertical scales between right and left panels concerning measured 2-m wind speed and profile-derived C_{DN10} and u_* values. The aeolian snow mass fluxes come from the second-generation FlowCapt™ sensor set up from 0 to 1 m above the snow surface. In both cases, the event is split into three parts, respectively before (A_i), during (B_i) and after (C_i) the wind shift.

Within the same time frame, the measured aeolian snow mass flux fell by $\sim 30\%$ from 365 to $260 \text{ g m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, despite increasing friction velocity (wind speed) from 0.7 to 1.6 (18 to 24) m s^{-1} . Then, until the end of the event (part C_1), the wind direction remained centered about 160° . From 0330 UT to 0630 UT on JD 88, $C_{\text{DN}10}$ fell back to 1.5×10^{-3} as high winds presumably streamlined the surface. In other words, $C_{\text{DN}10}$ was reduced by $\sim 50\%$ in only 3 hours. As $C_{\text{DN}10}$ decreased, the aeolian snow mass flux again rose above $400 \text{ g m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. The erosion event lasted through JD 90 when u_* (wind speed) dropped to 0.7 (15) m s^{-1} , causing a significant decrease in the aeolian snow mass flux. After nearly 48 hours of persistent erosive winds, $C_{\text{DN}10}$ was as low as 1.3×10^{-3} .

During the two days that preceded the second erosion event (part A_2), the wind direction was within $\pm 10^\circ$ of 150° , the friction velocity was generally not strong enough to erode the snow surface, and $C_{\text{DN}10}$ was between $1.3 - 1.6 \times 10^{-3}$. $C_{\text{DN}10}$ and wind direction were strongly correlated during this period, with the lowest drag coefficients occurring for a wind direction of around 140° , suggesting that this was the sastrugi alignment before erosion started and the wind changed direction. Then, the same situation depicted in the left panels of Figure 3.3 occurred again. At mid-JD 286 (part B_2), u_* increased beyond the erosion threshold as the wind rotated from 150° to 180° . Consequently, $C_{\text{DN}10}$ increased to 1.9×10^{-3} . The aeolian snow mass flux dropped simultaneously from 320 to $55 \text{ g m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ under increasing friction velocity. That is, for a $\sim 30\%$ increase in $C_{\text{DN}10}$ as the result of a wind deflection of 30° , the aeolian snow mass flux decreased by $\sim 80\%$. Together with the first case of erosion, this illustrates how the form drag exerted by sastrugi can significantly affect snow erosion when the wind and sastrugi are not aligned (this effect is discussed later in the paper; see Section 4.4). Then (part C_2), the wind direction remained roughly unchanged until erosion ceased. Again, the rise in aeolian snow mass flux coincided with a decrease in $C_{\text{DN}10}$. After nearly 3 hours of winds above 20 m s^{-1} ($u_* > 0.9 \text{ m s}^{-1}$) from 180° , $C_{\text{DN}10}$ fell from 1.9×10^{-3} to 1.4×10^{-3} , i.e. decreased by $\sim 30\%$.

In summary, for friction velocities (wind speeds) around 1 (20) m s^{-1} and above, the sastrugi streamlining timescale can be as fast as 3 hours. For a windflow initially aligned with the sastrugi, a deviation of 20 - 30° from the streamlining direction has the potential to both increase $C_{\text{DN}10}$ by 30 - 120% and to significantly reduce (up to 80%) the aeolian snow mass flux, even under increasing friction velocity.

3.4. Discussion

At Ice Station Weddell, Andreas and Claffey (1995) measured a decrease in C_{DN10} of 20-30% in 12 hours with considerably weaker winds ($< 12 \text{ m s}^{-1}$) than those reported here. The observations reported in this paper show that this timescale can be 4 times faster for winds exceeding 20 m s^{-1} ($u_* > 1 \text{ m s}^{-1}$), and the associated decrease in C_{DN10} can reach 50%. Andreas and Claffey (1995) also proposed generic C_{DN10} values in the range $1.5\text{-}1.7 \times 10^{-3}$ when the wind is well aligned with the sastrugi, and around 2.5×10^{-3} when the wind is at an angle of 20° to the dominant orientation of the sastrugi. In both cases, the present results differ slightly from these values: C_{DN10} was more in the range $1.3\text{-}1.5 \times 10^{-3}$ for sastrugi-parallel winds, and increased to more than 3×10^{-3} with wind shifts of similar amplitude. For a given erosion threshold, the quantity of windborne snow increased with wind strength according to a power law (Radok 1977; Mann 2000). As sastrugi mainly form through snow erosion/deposition processes (Filhol and Sturm 2015), it is likely that under the strong wind (shear) conditions in Adélie Land, rougher snow surfaces develop, whose aerodynamic adjustment ability is greater than at the less windy Ice Station Weddell.

It can be argued that friction velocity also influences the value of C_{DN10} . It is true that changes in the wind during saltation are perceived by the flow as an increase in surface roughness due to the straight line extrapolations of the wind velocity on a log-linear plot from above the saltation layer down to $U=0$ (Anderson and Haff 1991; Bintanja 2001). Therefore, the saltation layer behaves as solid roughness. Owen (1964) suggested that the aerodynamic roughness length should scale as u_*^2/g , roughly the height to which saltating particles are ejected. He wrote

$$z_0 = \alpha \frac{u_*^2}{g} \quad (3.5)$$

with α a constant and g the gravitational acceleration. However, significant variations in C_{DN10} strongly correlated to the wind direction were observed during roughly constant friction velocity conditions and in the absence of drifting snow (Part A₂, Fig. 3.3). Moreover, aeolian snow mass flux peaks did not match C_{DN10} peaks for both erosion events. A simple order-of-magnitude calculation allows the assessment of Owen's relation during a period of drifting snow at our measurement site. From 06:00 UT on JD 88 to 06:00 UT on JD 89 during part C₁, the wind speed is around 27 m s^{-1} , drifting snow is active with an aeolian snow mass flux around $350 \text{ g m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, and u_* and C_{DN10} are about 1.1 m s^{-1} and 1.5×10^{-3} . According to Eq. (5), the

corresponding value for α is 2.7×10^{-3} . Using Eq. (5) with this value of α to predict the increase in z_0 during period B₁ when u_* reaches 1.7 m s^{-1} yields $z_0 = 7.8 \times 10^{-4} \text{ m}$, that is, $C_{DN10} = 1.79 \times 10^{-3}$. This last value is well below the observed one of 3.3×10^{-3} . Here the height of the saltation layer was probably not a major determinant of the roughness length, and the variability in C_{DN10} (or z_0) due to Owen's effect was presumably swamped by those due to sastrugi alignment. A single-parameter formulation for z_0 as (3.5) is therefore innately incomplete, a conclusion already reached by Raupach (1991) and Andreas and Claffey (1995).

During both erosion events, the FlowCapt™ sensor measured significant aeolian snow mass fluxes for 2-m wind speeds (u_*) of $10 (0.6) \text{ m s}^{-1}$ or above. As the wind (friction) velocity likely frequently exceeds this threshold on the coastal slopes of Adélie Land, the sastrugi alignment process might be also frequently active, depending on persistence of the wind. As explained in Section 4.1, this mechanism is probably also strongly controlled by the properties of the snow surface that determine the threshold shear stress required for erosion to begin rather than only the characteristics of the wind. Since the erosion flux is the integrated result of both the capacity of the wind to erode and carry snow, and snow surface erodibility, the sastrugi streamlining timescale presumably mostly depends on this specific quantity. The implication is that the drag coefficient must be strongly related to other factors including the current wind orientation and the history of the wind's interactions with the snow surface as well as past timescales and past temperatures of the snowpack.

On the other hand, the sastrugi streamlining timescale also appears to control snow erosion in the form of feedback by fixing the time during which the sastrugi form drag mainly contributes to total surface drag. With friction velocities above the snow erosion threshold, increasing u_* could be expected to result in an increase in erosion efficiency. However, in both cases, the observations showed a significant decrease in the aeolian snow mass flux in phase with an increase in the drag coefficient (Fig. 3.3, parts B). By analogy with measurements made in a water flume (Wiberg and Nelson 1992; Le Bouteiller and Venditti 2015), it can be considered that the flow and turbulence in the sastrugi region are the result of interaction between flow separation and wake formation, which can lead to a local Reynolds shear stress peak corresponding to flow separation. Above the region of influence of the wake, named outer region, the flow has adjusted to increased roughness and exhibited a logarithmic profile, as shown by the relative continuous time series of C_{DN10} and u_* despite the strict selection procedure (Fig. 3.3). Even if the shear stress of the outer flow (τ) is relatively easy to measure, it cannot be extrapolated to the snow bed. The averaged snow bed shear stress (also referred to as skin friction in the literature), which is the ultimate parameter for aeolian erosion (Li and

Shao 2003), varies depending on its position along the sastrugi field. In absence of direct measurements, it is necessary to link outer shear stress, sastrugi geometry, and skin friction to be able to estimate aeolian snow mass fluxes. This is quite important since the reduction of shear stress near the surface is crucial in limiting the growth of the mass flux (Groot Zwaafink et al., 2014). For erodible forms in riverbeds such as ripples, Smith and McLean (1977) and later Wiberg and Nelson (1992) developed a method for partitioning the outer shear stress. These authors considered that the averaged bed shear stress is equal to the difference between the outer shear stress and the drag-related stress produced as the flow is forced around the bedform – i.e., in the present case, the form drag induced by the sastrugi. As mentioned above, an increasing form drag can be expected, and hence a decrease in skin friction and in aeolian snow mass flux, when the wind direction gradually shifts away from the longitudinal axis of the sastrugi. Because C_{DN10} reflects the contribution of the sastrugi form drag, knowing the drag coefficient is not sufficient to estimate skin friction. A better knowledge of skin friction over a sastrugi field is also needed to improve aeolian snow mass flux parameterizations in aeolian erosion models. The measurements made in the present study showed that a considerable decrease (even 80%) of the aeolian snow mass flux can occur during the transitional regime during which the wind and sastrugi are not aligned (Fig. 3.3, parts B). But it should be also noted that the rapid aerodynamic adjustment of sastrugi (3 hours) will limit errors if the aeolian snow transport event considered is strong and sufficiently long.

3.5. Conclusion

An experimental meteorological dataset collected in coastal Adélie Land during austral winter 2013 was exploited to document surface turbulent fluxes of momentum and snow over an Antarctic sastrugi field. The main results of the analysis of two erosion events can be summarized as follows:

- C_{DN10} values were in the range of $1.3-1.5 \times 10^{-3}$ when the wind was well aligned with sastrugi and increased to 3×10^{-3} or higher with wind shifts of only $20-30^\circ$,
- As C_{DN10} increases, the aeolian snow mass may decrease (to 80%) in response to the wind shift in direction,
- the timescale for the aerodynamic adjustment of sastrugi can be as low as three hours for friction velocities of 1 m s^{-1} or above and during strong windborne snow conditions,

- because C_{DN10} includes the contribution of the sastrugi form drag, knowing C_{DN10} is not sufficient to estimate the erosion flux that results from drag partitioning at the surface.

These results support the existence of mechanisms linking aeolian particle transport and surface drag properties over (Antarctic) snow, as already demonstrated for other erodible natural surfaces (Marticorena and Bergametti 1995). In contrast with non-erodible roughness elements such as rocks or vegetation, these mechanisms involve the time needed for sastrugi to adjust to the main wind (3 hours in both erosion events), during which both the drag coefficient and the aeolian snow mass flux can be greatly modified. In comparison, Andreas and Claffey (1995) reported a longer timescale (12 hours) for the sastrugi to realign with weaker winds. Because lighter winds are supposed to be associated with lower erosion fluxes, it is suggested that the sastrugi streamlining timescale most likely depends on the snow erosion flux.

Real-time observations of the distribution (size, abundance, orientation) of the sastrugi would further advance understanding of the physical processes involved in the development of sastrugi and enable better characterization of sastrugi aerodynamic adjustment timescales. In addition, having a more accurate representation of the distribution of sastrugi would make small-scale modeling in a wind tunnel possible, in which case, it would be possible to realistically estimate shear stress partitioning. One possible way to monitor sastrugi would be to set up an automatic mini laser-scan. Such a device was developed in the framework of the MONISNOW research project (Picard and Arnaud, LGGE, personal communication) and has been operating daily at Dome C in Antarctica since the beginning of 2015. These complementary approaches are vital to improve parameterization schemes for aeolian snow transport models and general drag parameterizations for weather, climate and earth system models.

Acknowledgements This work would not have been possible without the financial and logistical support of the French Polar Institute IPEV (program CALVA-1013). The authors would like to thank all the on-site personnel in Dumont d'Urville and Cap Prud'homme for providing valuable help in the field, in particular Philippe Dordhain for electronic and technical support, as well as the two anonymous reviewers for their constructive remarks that helped to improve the manuscript considerably.

4. Variations saisonnières de la capacité d'ajustement aérodynamique des sastrugi

D'après :

Amory, C., Gallée, H., Naaim-Bouvet, F., Favier, V., Vignon, E., Picard, G., Trouvilliez, A., Piard, L., Genthon, C., and Bellot, H., 2015. Seasonal variations in drag coefficients over a sastrugi-covered snow field of costal East Antarctica. *Boundary Layer Meteorology*, submitted.

Abstract The neutral stability, air-snow drag coefficient at a reference height of 10 m, C_{DN10} , was computed from half-hourly wind speed profiles collected from December 2012 to December 2013 over a sastrugi-covered snowfield in coastal Adélie Land, East Antarctica, and analyzed together with meteorological conditions, snow accumulation, erosion thresholds and aeolian snow mass fluxes. We observed significant seasonal contrasts between high monthly median C_{DN10} values ($> 2 \times 10^{-3}$) in summer (December to February) and lower values ($\sim 1.5 \times 10^{-3}$) in winter (March to November). This was related to the temperature-dependence of the snow surface erodibility which influences the contribution of the sastrugi form drag to the total surface drag by governing the ability of the sastrugi to orient themselves to the prevalent wind direction. The analysis also suggests that substantial snowfall events can strongly decrease the surface roughness by burying preexisting sastrugi in absence of erosion. As a consequence, the assumption of a constant drag coefficient generally made in atmospheric models is inaccurate and lead to incorrect representation of the turbulent momentum exchange and wind fields at the snow surface.

4.1. Why studying aerodynamic roughness over sastrugi-covered snowfields?

4.1.1. Sastrugi modify wind profiles and aeolian snow mass fluxes

The surface of windy Antarctic snowfields is subject to aeolian erosion that shapes microrelief from small (i.e., decimeter to meter scale: ripples, pits, sastrugi, dunes) to large (i.e., decameter to kilometer scale: barchans, megadunes) in size (Lied 1963; Doumani 1967; Frezzotti et al. 2002, Picard et al. 2014, Filhol and Sturm 2015). Sastrugi are extremely common surface features in the Antarctic and cover most of the ice sheet (Kotlyakov 1961; Mellor 1965; Wendler and Kelley 1988). They are generally described as longitudinal snow ridges aligned parallel to the prevailing wind that carved them. The orientations of sastrugi have been used to deduce the direction of the time-averaged surface wind field over Antarctica (Mather and Miller 1966; Mather 1962, 1969; Rémy et al. 1992; Long and Drinkwater 2000), and a good agreement was found with modeling studies (Parish and Bromwich 1987, 2007; Bromwich et al. 1990; van Lipzig et al. 2004). More generally, the spatial arrangement of wind-induced microrelief determines the roughness of snow surfaces, whose magnitude varies as changing winds almost continually reshape the snow topography through aeolian transport mechanisms (Andreas and Claffey 1995). Some authors have recognized that, at times, small-scale surface roughness features such as sastrugi determine the transfer of momentum over large snow-covered areas (Arya 1975; Jackson and Carroll 1978; Banke et al. 1980; Inoue 1989a; Andreas 1995; Smeets and van den Broeke 2008; Amory et al. 2016). These features alter the distribution of wind shear stress at the surface, concentrating the force of horizontal wind gusts on their windward areas (Schmidt 1980). This leads to loss of kinetic energy extracted from the surface airflow by turbulent friction in their immediate vicinity (sastrugi form drag), which in turn, reduces erosion efficiency, and increases the vertical momentum flux (Amory et al. 2016).

4.1.2. Aerodynamic roughness and aeolian snow transport are closely interrelated

The exchange of momentum at the air-snow interface is often described by a surface-state dependent drag coefficient (C_D , explicit definition in section 4.4.1). This coefficient is monotonically related to the aerodynamic roughness length for momentum (z_0 ; see Section 4.4.1) defined as the height at which the semilogarithmic wind profile in the atmospheric

surface layer reaches zero. Both quantities can be estimated from measurements of the momentum flux (eddy correlation and inertial dissipation methods) or from measurements of the vertical wind speed gradient (profile method).

Using automatic weather station data, Smeets and van den Broeke (2008) highlighted seasonal and spatial variations in z_0 in south-western Greenland related to surface melting. They measured a contrast of nearly 2 orders of magnitude in z_0 in the ablation area between the end of summer where the surface consisted in rough hummocky ice and the winter season when snow accumulation and redistribution led to a more stationary z_0 value of 10^{-4} m. They also reported a reversal near the equilibrium line: in summer, surface melt removed irregularities and increased cohesion at the surface, thereby inhibiting snow transport and resulting in a very smooth snow surface ($z_0 \approx 10^{-5}$ m); in winter, z_0 increased by a factor of 10 because of the permanent formation and reshaping of sastrugi. The situation may be different in East Antarctica, where the summer season does not produce the surface melting that characterizes summer ablation in Greenland (van de Wal et al. 2012). It follows that the snow erosion-deposition process may be the principal agent of change in the roughness of the actual snow surface in East Antarctica.

4.1.3. The drag coefficient is crucial for ice sheet climate simulations

As recently reported by several authors (Gallée et al. 2001; Déry and Yau 2002; Lenaerts et al. 2012a; Barral et al. 2014; Trouvilliez et al. 2014; Amory et al. 2015a) reliable quantification of the contribution of aeolian snow transport processes to the Antarctic surface mass balance can only be assessed by modeling. Knowing C_D is crucial for continental-scale modeling studies as surface roughness influences exchanges between the snowpack and the overlying air (Li and Pomeroy 1997; Denby and Greuell 2000; Reijmer and al. 2005). However, turbulent surface fluxes in almost all atmospheric models are computed using bulk turbulent flux algorithms (Wyngaard 2010) that do not account for either (subgrid) spatial or temporal variations in C_D . Moreover, atmospheric models that account for aeolian transport of snow while ignoring windborne snow-related variations in surface roughness may produce erroneous surface wind fields which, in turn, can strongly affect estimations of the contribution of windborne snow to the Antarctic surface mass balance and, hence, to the rise in sea level.

MAR is a regional atmospheric model (Gallée and Schayes 1994) that includes an aeolian snow transport module (Gallée et al. 2001) partly adapted from the work of Guyomarc'h and

Mérindol (1998), and that accounts for the influence of sastrugi formation on z_0 (Gallée et al. 2013). The drag partition is parameterized according to Marticorena and Bergametti (1995) for non-erodible roughness elements and is represented as a decrease in the snow erosion flux. In the model, the timescale for sastrugi formation is assumed to be half a day, as proposed by Andreas and Claffey (1995), and the asymptotic value of z_0 may increase linearly as a function of wind speed. Considering that sastrugi are erosional roughness features whose drag effect can be strongly altered by the possible rearrangement of the snow surface to minimize its resistance to wind, both parameterizations would require further improvements.

MAR has been used to study aeolian transport of snow in Antarctica by analyzing the sensitivity of snow net erosion to the representation of snow properties (dendricity, sphericity, size and density; Gallée et al. 2001), by performing a preliminary long-term validation of the surface mass balance of Wilkes Land (Gallée et al. 2005), and by comparing modeled aeolian snow transport occurrences (Gallée et al. 2013) and aeolian snow mass fluxes (Amory et al. 2015a) with observations made in coastal Adélie Land over one summer month. Our team (Amory et al. 2015a) demonstrated that a single calibration of z_0 did not allow for a consistent simultaneous representation of surface winds at two locations situated respectively 10 and 110 km from the coast in Adélie Land. We suggested that z_0 may vary regionally, primarily because of temperature-driven differences in local snow properties, and underlined the need for a better understanding of the coupling between surface roughness and the transport of snow by the wind.

4.1.4. Related literature is still incomplete

Long-term in situ observations are essential for the validation of modeling studies. Reliable uninterrupted datasets on aeolian snow transport in Antarctica are rare due to the fierce weather conditions (Mann et al. 2000; Gallée et al. 2001; Mahesh et al. 2003; Scarchilli et al. 2010; Lenaerts et al. 2012b; Amory et al. 2015a), making it difficult to evaluate models. Ideally, such datasets require fully-automated measurements by instruments that are sufficiently robust to withstand the harsh winter conditions without human attendance.

Drag coefficients have already been determined over various Antarctic surface types including sea ice (Andreas 1993; Wamser and Martinson 1993; Andreas and Claffey 1995; Adolphs 1999), ice-shelves (Liljequist 1957; König 1985; King and Anderson 1994), blue ice areas (Bintanja and van den Broeke 1995) and the plateau (Jackson and Carroll 1978; Inoue 1989a,b; van den Broeke 2005), but the studies covered a period of only a few months at most. Moreover, none dealt with time series of drag coefficients in near-coastline continental regions, which

experience both near-melting temperatures in summer and intense katabatic-like winds throughout the year.

This paper presents C_D time series deduced from 13 months of meteorological observations including aeolian snow mass fluxes collected on a sastrugi-covered sloping snowfield in coastal Adélie Land. The severe surface wind regime in the area makes it possible to investigate momentum transfer over a rough (erodible) snow surface at a wide range of wind velocities. Section 4.2 reviews drag coefficients over snow surfaces. Section 4.3 describes the field area and data, and the experimental set-up. Section 4.4 details the theoretical background and the profile selection procedure. Section 4.5 provides an overview of the mean drag, meteorological and accumulation conditions throughout the measurement period. Section 4.6 describes associated aeolian erosion patterns. Section 4.7 interprets the observed wide variation in the C_D values considering the contribution of various governing processes of surface drag properties. The different results are then compared with those of other studies before the paper concludes.

4.2. Review of drag coefficients over snow surfaces

4.2.1. Drag coefficients and wind speed

There has been a lively debate over whether or not C_D (and hence z_0) depends upon wind velocity over snow surfaces. At Byrd Station in West Antarctica, Budd et al. (1966) reported a slight increase in z_0 for winds up to 22 m s^{-1} . From observations at Syowa coastal Antarctic station, Adachi (1973) suggested that C_D was independent of wind velocity. Kobayashi (1979) reported a decrease in z_0 with a 4 to 14 m s^{-1} increase in wind speed at Mizuho Station. Joffre (1982) observed a slight increase in C_D with an increase in wind speed from 4 to 17 m s^{-1} over the frozen Baltic Sea. Inoue (1989a) reported C_D did not depend on wind speed on the Antarctic Plateau in austral summer for wind speeds ranging from 4 to 16 m s^{-1} , as did Andreas and Claffey (1995) on sea ice in the Weddell Sea for roughly the same range of wind speeds. The question is thus clearly the subject of controversy and is further complicated by the fact that the presence of windborne snow particles affects the characteristics of the driving flow. In particular, the friction associated to the intermittent aerodynamic entrainment of saltating particles results in efficient transfer of momentum from the airflow to the surface, which manifests itself in an increase in friction with an increase in flow strength (Bintanja 2001). Wind profile measurements by Liljequist (1957) at the coastal Antarctic station of Maudheim revealed a 100-fold increase in z_0 when wind speed rose from 13 to 24 m s^{-1} . He explained this

effect by the intensification of the frictional surface drag caused by wind-driven snow particles. Maki (1971) reported that C_D increased with wind speed under windborne snow conditions at Syowa Station. At Neumayer Station in coastal East Antarctica, Koenig (1985) found a net increase of C_D at about 25 m s^{-1} that he attributed to the occurrence of windborne snow, but little dependence above and below this threshold.

4.2.2. Drag coefficients and wind direction

Several other past studies have focused on the drag properties of polar snow surfaces in relation to their roughness characteristics and the orientations of the prevailing wind. Untersteiner and Badgley (1965) attributed the five-order variation ($10^{-6} - 10^{-1} \text{ m}$) in z_0 measured on Arctic sea ice to differences in the angle between the wind direction and undulations of the snow surface. Jackson and Carroll (1978) drew similar conclusions at the South Pole in winter for a rough snow surface over which sastrugi were uniformly distributed. Their analysis demonstrated that sastrugi were the roughness elements that determined z_0 (or C_D). Using an idealized single sastruga model, they showed strong dependence of z_0 on the orientation of the wind with respect to the orientation of the sastrugi, although they ignored changes in the number and morphology of the sastrugi over time. They found a minimum z_0 of 10^{-4} m when the wind was blowing in the same direction as the dominant axis of the sastrugi, and an increase of up to $7 \cdot 10^{-2} \text{ m}$ when the wind rotated from this axis. However, discrepancies between their analytical model and observations suggested that the shape and distribution of the surface microrelief are too complex to be described by a single pattern. The directional dependence of roughness parameters was also illustrated by Inoue (1989a), who reported symmetric changes in z_0 with wind direction in summer at three different sites located nearly 100 km apart on the Mizuho Plateau. However, in contrast to Jackson and Carroll's results, Inoue (1989a)'s minimum values were not always observed in the katabatic region when wind direction was perfectly aligned with the dominant axis of the sastrugi. According to Inoue (1989a), this inconsistency could result from the use of ensemble-mean sastrugi orientations in regions where the surface exhibits multiple generations of different roughness features (sastrugi, dunes) that vary in orientation and height and alternate with glazed surface patches. Later on, Andreas and Claffey (1995) nuanced the drag dependence to the orientation of the wind by showing that the snow surface can adjust aerodynamically by erosion/building of roughness features with respect to prevailing winds. According to the data these authors collected on sastrugi-covered Antarctic sea ice in the Weddell Sea, C_D can decrease by as much as 30% in 12 hours if the wind continues to blow

from a relatively constant direction. In a comparable situation, our team (Amory et al. 2016) observed that C_D decreased up to 4 times faster in stronger winds over the coastal slopes of Adélie Land, and suggested that the timescale for sastrugi alignment probably strongly depends to a great extent on the erosion flux. Then, a shift in wind direction by as little as 20° immediately resulted in a significant increase in C_D (or z_0). All the authors suggest that the drag properties of snow surfaces are functions of wind characteristics (velocity and direction) and recent erosion history.

4.2.3. Drag coefficients and snow properties

Aeolian erosion processes over snow surfaces depend on meteorological conditions and snowpack characteristics such as the distribution of bonds between particles and the cohesive resistance to transport (Li and Pomeroy 1997). Early on, Ôura et al. (1967) proposed that the threshold for saltation over snow could depend on the temperature of the air and snow surface. Using meteorological data collected on the prairies of western Canada, Li and Pomeroy (1997) suggested that the snow erosion threshold varies as a function of snow metamorphism, i.e., changes in snow structure over time. For the purpose of avalanche forecast, Guyomarc'h and Mérindol (1998) developed a parameterization for the erosion threshold that accounts for snow metamorphism. Metamorphism usually tends to raise the erosion threshold as cohesion between snow particles increases naturally over time and exponentially with increasing temperature (Fig. 5 in Schmidt 1980) through the formation of ice bonds by sintering. Podolskiy et al. (2014) recently reported that very limited data are available on the complex subjects of snow sintering and bond formation, especially on sintering timescales (Casassa et al. 1991). In practice, the growth of intercrystal bonds has been shown to increase with temperature (Hosler et al. 1957; Hobbs and Mason 1964; de Montmollin 1982; Matsushita et al. 2012), with time according to a power law (Hobbs and Mason 1964; Mellor 1975; Colbeck 1997; van Herwijnen and Miller 2013; Podolskiy et al. 2014) and with wind action (Gray et al. 1970). This implies that the temporal variability of the near-surface climate over the marginal slopes of East Antarctica is likely to influence surface roughness by controlling the onset of aeolian snow transport events and the associated development of microrelief.

C_D is thus presumed to depend on flow conditions, temperature, and on the properties of the surface snow. Given the wide range of climatic conditions all over the Antarctic ice sheet, C_D is thus expected to vary to a large extent both in space and over time. In atmospheric models, a single drag coefficient thus cannot possibly be representative of the whole continent.

4.3. Field area and data

4.3.1. Climatological settings of Adélie Land

Katabatic winds in Adélie Land have been studied for a century (e.g., Mawson 1915; Madigan 1929; Ball 1957; Mather and Miller 1967; Loewe 1974; Parish 1981; Schwerdtfeger 1984; Parish and Bromwich 1987; Parish and Wendler 1991; Wendler et al. 1993, 1997; Parish and Walker 2006; Savijärvi 2011; Barral et al. 2014) and are now acknowledged to be some of the most ferocious and persistent surface winds ever recorded on the planet. Parish and Bromwich (1987) showed that confluent channeling of the drainage flows off the elevated Antarctic plateau upwind from Adélie Land produces intense wind conditions in this section of coastal Antarctica. The regional topography depicted on Figure 4.1 shows a horizontally homogeneous fetch extending over several hundreds of kilometers inland, and a global fall line leaning roughly northward. This long upstream fetch allows the development of the katabatic wind system down the slopes of Adélie Land at large horizontal scales, ensuring that the airflow is in equilibrium with the snow surface when it reaches the coast. Analysis of balloon soundings in coastal East Antarctica (including Adélie Land) generally showed well-developed katabatic layers usually with a vertical extent of between 100 and 300 m above the surface of the ice sheet (Ball 1957; Tauber 1960; Streten 1963; Schwerdtfeger 1984; Barral et al. 2014). During the summer months (December to February; Favier et al. 2011), the coastal flow is subject to a diurnal cycle controlled by daytime warming of the snow surface. In winter, the permanent radiative cooling of the snow surface prevents the occurrence of a diurnal cycle of the boundary layer dynamics. Since the wind is deflected to the left owing to the Coriolis force, the whole coastal area is dominated by a south-easterly flow all year long.

Adélie Land is also frequently affected by low-pressure systems. Bromwich (2011) stated that the coastal area of Adélie Land is one of the most prominent cyclogenesis regions in the southern hemisphere. Seasonal and synoptic forcings associated with cyclones are likely to accelerate and prolong katabatic winds by emphasizing the large-scale pressure gradient. Therefore, such modulated surface winds result from the combined influence of katabatic and synoptic processes (Murphy and Simmonds 1993; Naithani et al. 2001; Parish and Cassano 2001, 2003), although the presence of cyclones does not significantly alter the direction of the main flow (Wendler et al. 1997; Parish and Bromwich 1998; Naithani et al. 2001). Together with purely katabatic conditions, these two wind patterns represent the typical meteorological situations at the margins of East Antarctica almost exhaustively.

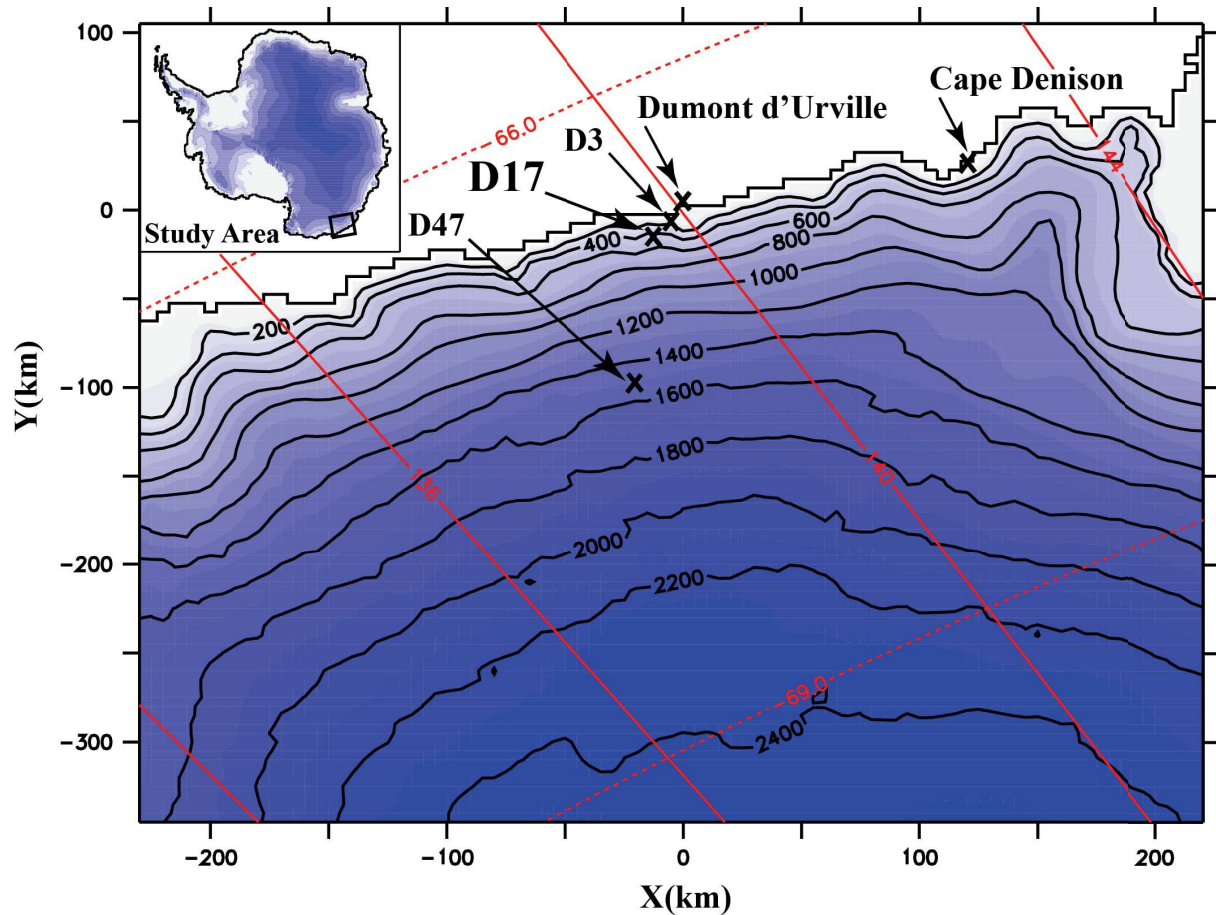


Fig. 4.1 - Area map of Adélie Land with the specific locations mentioned in the text. Contour lines show altitudes in meters, and red lines are meridians and parallels.

Along the coast, precipitation mainly occurs in association with cyclones. Since temperatures rarely exceed the melting point even on the coastline, precipitation nearly always falls as snow with rare cases of drizzle and rainfall during the warmest summer months (König-Langlo et al. 1998). From stake network surveys, Agosta et al. (2012) reported a mean annual accumulation of 362 mm water equivalent (w.e.) in the coastal area of Adélie Land for the period 2004-2008. Overall, the almost incessant strong winds blowing down permanently snow-covered ice slopes imply frequent aeolian snow transport events (Trouvilliez et al. 2014). Adélie Land is therefore an appropriate location for observations of snow transport by the wind and its impact on the snow surface.

An observation campaign specifically dedicated to aeolian snow transport was launched in January 2009 in Adélie Land (Trouvilliez et al. 2014). Three different locations (D3, D17 and D47) extending from the coastline ~100 km inland (Fig. 4.1) were instrumented. The present paper focuses on site D17 (66.7°S, 139.9°E; ~450 m asl.), located 10 km inland from the coastline and roughly 15 km southwest of the permanent French station Dumont d'Urville.

4.3.2. Summer surface relief conditions

Sastrugi are very pronounced in Adélie Land, where large scale topographic channeling enables the wind regime to maintain its directional preference throughout the year (Parish and Cassano 2003). This persistence in direction is noticeable even at the scale of a single strong wind episode (see Section 4.5.2). Therefore, from one aeolian snow transport event to the next, the distribution of the sastrugi often reaches a nearly steady state, making Adélie Land well suited for observational characterization of the aerodynamic adjustment of a snow surface (Amory et al. 2016).

Observations of surface features were limited to the period during which observers were in the field, i.e. December 12, 2012 to February 18, 2013. At the beginning of the 2012/13 austral summer, the snow surface in the vicinity of site D17 was characterized by abundant sastrugi (Fig. 4.2a). However, two distinct sets of roughness elements were distinguishable: sharp-edged, soft sastrugi versus rounded, hard-packed sastrugi that appeared to be remnants of older systems. Young soft sastrugi dominated the surface roughness features, overrode or sometimes merged with scarcer hard-packed sastrugi in a complex arrangement (Fig. 4.2a). Measurements made in the area at the time revealed that both types of sastrugi typically measured 50 - 200 cm in length by 10 - 20 cm in height, although the dimensions of the young features were in the lower bounds of these ranges. Both types of sastrugi also displayed preferential orientations from 140° to 170° , consistent with the local directional range of katabatic winds. Nevertheless, this pronounced surface relief did not persist to the end of summer. Aeolian structures are more exposed to wind than the surrounding flat snow surface (Frezzotti et al. 2002), and their lateral sides are more subject to sublimation because of higher incident solar radiation (Gow 1965). During December and January particularly, sastrugi were observed to deflate progressively by erosion/sublimation of their flanks (Fig. 4.2b). Substantial precipitation events with weak winds and no erosion of snow possibly reduced the apparent surface roughness by filling surface asperities with freshly fallen snow (Fig. 4.2c). New soft sastrugi occasionally formed if windy conditions occurred during or shortly after snowfall, sometimes displaying transverse orientations to the older systems when storms with a crosswise direction to the mean resultant

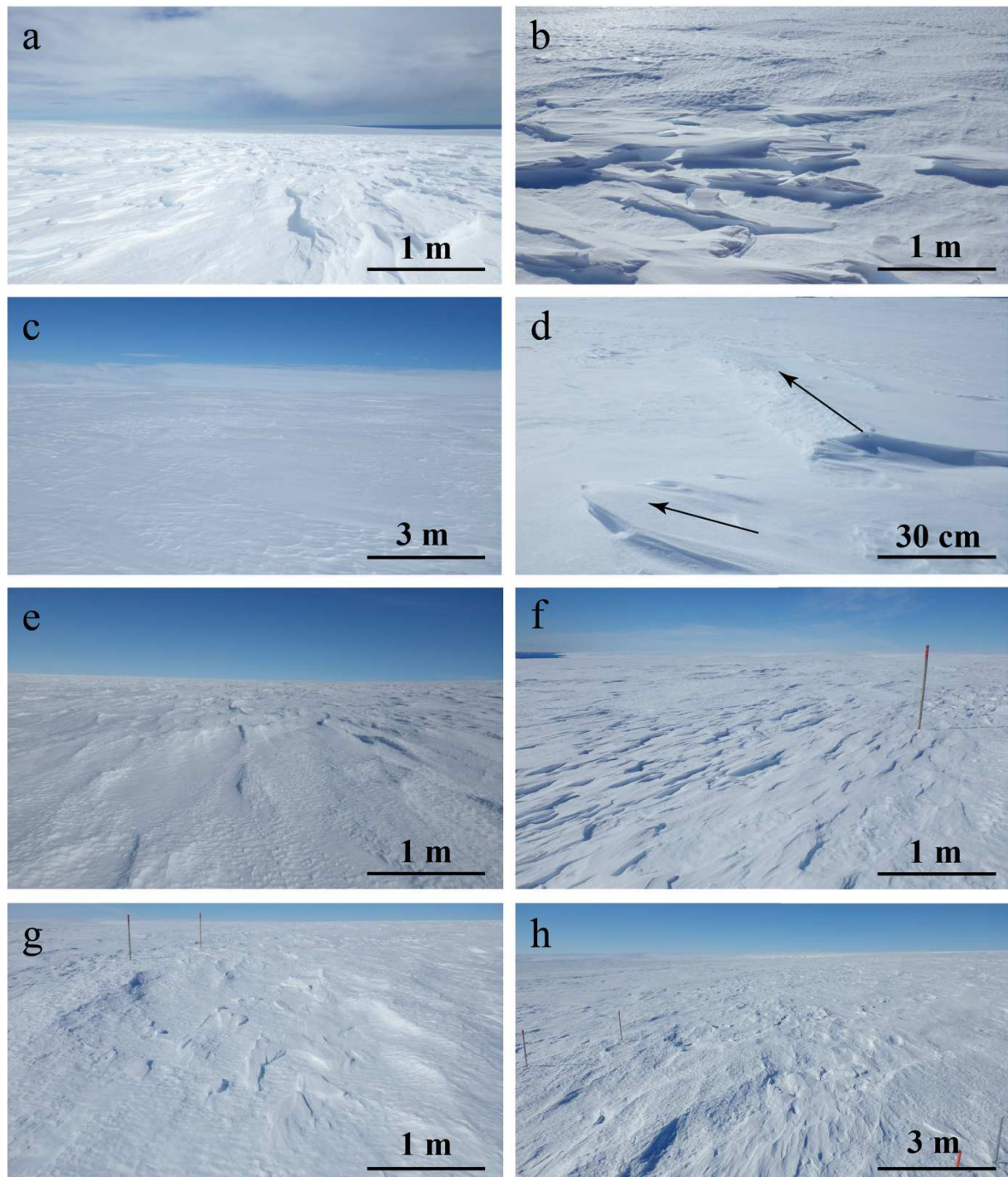


Fig. 4.2 - Photographs of the snow surface at D17 taken between mid-December 2012 and mid-February 2013. The arrows in picture d show the transverse axis of both sastrugi. The stakes on pictures f, g and h are 2 m in height.

wind occurred (Fig. 4.2d). These unusual features persisted until the following (nocturnal) katabatic winds rapidly eroded them. Notwithstanding, the gradual wearing down of the sastrugi continued throughout the summer; abrasion processes redistributed the snow more uniformly over the surface, resulting in a general smoothing of the surface relief (Fig. 4.2e). By

mid-February, surface roughness elements had been reduced in number and size. Young soft sastrugi were most extensively concentrated in small topographic depressions in which fresh, loose or transported snow preferentially accumulated (Fig. 4.2f). Outside these depressions, older, rounded, hard-packed sastrugi dominated and interspersed with flat patches of polished, smoothed surface (Fig. 4.2g). Figure 4.2h gives an overview of the surface relief conditions at the end of the 2012/13 summer season. The flattening of the surface microrelief during summer is consistent with other observations at both coastal (Vestfold Hills, Lied 1963; Terra Nova Bay, Bromwich and Kurtz 1984) and inland (South Pole, Gow 1965) locations.

At the beginning of the following summer, the surface did not exhibit the extreme relief that characterized the month of December 2012. No photograph is available for December 2013, but field observations reported that, on December 18, sastrugi were far less developed than during the previous summer season at the same period, resulting in an apparently much smoother surface.

4.3.3. Observation set-up

A meteorological mast has been operational at D17 since February 2010 (Fig. 4.3). Access and maintenance through logistical back up provided by the nearby station Dumont d'Urville are restricted to the summer. Moisture, temperature and wind speed are recorded at six logarithmically spaced levels between 0.8 and 7 m above the surface of the snow (Table 4.1). Anemometers are mounted on ~1-m long booms pointing southeastward. Combined temperature-moisture sensors are housed in naturally ventilated MET21 radiation shields. A wind vane samples wind direction at the upper level of the structure. Wind-blown snow measurements are made using an IAV Engineering FlowCapt™ device². This sensor consists in a 1-m long tube containing electroacoustic transducers that convert the acoustic pressure caused by the impacts of windborne snow particles on the tube into an electrical signal. After processing, the output signal is directly proportional to the aeolian snow mass flux integrated over the length of the tube. Further details concerning the instrument, including detection principle, are given in Chritin et al. (1999) and Cierco et al. (2007). Three successive versions of FlowCapt™ have been marketed. This paper deals with the second-generation FlowCapt™ (hereafter referred to as 2G-FlowCapt™), which was evaluated in the French Alps (Trouvilliez et al. 2015). The above-mentioned authors concluded that although this sensor is very efficient

² <http://www.flowcapt.com/>

at detecting the occurrence of aeolian snow transport, it underestimates the wind-blown snow fluxes, especially during snowfall events. Hence, the estimates provided by the 2G-FlowCapt™ should be considered as lower bound values. Additional experiments performed at site D17 during the austral summer 2013/14 seem to support these conclusions. This point will be tackled in a future work.

The data collected since the erection of the meteorological mast have motivated observational studies regarding snow transport by the wind. A two-year climatology related to snow transport for the period February 2010 to January 2012 was generated and is presented in Trouvilliez et al. (2014). Barral et al. (2014) used a three-year dataset extending until November 2012 to address atmospheric-moisture issues associated with aeolian transport of snow. In both studies, information on the instrument elevations above the surface was limited to manual measurements made during summer visits. As the measurement heights vary with time due to snow accumulation and ablation, each summer, the sensors were put back to their original heights and the initial values were considered to remain constant for the rest of the year. In mid-December 2012, the equipment was completed with a Campbell SR50A acoustic depth gauge to provide real time information on the elevation of the instrument above ground level (agl.). A second 2G-FlowCapt™ was also superimposed vertically to the pre-existing one, whose lower extremity was installed close to the surface in order to detect the onset of aeolian snow transport events (i.e., initiation of saltation). The updated experimental set-up and the specificities of the instruments are summarized in Table 4.1. Data were sampled every 15 s, and the 30-min statistics were stored by a Campbell CR3000 data logger.

Variable	Sensor	Accuracy	Height (m agl.)
Wind speed	A100LK*	$\pm 0.1 \text{ m s}^{-1}$	0.8, 1.3, 2, 2.8, 3.9, 5.5
Wind direction	W200P*	$\pm 2^\circ$	5.5
Temperature	Vaisala HMP45A	$\pm 0.4 \text{ }^\circ\text{C}$ at $-20 \text{ }^\circ\text{C}$	0.8, 1.3, 2, 2.8, 3.9, 5.5
Relative humidity	Vaisala HMP45A	$\pm 2\%$ for RH < 90%	0.8, 1.3, 2, 2.8, 3.9, 5.5
Snow height	height ranger SR50*	$\pm 1 \text{ cm}$	-
Aeolian snow mass flux	second-generation FlowCapt™**	not specified	0-1, 1-2

* manufacturer Campbell Scientific

** manufacturer IAV Engineering

Table 4.1 - List of all mast sensors.

4.3.4. Estimation of precipitation rates

In any region prone to snow transport by the wind, precipitation measurements are limited by our inability to distinguish between actual precipitation and eroded snow particles (Naaim-Bouvet et al. 2014). Information on net precipitation in Antarctica is available in the European Center for Medium-Range Weather Forecasts (ECMWF) operational analysis (ECMWF-OA) archives. These datasets result from the assimilation of satellite and *in situ* observations (but not precipitation) into a numerical weather prediction model that further provides precipitation rate estimates as a forecast. Since 2010, the forecasts are provided at a high horizontal resolution of ~16 km. Grid points that include a portion of the ocean surface are likely affected by larger heat and moisture exchanges than grid points located inland. This could influence the precipitation rates prescribed by the model. In the present study, precipitation rate estimates were derived from the meteorological analyses relative to the fully continental grid point nearest to D17 on the model's T512 reduced Gauss grid. The grid point is centered less than 20 km from the location of the mast.

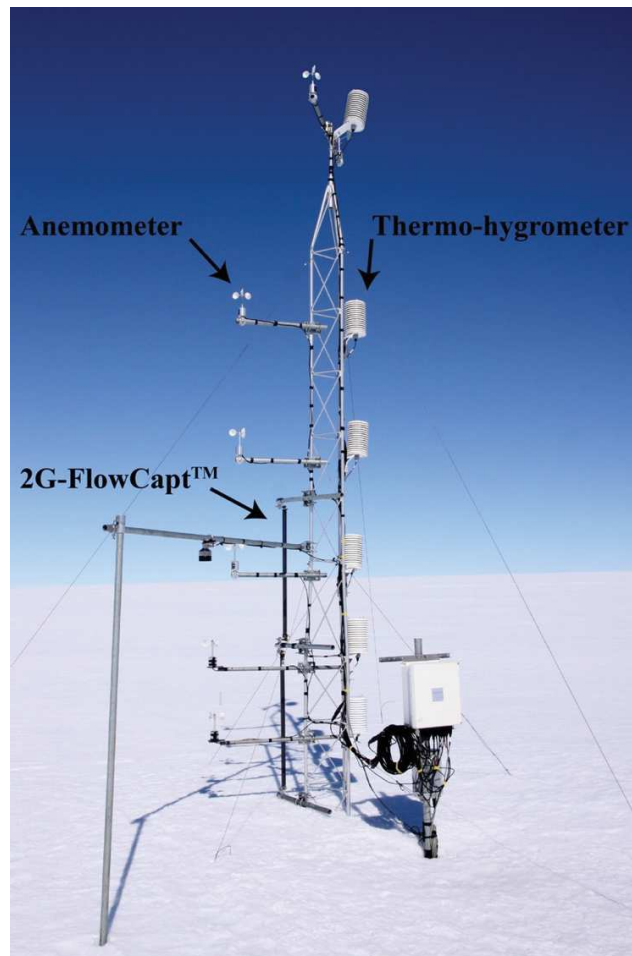


Fig. 4.3 - Meteorological mast at D17 in late January 2014.

4.4. The neutral stability air-snow drag coefficient

In the section, the general physical frame used for the calculation of drag coefficient is described and its validity is discussed with respect to the field environment, i.e., an open sloping snowfield in coastal East Antarctica subject to strong erosive winds. Data selection criteria are then provided.

4.4.1. Theoretical background

Following the Monin-Obukhov similarity theory (MOST), C_D can be computed from wind profile measurements. Assuming steady state (i.e., mean quantities do not vary over time) and horizontal homogeneity (i.e., mean quantities do not vary in space), vertical variation in wind speed within the atmospheric surface layer can be described by a semilogarithmic profile

$$U(z) = \frac{u_*}{\kappa} \left(\ln \left(\frac{z-d}{z_0} \right) + \psi_m \left(\frac{z-d}{L} \right) \right), \quad (4.1)$$

where $U(z)$ is the average wind speed at height z (agl.); κ is the von Kármán constant of about 0.4; d is the displacement height, the effective level at which the roughness elements absorb momentum (Thom 1971); ψ_m is a stability correction, an empirical function of the Obukhov length $L = -u_*^3 \theta_v / \kappa g \overline{w \theta_v}$ with g the gravitational acceleration, θ_v the virtual potential temperature, and $\overline{w \theta_v}$ the heat flux; u_* is the friction velocity related to the vertical momentum flux at surface (τ) expressed as

$$\tau = \rho u_*^2 = \rho C_{Dz} U_z^2, \quad (4.2)$$

where ρ is the air density, C_{Dz} and U_z are respectively the drag coefficient and the average wind speed at a reference height z . Andreas (1995) showed that, for a mean height of roughness elements h , $d/h \simeq 0.3$. With a typical sastrugi height h of 15 cm (see Section 4.3.2), d would usually be around 5 cm and thus have a negligible influence on the profiles. In addition, the selected profiles obeyed (4.1) without the need to include d (see Section 4.4.2), thereby supporting the validity of the MOST along the height of the measurement mast. Consequently, d was set to 0. C_D is usually considered at a standard reference height of 10 m (C_{D10}). Combining (4.1) and (4.2) yields

$$C_{D10} = \left[\kappa / \left\{ \ln \left(\frac{10}{z_0} \right) + \psi_m \left(\frac{10}{L} \right) \right\} \right]^2. \quad (4.3)$$

Under near-neutral atmospheric conditions, $\psi_m \approx 0$. At site D17, where the atmosphere is neutrally stratified most of the time (see Section 4.4.2), C_{D10} can thus be written as

$$C_{D10} = C_{DN10} = \left[\kappa / \ln \left(\frac{10}{z_0} \right) \right]^2, \quad (4.4)$$

where C_{DN10} is the neutral-stability drag coefficient at a height of 10 m. Equation 4.4 shows that z_0 and C_{D10} are equivalent quantities for the description of the aerodynamic resistance of a surface. They both define the efficiency of the surface sink for momentum. The nature of the mechanisms that govern momentum dissipation at the surface depends upon the roughness Reynolds number (Re_*)

$$Re_* = \frac{z_0 u_*}{\nu}, \quad (4.5)$$

where ν is the kinematic viscosity of air. According to the value of Re_* , the aerodynamic character of a surface splits into three categories: an aerodynamically smooth surface when $Re_* \leq 0.135$, an aerodynamically rough surface when $Re_* \geq 2.5$ and a transitional surface between these two limits (Businger 1973). Over aerodynamically smooth surfaces, the height of the viscous sublayer exceeds that of roughness elements, so viscous forces dictate the transfer of momentum. In such cases, C_{DN10} and z_0 are inherently determined by the speed of the flow. Over aerodynamically rough surfaces, the roughness elements protrude into the flow; the surface drag is then mainly due to fluctuations in pressure across the said roughness elements (form drag). It follows that, in rough flow, C_{DN10} and z_0 depend on the shape and the spatial distribution of the surface roughness features. At site D17, reshaping of the snow surface by persistent katabatic winds may imply the occurrence of sastrugi all year long. As a consequence, rough flow conditions prevail, with 98% of the Re_* values computed from selected profiles (see Section 4.4.2) above 2.5, and a minimum of 0.26.

4.4.2. Data selection criteria

The data presented in this study were collected almost continuously from December 1, 2012 to December 30, 2013, when measurements were stopped for maintenance. As changes in surface level were only retrieved at D17 from December 12 on, mean wind speed and temperature gradients are only used starting on that date. Over the roughly 18,300 six-level profiles available

for the analysis, many were of no use for computing C_{DN10} . Icing or malfunctioning accounted for about 4% of the time. The homogeneous undisturbed sector around the meteorological mast extended from 60° to 210° . Outside this range, the flow could be perturbed by the proximity of the ice sheet margin or by the measurement structure itself. Such situations were rare ($< 3\%$ for the whole observation period) since in this area surface winds nearly always blow from the southeast (Parish and Wendler 1991). The long unobstructed fetch in this direction (Fig. 4.1) is consistent with MOST's need for homogeneity. Joffre (1982) pointed out that stationarity can be assessed from temperature variations. In the present study, like Smeets and van den Broeke (2008), non-stationary conditions were discarded by requiring that temperature changes between two 30-min consecutive runs did not exceed 0.3 K, and 81% of the data fulfilled this criterion. The wind profile in the atmospheric surface layer is likely to deviate from the semilogarithmic law because of buoyancy effects, resulting in spurious C_{DN10} estimates when using (1) with $\psi_m = 0$. Atmospheric stability was evaluated using the bulk Richardson number (Ri_b) defined as

$$Ri_b = \frac{g}{\bar{\theta}} \frac{\Delta\theta/\Delta z}{(\Delta u/\Delta z)^2}, \quad (4.6)$$

where θ is the potential temperature. The overbar denotes an average over the profile height. Ri_b was computed by using the lowest and highest observations of the profile for each half-hourly run with $U > 3 \text{ m s}^{-1}$. Figure 4.4 shows that Ri_b approaches zero as the wind speed reaches its highest values. This is evidence for vertical turbulent mixing induced by the winds, which thus tend to establish neutral stratification by destroying shallow low-level inversions. Considering that the atmosphere is neutrally stratified when $|Ri_b| < 10^{-2}$, (katabatic) winds sustained near-neutral conditions in more than 95% of the data that survived the current filtering process. Inoue (1989a) stated that buoyancy effects are of second-order importance in the near-neutral range, so that the stability dependence of C_D would be negligible and ψ_m can be reasonably taken as 0.

Erroneous estimates of the temperature gradient can arise from warm biases caused by heating of the radiation shields during calm wind and clear sky conditions. Comparison between artificially ventilated and naturally ventilated thermo-hygrometers HMP45A in coastal Adélie Land during summer showed that warm biases are below 0.5 K when wind speed exceeds 3 m s^{-1} and become negligible beyond 5 m s^{-1} (Favier et al. 2011). Furthermore, Mahrt et al. (2001) showed that the drag coefficient can be sensitive to the method of calculation in weak wind conditions. Due to the persistence of katabatic winds, requiring $U > 5 \text{ m s}^{-1}$ and $|Ri_b| < 10^{-2}$ for

a profile to be acceptable meant only about 23% of the data were discarded.

An additional filter suggested by Andreas and Claffey (1995) was applied to ensure the quality of the C_{DN10} estimates. The filter required that the ratio of the sum of squared deviations of the data from the fitted semilogarithmic profile to the squared computed friction velocity must be lower than an arbitrary value. On the basis of a visual inspection of the fitted profiles, Andreas and Claffey (1995) set this value at 0.31. Following the same method here, the value was reduced to 0.15. In summary,

$$\frac{\sum_{i=1}^6 [U(z_i) - (u_*/\kappa) \ln(z_i/z_0)]^2}{u_*^2} \leq 0.15. \quad (4.7)$$

Least squares fitting of (4.1) using $\psi_m = 0$ with any profile that met all the previous criteria systematically yielded a correlation coefficient greater than 0.99, with $\frac{u_*}{\kappa}$ and $-\frac{u_*}{\kappa} \ln(z_0)$ being the regression coefficients. This restrictive selection procedure retained 6,247 high-quality profiles, or about 34% of the original half-hourly runs.

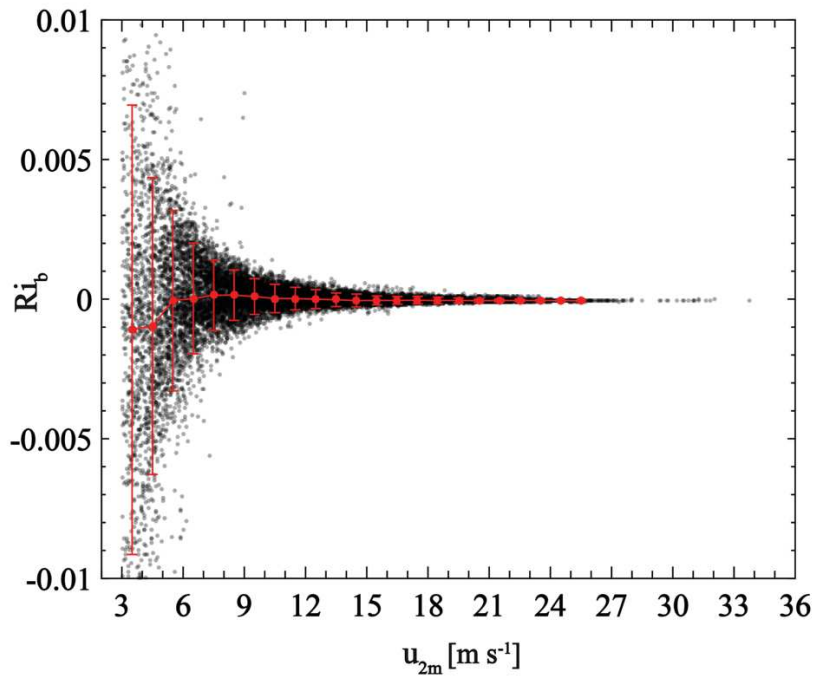


Fig. 4.4 - Bulk Richardson number (Ri_b) versus mean wind speed at a height of 2 m agl. ($> 3 \text{ m s}^{-1}$). The vertical axis is adjusted to the range of Ri_b values for which near-neutral conditions are assumed to be met ($> 95\%$ of the whole dataset before bad quality profiles were discarded). Red dots represent median Ri_b values within each 1 m s^{-1} wide bin of at least 50 values. The error bars show the corresponding interquartile range.

4.5. Drag coefficients, near-surface climate and surface mass balance

In this section, the profile-derived C_{DN10} values are presented together with meteorological and accumulation conditions during the observation period. The dataset starts at the beginning of the 2012/13 austral summer and includes a complete annual cycle and the onset of the following summer. As unusual meteorological conditions occurred in December 2013, especially precipitation rates, this particular month is treated later in the paper (see Section 4.7.4).

4.5.1. Seasonal variations of drag coefficients

The overall variation in C_{DN10} within the dataset was large: the values ranged from $0.8 \cdot 10^{-3}$ ($z_0 = 7.2 \cdot 10^{-6}$ m) to $4.44 \cdot 10^{-3}$ ($z_0 = 2.5 \cdot 10^{-2}$ m), and the overall median was $1.66 \cdot 10^{-3}$ ($z_0 = 5.5 \cdot 10^{-4}$ m). Figure 4.5 show monthly median values of C_{DN10} ($\tilde{C}_{DN10}$) as a function of time. The error bars represent the one-sided interquartile range within a month. This graph depicts observational evidence of two aerodynamic seasons, with high $\tilde{C}_{DN10}$ above $2 \cdot 10^{-3}$ in December, January, and February, and lower values of around or below $1.5 \cdot 10^{-3}$ from March to November. Thereafter, these two distinct periods are respectively referred to as summer and winter. At the beginning of summer, $\tilde{C}_{DN10}$ was maximum, but decreased gradually from $2.72 \cdot 10^{-3}$ ($z_0 = 4.7 \cdot 10^{-3}$ m) in December to $2.21 \cdot 10^{-3}$ ($z_0 = 2 \cdot 10^{-3}$ m) in February, linked to the surface leveling that took place during this period (see Section 4.3.2). However, the transition between the two aerodynamic seasons was particularly abrupt. With the onset of winter in March, $\tilde{C}_{DN10}$ fell to $1.55 \cdot 10^{-3}$ ($z_0 = 3.8 \cdot 10^{-4}$ m). A second but smaller decrease was observed from June. $\tilde{C}_{DN10}$ reached its lowest value of $1.25 \cdot 10^{-3}$ ($z_0 = 1.2 \cdot 10^{-4}$ m) in July, increased to $1.62 \cdot 10^{-3}$ ($z_0 = 4.8 \cdot 10^{-4}$ m) in August and remained relatively constant until the end of winter.

4.5.2. Seasonal variations of meteorological parameters

Table 4.2 presents mean monthly and annual meteorological statistics from December 1, 2012 to December 30, 2013. Annual and monthly median values of C_{DN10} and z_0 from December 12, 2012 to December 30, 2013 are also shown in the table. The mean wind for this period was 10.8 m s^{-1} at a height of 2 m from 155° , which corresponds to a mean deflection of $20\text{-}30^\circ$ to the west of the roughly south-north oriented fall line of the ice terrain. During the entire period, 86% of the observed wind came from between 120° and 210° (Fig. 4.6). The directional

constancy of the wind, defined as the ratio of the resultant wind speed (vector mean) to the mean wind speed (scalar mean), was 0.91.

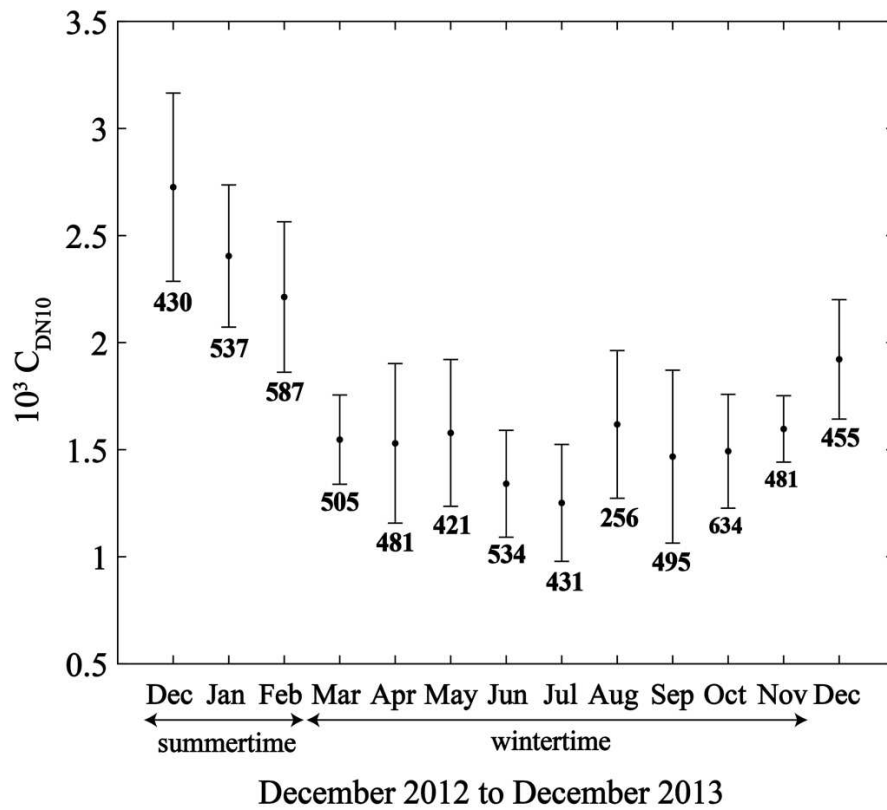


Fig. 4.5 - Monthly median values of profile-derived C_{DN10} from December 12, 2012 to December 30, 2013. The error bars are the onefold interquartile range of the monthly data. The number under each dot corresponds to the number of C_{DN10} values within a month.

This extremely high value reflects the quasi-unidirectional nature of the flow at site D17 throughout the year. Directional constancies of individual strong (katabatic) wind episodes (i.e., calculated over each period of at least 24 hours during which the wind was 12 m s^{-1} or greater; Périard and Pettré 1992) were also as high as 0.88 or above. Wind speed and direction associated with aeolian snow transport events were similar to those of the overall wind (not shown here), indicating that katabatic winds are the principal driving force behind aeolian transport of snow.

Wind and temperature statistics displayed temporal variations consistent with the seasonal division established from monthly median C_{DN10} values. The 2-m air temperature was contrasted in summer and winter, with respective seasonal averages of -7.1°C and -18.5°C . From December to February, the wind speed was significantly lower than in winter, and wind directions became more downslope with approaching winter. This is typical of katabatic winds,

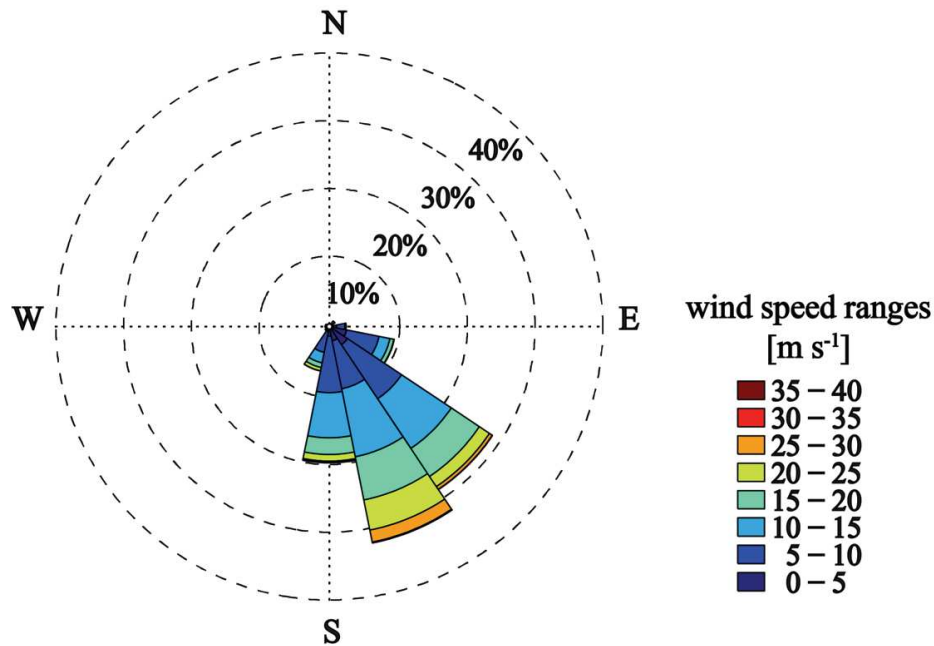


Fig. 4.6 - Wind direction frequency and mean 2-m wind speed intervals at site D17 from December 1, 2012 to December 30, 2013.

which tend to be stronger at the onset of winter and the resulting strengthening of the surface inversion. During the summer months, surface cooling is disrupted by solar insolation, and air temperature increases. As a result, katabatic forcing is weakened, resulting in lower wind speeds in response to diabatic heating. Despite lower observed monthly directional constancy values, the flow remained largely unidirectional during the summer period, evidence for the strong topographic control of the surface wind regime. The associated average wind direction was 144° . This implies that the resultant deviation of the wind from the fall line was $10\text{--}15^\circ$ greater in summer. Parish and Walker (2006) observed the same seasonal pattern in one year of observing the wind at the historic station Cape Denison located on the coastline ~ 150 km east of D17 (Fig. 4.1). They argued that this could be a consequence of a decrease in the downslope-directed pressure gradient force and a consequent increase in the relative contributions of the Coriolis force and of synoptic forcings to the flow.

4.5.3. Ablation and accumulation of surface snow

Time series of surface height, estimated ECMWF-OA precipitation rate, 2-m wind speed and air temperature (U_{2m} and T_{2m} , respectively) at D17 are presented in Figure 4.7. Surface elevation measured by the acoustic depth gauge may be affected by the formation of sastrugi over the sensor sampling area, resulting in fictitious accumulation. To increase confidence in

Period	Summertime 2013			Wintertime 2013									Dec	1 December 2012 to 30 December 2013
	Dec	Jan	Feb	Mar	Apr	May	Jun	Jul	Aug	Sep	Oct	Nov		
Drag coefficient (10^{-3})	2.72	2.4	2.21	1.55	1.53	1.58	1.34	1.25	1.62	1.47	1.49	1.6	1.93	1.66
Aerodynamic roughness length [10^{-4} m]	47	29	20	3.8	3.7	4.2	1.8	1.2	4.7	2.9	3.2	4.1	11	5.5
Wind speed [m s^{-1}]	10.2	7	8.3	11	10.2	12.4	12.9	10.9	13.2	13.5	11	8.9	9.2	10.7
Wind direction [$^{\circ}$]	130	145	157	160	162	161	157	165	152	157	147	151	136	152
Directional constancy*	0.86	0.89	0.91	0.94	0.93	0.93	0.95	0.93	0.94	0.92	0.96	0.93	0.92	0.91
temperature [$^{\circ}\text{C}$]	-5.9	-4.8	-10.7	-15.6	-20.7	-20	-21.2	-24.5	-19.8	-15.9	-16.8	-12.2	-4.8	-14.8
Relative humidity [% wri]	73	77	70	81	86	84	81	83	88	84	70	68	84	80
Specific humidity [g kg^{-1}]	1.8	2.1	1.2	0.9	0.6	0.6	0.5	0.4	0.8	0.9	0.7	1	2.4	1.1
Snow transport frequency** [% time]	37	15	40	74	75	74	73	68	75	81	56	48	49	63
Aeolian snow mass flux [$\text{g m}^{-2} \text{s}^{-1}$]	17	6	13	53	43	70	72	42	107	101	26	19	41	47
Snow horizontal transport [t m^{-2}]	84.9	16.3	30.4	141.6	112.2	187.6	187.2	112	287.5	261.2	70.5	48.3	108.6	1648.3
(percentage of the whole period quantity)	(5.2%)	(1%)	(1.8%)	(8.6%)	(6.8%)	(11.5%)	(11.4%)	(6.8%)	(17.4%)	(15.8%)	(4.3%)	(2.9%)	(6.6%)	
Precipitation*** [mm w.e.]	34.3	39.9	49.8	50.8	63.6	40	42.5	30	70.4	73.8	16.7	13.9	125.5	651.3
(percentage of the whole period quantity)	(5.3%)	(6.1%)	(7.6%)	(7.8%)	(9.8%)	(6.2%)	(6.5%)	(4.6%)	(10.8%)	(11.3%)	(2.6%)	(2.1%)	(19.3%)	

*calculated as the ratio between vectorial wind speed and mean wind speed

**from the lowest 2G-FlowCaptTM sensor using a confidence threshold of $1 \text{ g m}^{-2} \text{s}^{-1}$ (see Section 4.6.1)

***from ECMWF operational analysis

Table 4.2 - Monthly mean and annual meteorological statistics from December 1, 2012 to December 30, 2013 at D17 location. Annual and monthly median values of roughness parameters (C_{DN10} and z_0) from 14 December 12, 2012 to December 30, 2013 are also shown. Wind speed, temperature, relative and specific humidity are given at a height of 2 m agl. Wind direction was measured at the top of the meteorological mast. Aeolian snow mass fluxes and snow horizontal transport quantities concern the first meter above the surface.

surface level measurements, data from another station (D17bis) located 500 m downslope from D17 are also shown on the plot. This station was removed on December 18, 2013. For both signals, the reference date for the calculation of variations in the surface level was December 12, 2012.

Precipitation occurrences were generally well correlated with the variations in surface height recovered by the two acoustic depth gauges. Snowfalls occurred throughout the observation period but with no clear seasonal cycle (Table 4.2), although precipitation rates seemed to be higher in winter (Fig. 4.7). However in 2013, the bulk of the accumulation at D17 was constrained to one snowfall event between February 23 and 25 (i.e. at the end of summer) during moderate wind ($U_{2m} \leq 12 \text{ m s}^{-1}$) and relatively high temperature ($T_{2m} \geq -10 \text{ }^{\circ}\text{C}$) conditions. According to ECMWF data, 37 mm w.e. (6% of the annual precipitation amount) fell in 48 hours, resulting in a 0.4 (0.2) m increase in the surface level at D17 (D17bis).

In both aerodynamic seasons, aeolian transport of snow was systematically observed when U_{2m} exceeded 15 m s^{-1} . Since this maximum threshold wind speed required for snow erosion was rarely reached in summer (Fig. 4.7), aeolian snow transport events were of lower intensity and frequency than in winter, as illustrated by lower monthly averages of snow transport-related variables (Table 4.2). During winter, T_{2m} dropped below $-10 \text{ }^{\circ}\text{C}$, and strong wind episodes ($U_{2m} > 12 \text{ m s}^{-1}$) became more frequent and persistent in both direction and duration. Later snowfall events of similar magnitude as the summer event responsible for the remarkable increase in the surface height were associated with deposition of snow, but did not result in sustainable accumulation, indicating that recently deposited snow was rapidly eroded by strong katabatic winds. As a consequence, the surface level decreased slightly at the scale of the whole aerodynamic winter season, presumably owing to the combined effects of surface sublimation, densification and aeolian erosion. Note that this general surface deflation was accentuated during the summer months in response to higher temperatures and subsequent higher densification and larger sublimation rates, resulting in higher specific humidity values (Table 4.2).

To summarize, both aerodynamic seasons were comparable in terms of the occurrence and rate of precipitation, but displayed significant seasonal differences in terms of temperature and wind regimes. In winter, lower temperatures were associated with stronger, more downslope winds of longer duration and greater frequency.

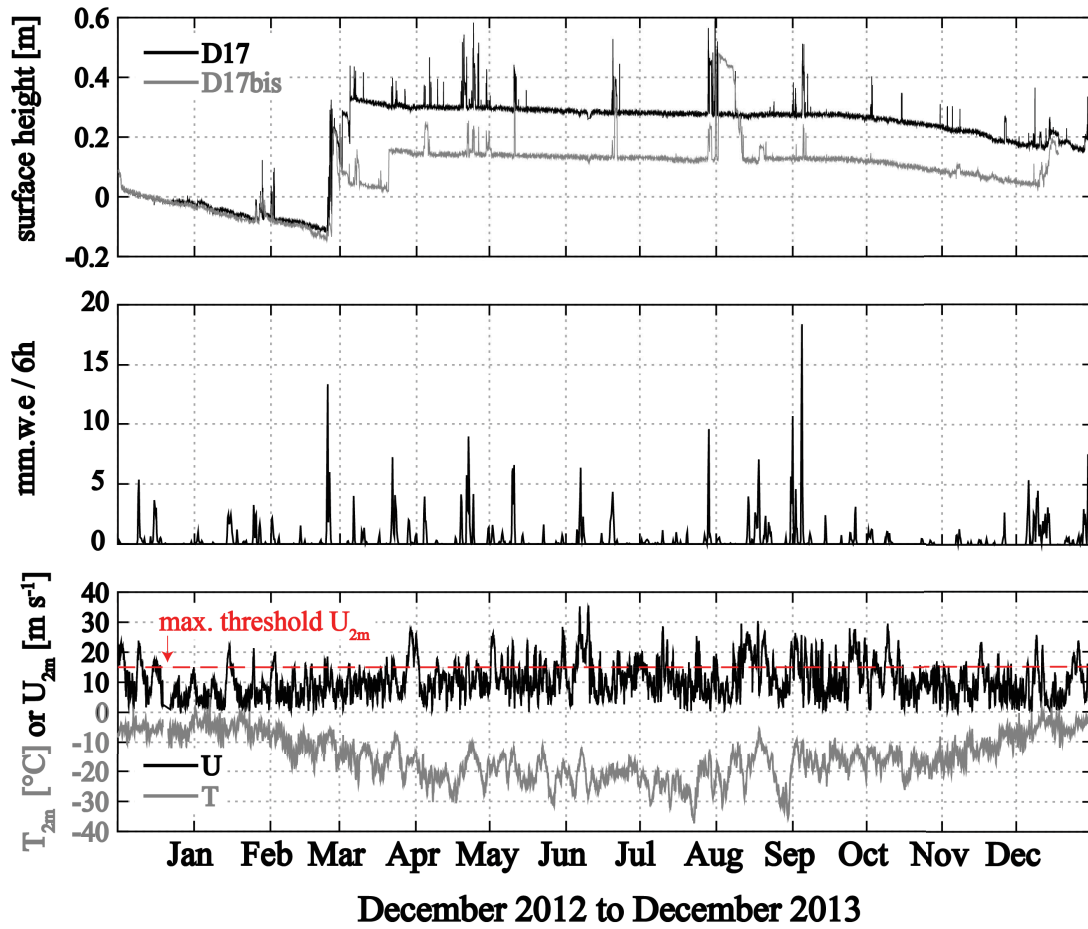


Fig. 4.7 - Time series of accumulation/ablation recorded by acoustic depth gauges at D17 and D17bis (upper panel), precipitation rates derived from ECMWF operational analyses (middle panel), wind speed and temperature at a height of 2 m (lower panel) at D17 between December 1, 2012 and December 30, 2013. The dashed red line in the lower panel represents the maximum 2-m threshold wind speed above which aeolian snow transport was systematically observed.

4.6. Erosion at the snow surface

As mentioned in the previous section, the snow erosion/deposition process was strongly influenced by seasonal variations in temperature and in wind regimes: in summer, snow deposited in the lull between rare strong (erosive) wind episodes was more prone to sintering because of higher temperatures, so that further erosion was less likely to occur and during moderate wind conditions in late February, snow was able to accumulate; once consolidated by the action of the wind and sintering, the surface was not favorable for the retention of (wind-blown) snow during subsequent windier winter conditions and the accumulation probably only resulted in local erosional forms such as sastrugi. In the following section, a method for estimating time-averaged temperatures representative of the period during which surface snow

is subject to sintering is presented. Temporal variations in different windborne snow-related variables are discussed regarding the same seasonal distinctions used above.

4.6.1. Computation of the time-averaged sintering (air) temperature

Aeolian erosion is conditioned by both aerodynamic forces that tend to remove particles from the surface and surface erodibility, i.e. the potential of a surface to be eroded (Shao 2008). The former can be quantified by the friction velocity u_* , which describes the wind shear at the surface, and the latter by the threshold friction velocity u_{*t} , the minimum friction velocity required for erosion to occur. While u_* is related to atmospheric flow conditions and surface aerodynamic properties, u_{*t} over snow depends on a range of surface snowpack properties such as internal snow grain cohesion, snow grain shape, snow density and moisture content. From this dynamical standpoint, there are two explanations that possibly account for the reduced frequency and intensity of transport in summer (Table 4.2): (i) weaker and less frequent winds and (ii) larger erosion thresholds, i.e., more pronounced effects of snowpack properties involved in the resistance to wind removal.

Schmidt (1980, 1981) demonstrated that the cohesive bonding force between snow particles depends upon temperature and the past history of the snowpack, although he did not propose any characteristic timescale. Schmidt (1980) also suggested an increase in threshold wind speed for erosion with time since snow deposition, and that this increase slows down over time and is slower at colder temperatures. Schmidt (1982) showed that the cohesion of the snow surface determines the threshold speed necessary for erosion of the snow to occur. Building on Schmidt (1980, 1981, 1982)'s conclusions, one can hypothesize that higher temperatures would result in stronger bonding of snow surface particles that require a higher friction velocity to overcome the cohesive bonds and initiate aeolian snow transport.

To account for these effects in the analysis, a sintering time was estimated for each half-hourly run as the retrospective period starting from that run and during which no snowfall (according to ECMWF-OA) or erosion (according to the 2G-FlowCapt™ sensor) events occurred that could reset snow surface properties. However, ECMWF-OA were provided at 6 h intervals, whereas meteorological statistics were saved at 30 min intervals. Here snowfall was assumed to occur if ECMWF-OA predicted a precipitation rate of at least 1 mm w.e. $6h^{-1}$. In that case, calculation of the sintering time was stopped at the time of the half-hourly run that coincided with the end of the 6-h ECMWF-OA time-coverage period. Visual field observations reported

that 2G-FlowCapt™ sensors are likely to provide fictive weak aeolian snow mass fluxes ($< 1 \text{ g m}^{-2} \text{ s}^{-1}$) in case of strong winds in the absence of airborne snow. A threshold value of $1 \text{ g m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ was used here to ensure confidence in the occurrence of aeolian snow transport and to focus on significant aeolian snow transport events. Then, sintering temperatures ($T_{2\text{m-sint.}}$) were computed as the 2-m air temperature averaged over the sintering time. If snowfall and/or windborne snow were detected immediately, $T_{2\text{m-sint.}}$ was taken as the corresponding half-hourly 2-m air temperature. Resulting sintering times were about 6 hours on average, and extended up to 6 days at most.

4.6.2. Threshold friction velocities

Erosion thresholds were estimated from half-hourly profiles selected for the computation of $C_{\text{DN}10}$ in combination with the aeolian snow mass fluxes provided by the 2G-FlowCapt™ in contact with the ground: u_{*t} was computed as the u_* value as soon as the corresponding measured flux equaled or exceeded the confidence threshold of $1 \text{ g m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. To discard small departures from intermittent episodes, this calculation also required that the preceding flux was below and the subsequent flux above $1 \text{ g m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Based on measurements of windborne snow profiles at Halley, Mann et al. (2000) suggested that the parameter that mostly affects the erosion threshold is the availability of loose snow. In addition, the occurrence of snowfall would introduce a bias in the u_{*t} values since the detection of airborne snow particles by the 2G-FlowCapt™ is not necessarily associated with erosion of snow. Therefore, determining accurate u_{*t} values required removing snowfall occurrences from the data. To circumvent the temporal resolution discordance between ECMWF-OA and half-hourly meteorological statistics, precipitation rates were cumulated over the closest 30-hour period whose last 6-hour ECMWF-OA output covered the time of the u_* value. If the cumulative quantity exceeded 1 mm w.e., the 30-min run was discarded. In other words, only cases in which, according to ECMWF-OA, the snow at the surface was at least 24 hours old were taken into consideration, assuming that this timescale is sufficient to include major effects of sintering. After events with falling or freshly precipitated snow had been excluded, the selection protocol retained respectively 49 and 21 threshold friction velocity values ($u_{*t \text{ aged snow}}$) for winter and summer including December 2013. Note that the use of profile-derived u_* values that incorporate the amplifying effects of both the sastrugi form drag and the frictional drag induced by airborne snow particles results in overestimation of erosion thresholds.

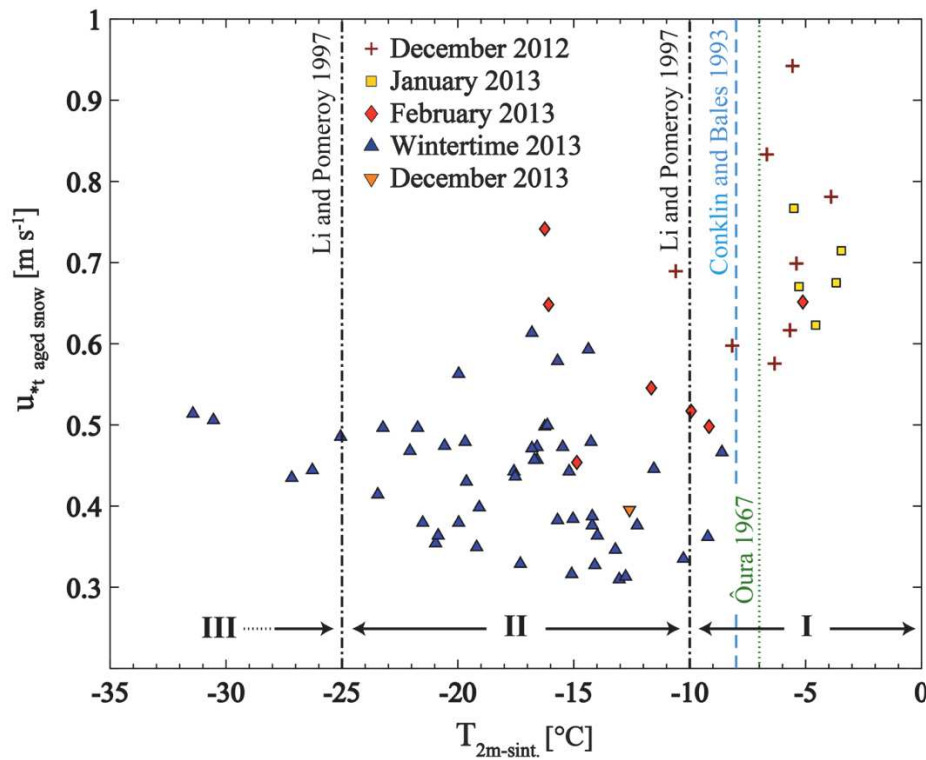


Fig. 4.8 - Threshold friction velocity measured on aged snow (≥ 24 h) with time-average sintering (air) temperature. Note the difference between summer and winter values. The warm cohesive regime (I), cold cohesive regime (II) and cold kinetic resistance regime (III) proposed by Li and Pomeroy (1997) are shown in the figure (black line), as well as threshold thermal limits reported by Conklin and Bales (1993; dashed light blue line) and Ôura (1967; dotted green line). These features are discussed in Section 4.8.1.

Seasonal variations in the snow surface erodibility at D17 were revealed by plotting threshold friction velocities as a function of $T_{2m-sint.}$ (Fig. 4.8). The threshold criterion for the presence of windborne snow was obviously not included in the calculation of $T_{2m-sint.}$ in the starting half-hourly run. Summer data are separated into months. Two main points of interest arise from Figure 4.8: the most obvious one is that, above roughly -10 °C, $u_{*t \text{ aged snow}}$ appears to increase with increasing $T_{2m-sint.}$, reflecting the fact that the metamorphism and the sintering process, which harden snow and tend to inhibit aeolian erosion, are more efficient at higher (summer) temperatures; the second point of interest is the inherent seasonal contrast between the fairly scattered summer values ranging from 0.4 to 0.94 m s^{-1} , and the narrower range 0.3 to 0.61 m s^{-1} in winter. Moreover, the relation between u_{*t} and $T_{2m-sint.}$ is not unequivocal: at a $T_{2m-sint.}$ of about -17 °C, u_{*t} varied from 0.3 to 0.7 m s^{-1} , while u_{*t} values around 0.7 m s^{-1} were observed for $T_{2m-sint.}$ ranging from -17 to -3 °C. Although the increase with $T_{2m-sint.}$ is clear, scattering cannot be entirely explained by the time-averaged air temperature conditions during which the thermal processes of metamorphism occurred. Li and Pomeroy (1997) reported the

influence of other factors on erosion thresholds, such as wind gustiness, differences between the air and actual snow surface temperature, or the properties of the surface snow (particle size, shape and density), which depend on other variables than air temperature. Since sastrugi induce drag partitioning at the surface, which further alters the aeolian snow mass flux (Amory et al. 2016), the spatial distribution of the sastrugi (size, abundance, orientation) may also have an influence.

4.6.3. Frequency and intensity of aeolian snow transport

Figure 4.9 shows monthly frequencies of wind-driven snow obtained by dividing the number of half-hourly runs in each month during which the FlowCapt™ sensor in contact with the surface recorded a mean aeolian snow mass flux higher than the confidence threshold, by the total number of half-hourly runs in that month. Measured aeolian snow mass fluxes in the first meter above the surface are distributed in three classes based on their intensity, i.e. weak ($1 - 20 \text{ g m}^{-2} \text{ s}^{-1}$), moderate ($20 - 200 \text{ g m}^{-2} \text{ s}^{-1}$), and strong ($> 200 \text{ g m}^{-2} \text{ s}^{-1}$) fluxes. Because the 2G-FlowCapt™ sensor does not distinguish between eroded (saltating particles and/or suspended particles of snow) and precipitating snow particles, the values account for all forms of wind-driven snow. Out of the whole observation period, site D17 experienced aeolian transport of snow 63% of the time, implying that the wind frequently reworked the surface, altering its aerodynamic properties by building and/or eroding sastrugi in the main wind direction. Nevertheless, in the same way as the decrease in $\tilde{C}_{\text{DN}10}$, the increase in the frequency and intensity of windborne snow was particularly marked in winter. Figure 4.9 shows a higher incidence of aeolian snow transport in winter (70% of the time), especially from March to September, than during the previous summer (35% of the time). In addition, strong aeolian snow mass fluxes ($> 200 \text{ g m}^{-2} \text{ s}^{-1}$) almost only occurred in winter, resulting in higher monthly mean aeolian snow mass fluxes (Table 4.2). Consequently, over 90% of the total (summer + winter) horizontal snow mass transport in the first meter above the surface occurred during the nine-month winter period.

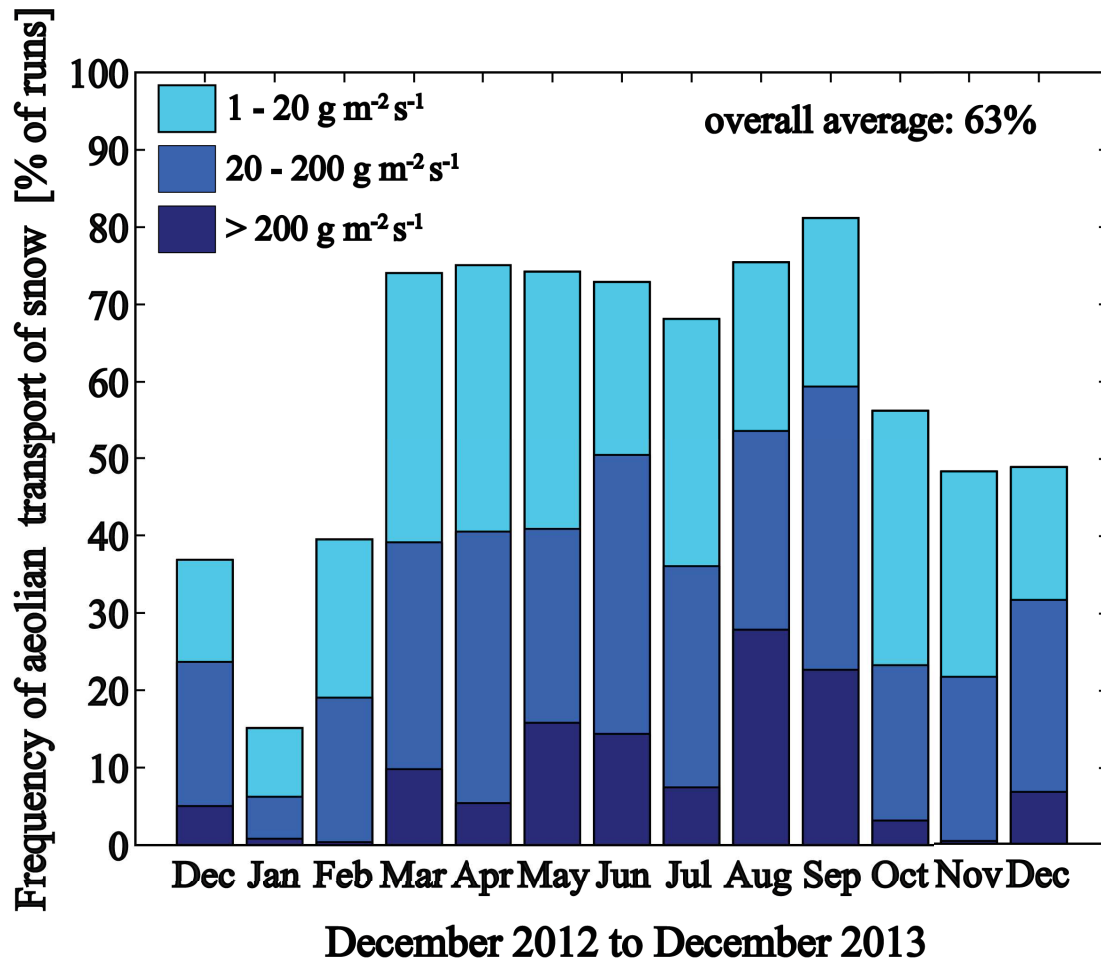


Fig. 4.9 - Percentage of half-hourly runs for each month during the December 2012-December 2013 period that included aeolian transport of snow as recovered by the 2G-FlowCapt™ sensor in contact with the surface. The transport frequency for the whole period is 63 %. Distribution of the measured aeolian snow mass fluxes within each month is shown according to their intensity.

Figure 4.10 shows seasonally separated scatterplots of half-hourly mean aeolian snow mass fluxes measured by the lowest 2G-FlowCapt™ sensor versus friction velocities derived from the selected profiles (4,238 values for winter and 2,009 for summer including December 2013). The color of each dot shows the corresponding $T_{2m-sint}$ from 3 °C to -34 °C. Winter data generally fit the theoretical expectation that aeolian snow mass transport increases with wind strength in a power law fashion (Radok 1977). All winter friction velocities higher than 0.63 m s⁻¹ were associated with substantial snow mass fluxes (> 10 g m⁻² s⁻¹). Summer data are more scattered. The summer maximum friction velocity with no erosion was 0.92 m s⁻¹. In extreme instances, weak snow mass fluxes (< 10 g m⁻² s⁻¹) were observed despite very high u_* values, which reached 1.1 m s⁻¹. In each panel, the dispersion of the data demonstrates the complexity of the aeolian erosion process, and how differences in u_{*t} for a given u_* can influence the quantity of windborne snow. At comparable u_* values, aeolian snow mass fluxes were usually

stronger in winter (Fig. 4.10), a direct consequence of the generally lower u_{*t} values. Note that other parameters such as the intervening meteorological conditions, past erosion and temperatures, the time elapsed since the last appreciable snowfall or aeolian snow transport event, and the simultaneous occurrence of snowfall may also account for the scattering of the data.

To summarize, low winter temperatures and weakly cohesive snow led to lower erosion thresholds, which, associated with stronger winds, resulted in more frequent and more intense aeolian snow transport events than in summertime. Based on monthly averages of daily visual observations over the 1989-2001 period, Mahesh et al. (2003) observed similar seasonal variations in the occurrence of windborne snow at the South Pole, which that they linked to changes in surface temperature. Since sastrugi mainly form through the deposition/erosion of snow (Filhol and Sturm 2015), stronger winter aeolian snow mass fluxes suggest that the sastrugi aerodynamic adjustment process described by both Andreas and Claffey (1995) and our team (Amory et al. 2016) is significantly more likely to occur during that period.

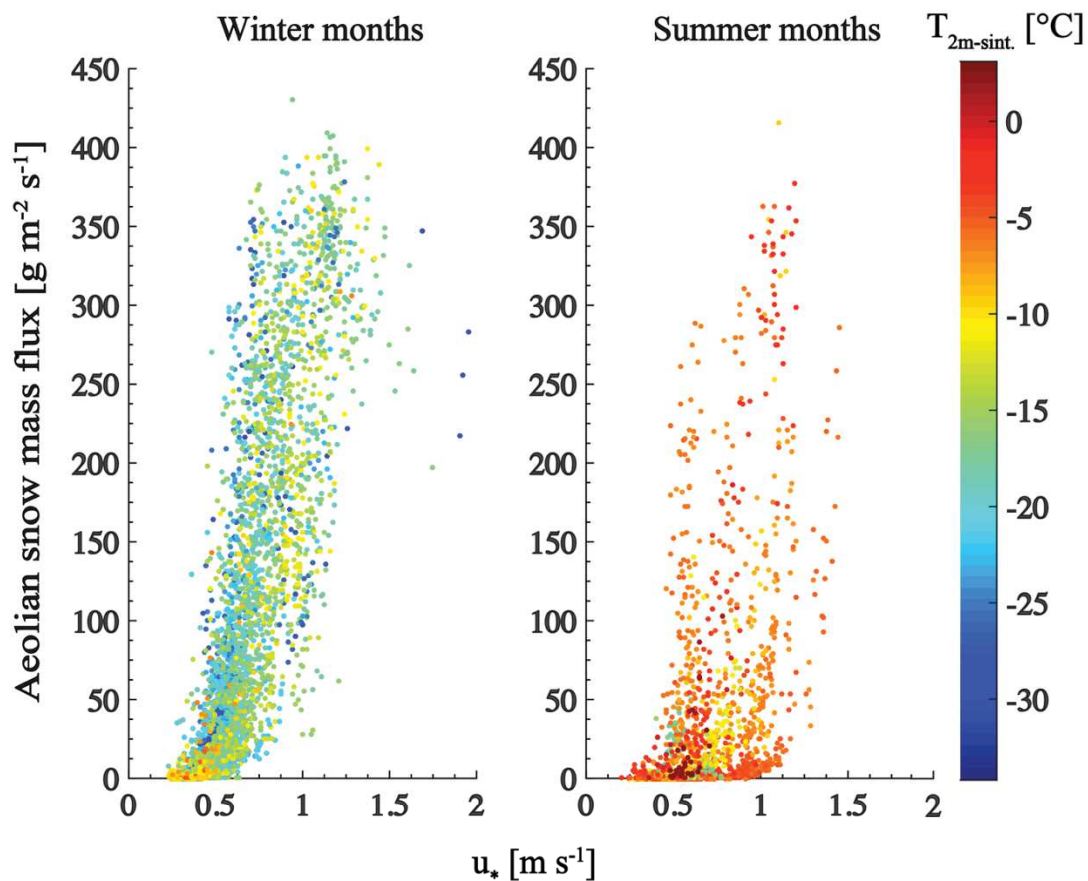


Fig. 4.10 - Scatter plots of half-hourly mean aeolian snow mass fluxes for the first meter above the surface versus u_* computed from the selected wind profiles. Winter (left panel) and summer (right panel) data are presented separately. Each dot is colored according to the corresponding time-average sintering (air) temperature (see colorbar on the right).

4.7. General discussion on surface drag properties

The previous analyses suggest that the temperature and wind regimes are both drivers of variations in snow surface erodibility over time. The following section investigates how these seasonal tendencies affect the surface drag properties. First, the occurrence of sastrugi in winter is debated by comparing the present results with the previous work by our team (Amory et al. (2015b) which describes two cases of sastrugi alignment from the same dataset. Then, C_{DN10} values are discussed in the context of both flow conditions and time-averaged sintering (air) temperatures. Finally, the influence of snowfall events is finally examined, with an emphasis on the peculiar conditions that characterized December 2013.

4.7.1. Were sastrugi present during winter?

Although there is no visual proof of the occurrence of sastrugi at D17 in winter 2013, their presence can be deduced from temporal variations in C_{DN10} , as proposed in Amory et al. (2015b). Significant variations in C_{DN10} were observed within a few hours, consistent with shifts in wind direction during windborne snow conditions, and that could only result from aerodynamic adjustment of the snow surface, that is, to the presence of sastrugi. We also suggested characteristic C_{DN10} values in the range of $1.3 \cdot 10^{-3}$ to $1.5 \cdot 10^{-3}$ for winds blowing over a perfectly streamlined sastrugi field, and greater than $3 \cdot 10^{-3}$ when the wind blows at an angle to the main axis of the sastrugi. While the former compares well with the overall winter C_{DN10} range, the latter is closer to the monthly median summer values of C_{DN10} (Fig. 4.5), for which sastrugi of various generation, size and orientation were observed simultaneously (see Section 4.3.2 in this paper). This suggests the existence of an aerodynamic sastrugi-like surface relief at D17 during winter that was probably more homogeneous and less pronounced than during the preceding summer, but capable of occasionally exerting a form drag of similar magnitude when the wind was blowing at right angles to the longitudinal axis of the sastrugi.

4.7.2. Drag coefficients as a function of flow conditions

In Figure 4.11, variations in C_{DN10} are plotted against the intervening flow conditions (friction velocity: Fig. 4.11a, wind direction: Fig. 4.11b). Plotting averages of all the C_{DN10} values against extrapolated 10-m wind speed within 1 m s^{-1} wide bins (not shown here) did not reveal any dependence on wind speed, although the dataset allowed for investigations up to 30 m s^{-1} .

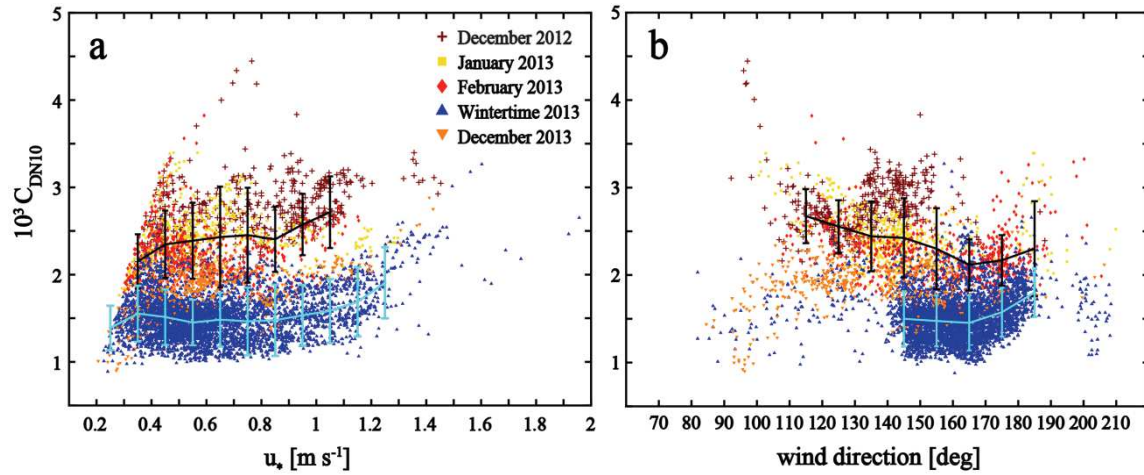


Fig. 4.11 - Profile-derived C_{DN10} values plotted against wind flow characteristics: (a) friction velocity and (b) wind direction. The solid lines represent the bin-averaged median C_{DN10} values (bin size = 0.1 m s^{-1} or 10°) for summer (black line) and winter (light blue line) aerodynamic seasons, and the error bars are the interquartile range within a bin. Note the individual distinction between summer months and the winter period.

In this case, friction velocity was used rather than the wind speed because u_* is the dynamic parameter involved in the occurrence of aeolian snow transport (Pomeroy and Gray 1990; Gallée et al. 2001). Like in Figure 4.10, the data are separated into seasons, and into months for the summer values. Bin-averaged median values were calculated within 0.1 m s^{-1} (Fig. 4.11a) and 10° (Fig. 4.11b) wide bins that include at least 50 C_{DN10} values, for summer (black line) and winter (light blue line), respectively. When the aerodynamic seasons are not distinguished, no clear trend is visible. In the ranges of friction velocity where the data are most dense, C_{DN10} extends from the minimum to the maximum value in the dataset. Seasonal tendencies are more explicit. Summer data reveal a general but slight increase in C_{DN10} with u_* . In winter, the increase only becomes significant above 1 m s^{-1} . By comparing z_0 values separately with u_* values obtained dependently (from a sonic anemometer) and independently (from a bulk flux algorithm) in winter on sea ice, Andreas (2011) reported two distinct patterns: from 0.2 to 0.5 - 0.6 m s^{-1} , z_0 remained constant in the independent case, while when both quantities shared the same sonic measurements, z_0 increased with an increase in u_* . The author concluded that the increase in z_0 (or C_D) with u_* ($> 0.3 \text{ m s}^{-1}$) could be a fictitious correlation arising from the translation of errors in u_* into errors in z_0 when the measured u_* is used to compute z_0 . Here the inter-dependence between u_* and z_0 is not the same as that in Andreas (2011) since both quantities are calculated as unique solutions of linear regressions of wind profiles. In other words, z_0 is not retrieved from u_* measurements. Nevertheless, although C_{DN10} generally increases slightly with an increase in u_* , the overall dependence of C_{DN10} on friction velocity

is rather small (Fig. 4.11a), particularly within the range of u_* in winter comparable to that of Andreas (2011). In addition, as the positive correlation between C_{DN10} and u_* is more marked in summer when C_{DN10} is high and the surface is less erodible due to enhanced cohesion of the snowpack, both the additional friction induced by saltation and the built-in correlation between u_* and z_0 would not account for the seasonal contrast in C_{DN10} . Their effect on the measured total surface drag is thus probably of minor importance. These results are in agreement with those of Kondo and Yamazawa (1986) who found that, in field experiments on snow surfaces that with rough flow conditions, C_D was rather insensitive to variations in u_* and increased with the height of small-scale roughness features.

Raupach et al. (1993) reported that the form drag exerted by roughness elements is mainly controlled by the total frontal area of these roughness elements (per unit ground area), i.e. the projected area from the mean wind direction. Figure 4.11b shows that wind directions associated with C_{DN10} values varied over a wide range between 80° and 210° in summer, but within a narrower range from 140° to 190° in winter. The figure also shows some interesting symmetric features: although the scatter is large, bin-averaged median C_{DN10} values show a consistent linear decrease between 110° and 160° - 170° in summer; in winter, lower median values decreased only slightly between 140° and 160° - 170° . Beyond these respective ranges, C_{DN10} again increased. Overall, minimum values were mostly concentrated in a 20 degree-wide direction ranging from 150° to 170° , consistent with the mean annual wind direction. Examination of the wind directional intensity revealed that the strongest winds were also grouped in this range of direction. In other words, surface resistance was minimal in the direction of the most frequent and strongest winds. This can be interpreted as evidence that sastrugi adopt optimally streamlined shapes, as in Amory et al. (2015b). Since downslope katabatic winds were stronger and more persistent in duration and direction in winter when the snow was dry and loose enough to drift, the profile of the sastrugi rapidly adapted to the prevailing wind. When the wind and sastrugi were well aligned, the frontal areas were reduced, the sastrugi form drag was minimal, and C_{DN10} decreased. In contrast, during the preceding summer, enhanced cohesion of surface snow facilitated the development of sastrugi in the initial periods of their formation, but the surface of the snow also rapidly became hard to erode. Combined with lighter and more variable winds, this temperature-dependent effect made the (more numerous) summer sastrugi no longer able to adjust to the flow as efficiently as in winter. The wind therefore nearly always encountered a rough surface, large frontal areas, and the sastrugi form drag reached a broad maximum, resulting in high C_{DN10} values. According to the

conclusions drawn by our team (Amory et al. 2016), such non-aerodynamic situations with significant sastrugi form drag impeded erosion in a self-limiting process, thereby accentuating the seasonal contrast in snow surface erodibility and windborne snow-related variables. Wind shifts outside of the preferential range of direction generally produced increasing C_{DN10} values in proportion to the angle of deviation. (Fig 4.11b). This explains why the scattering is highest in the rarest (summer) direction ranges. Figure 4.11a also shows very scattered C_{DN10} values ranging from $0.8 \cdot 10^{-3}$ to $4 \cdot 10^{-3}$ and above for friction velocities no greater than 0.7 m s^{-1} . In both cases, the dispersion could be linked to the high dependency of C_{DN10} on the occurrence and behavior of the sastrugi, that is, on past erosion.

4.7.3. Drag coefficients as a function of the time-averaged sintering (air) temperature

The temperature dependence of the drag coefficient is illustrated in Figure 4.12. The color codes are the same as in Figure 4.8, except that the solid black line denotes sintering temperature-binned median C_{DN10} values with a bin size of 1°C for the entire dataset including December 2013. The plot shows that C_{DN10} increased strongly with increasing $T_{2m-sint.}$ until roughly -5°C . This net trend reflects the determining role of the air and snow surface temperature in the development of the surface microrelief in windy locations: during the observation period at this section of coastal East Antarctica, time-averaged air temperatures were, on average, better proxies than friction velocities or wind directions to evaluate the aerodynamic resistance of the snow surface (Fig. 4.12). As discussed above, the increase in C_{DN10} with $T_{2m-sint.}$ can be linked to greater (summer) surface adhesion, which requires higher erosion thresholds; this tends (i) to produce rougher surfaces by allowing sufficient snow surface cohesion through sintering to form sastrugi from recently deposited snow, (ii) to further inhibit the sastrugi streamlining process and, consequently, (iii) to strongly increase the time lapse during which the sastrugi form drag is maximum and inhibits snow erosion.

4.7.4. Influence of precipitation, and focus on the particular case of December 2013

The occurrence of substantial snowfall can strongly affect the distribution of surface roughness features. Newly deposited snow can either be eroded into sharp-edged sastrugi or fill in topographic depressions and bury the pre-existing microrelief. These two scenarios have

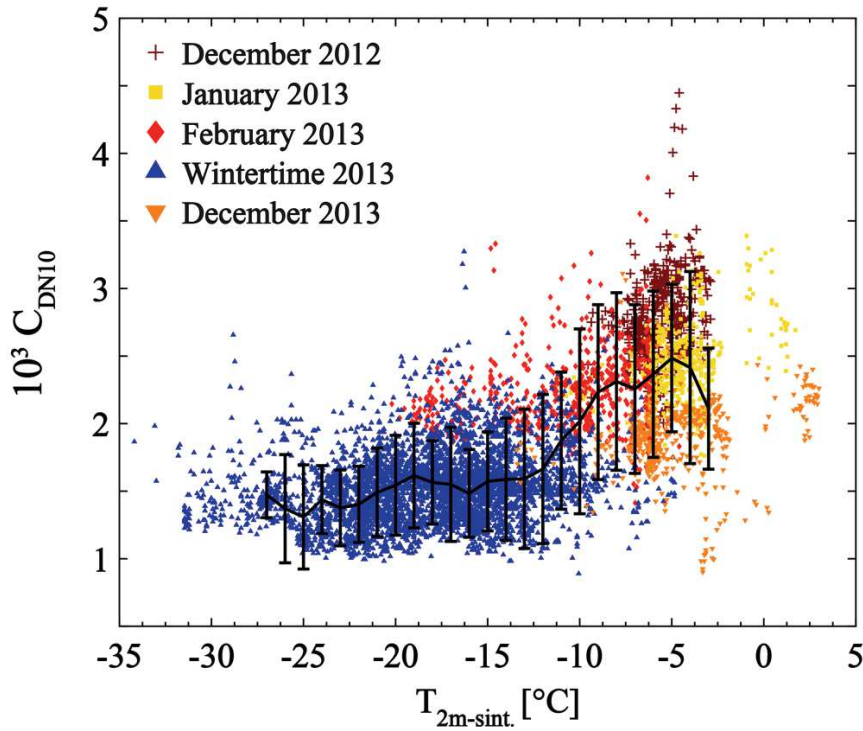


Fig. 4.12 - Profile-derived C_{DN10} values as a function of the time-averaged sintering (air) temperature at 2 m above the surface. The solid line represents the bin-averaged median values (bin size ≥ 50 runs) and the error bars are the interquartile ranges within a bin. Note the distinction between summer months and the winter period.

antagonist consequences on surface drag properties according to the intervening wind and temperature conditions. The dramatic decrease in $\tilde{C}_{DN10}$ from February to March (Fig. 4.5) in response to the accumulation of 0.4 m of snow in late February (Fig. 4.7) illustrates the potential of a single snowfall to considerably and durably affect the surface drag (here a 30% reduction from $2.21 \cdot 10^{-3}$ in February to $1.55 \cdot 10^{-3}$ in March) if no snow erosion occurs during or shortly after snow deposition, i.e. before (summer) sintering hardens surface snow and increases its erosion threshold. From May, the air temperature dropped, precipitation rates weakened, snow events became rare and then negligible during the major part of July (Fig. 4.7). Without replenishment of snow at the surface, it is likely that sastrugi eroded progressively and almost completely disappeared in July, leading to the lowest C_{DN10} values of the whole dataset. The 30% increase in $\tilde{C}_{DN10}$ from $1.25 \cdot 10^{-3}$ in July to $1.62 \cdot 10^{-3}$ in August (Fig. 4.5) can be attributed to the increasing frequency and intensity of snowfall events that combined with stronger winds (Fig. 4.7) to form sastrugi from cold erodible snow.

With the onset of the following summer in December 2013, $\tilde{C}_{DN10}$ increased up to $1.93 \cdot 10^{-3}$ but despite being higher than any winter monthly median value (Fig. 4.5), did not rise as high as during the previous summer. Close inspection of the peculiar meteorological conditions in this

period, enables a hypothetical general scenario to be formulated. December 2013 was wetter than the previous summer months (Table 4.2). ECMWF-OA suggest that this single month received 19% (125.5 mm w.e.) of the predicted annual precipitation amount. The ECMWF also produces reanalyses (ERA-Interim, Dee et al. 2011), long-time series of analyses performed retrospectively using a stable numerical package. Although ERA-Interim products are of lower horizontal resolution (~ 70 km), they are more time-consistent datasets than ECMWF-OA, whose numerical packages are frequently the result of implementations of upgraded parameterizations. ERA-Interim reports a comparable estimation of 117.3 mm w.e. in the area for December 2013. This is much higher than the December mean precipitation of the ERA-Interim time series from 1979 to 2013 (mean = 40.8 mm w.e., standard deviation = 26.9 mm w.e.). Consequently, both the monthly mean aeolian snow mass flux (Table 4.2) and frequency of aeolian snow transport (Fig. 4.9) increased beyond the previous summer values. Boening et al. (2012) discussed anomalously high precipitation at the monthly scale that led to significant mass accumulation along the East Antarctic coast. Although abnormally high, precipitation amounts at D17 were not associated with substantial accumulation in December 2013. Figure 4.13 presents related time series of surface height, aeolian snow mass flux, C_{DN10} , U_{2m} and T_{2m} . Surface level variations measured at the nearby station D17bis are also plotted, along with daily occurrences of snowfall from both ECMWF-OA and field observations (starting from December 18). For ECMWF-OA, we considered a day as snowy if at least 1 mm w.e. fell on the day concerned. At the beginning of the month, winds remained weak ($U_{2m} < 10 \text{ m s}^{-1}$) and C_{DN10} fluctuated around $1.5 \cdot 10^{-3}$ without presenting a clear behavioral trend, but rather continuing to reflect the winter values. From December 5 on, ECMWF-OA predicted that snowfall occurred regularly until December 15. During this 10 day period, snowfall amounted to 51% (63 mm w.e.) of total precipitation in December 2013. The behavior of C_{DN10} then becomes more apparent if we look at the wind, accumulation, and temperature conditions. On December 8, the wind rose above 10 m s^{-1} , aeolian snow transport began, new sastrugi probably formed from the erosion of freshly precipitated snow and mixed with remnants of winter roughness features. Therefore, snow did not accumulate and C_{DN10} increased up to $2.5 \cdot 10^{-3}$. Snowy and strong wind conditions ($U_{2m} > 10 \text{ m s}^{-1}$) persisted until December 10 with high directional constancy (0.9), leading the newly formed sastrugi to be oriented according to the wind direction. As a result, C_{DN10} dropped to $1.5 \cdot 10^{-3}$. On December 10, strong winds ceased, several centimeters of snow accumulated and C_{DN10} decreased to $0.8 \cdot 10^{-3}$ (i.e. a $\sim 50\%$ reduction) after the snowfall. A decrease in C_{DN10} of similar amplitude in response to snowfall

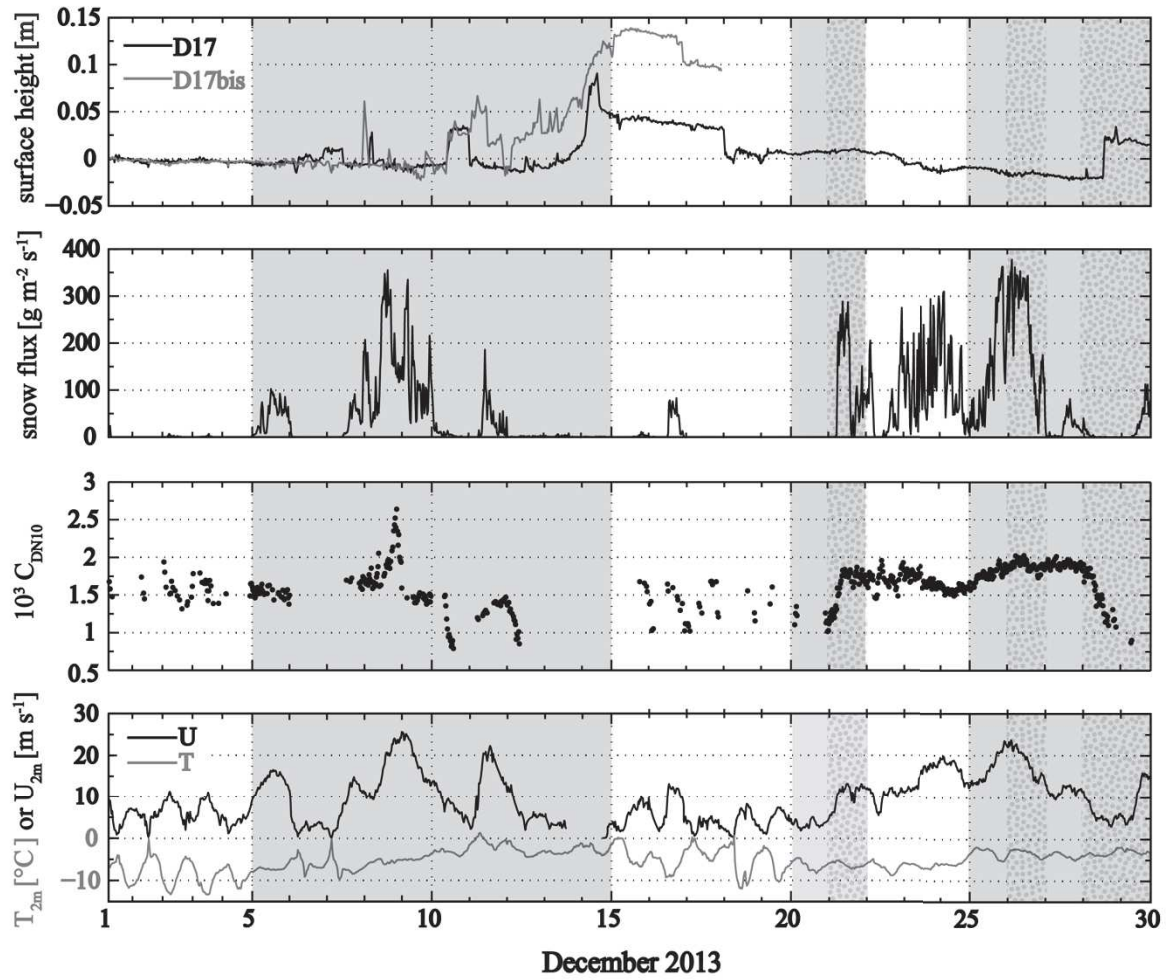


Fig. 4.13 - Time series at D17 between December 1 and December 30, 2013. From the top to the bottom panel, the frames present accumulation/ablation corded by the acoustic depth gauge, aeolian snow mass flux within the first meter agl., C_{DN10} , and wind speed and temperature at a height of 2 m. Variations in surface level measured at station D17bis are shown in the top panel. Gray shading and dotted areas indicate daily occurrences of snowfall according to ECMWF operational analyses and field observations, respectively.

was reported by Inoue (1989a). The situation was the same the following day after a small erosion event responsible for an increase of C_{DN10} up to $1.5 \cdot 10^{-3}$. Then, from December 12 to December 21, the wind speed was primarily below 10 m s^{-1} while the mean maximum air temperature was above freezing point. According to both depth gauges, a snow event produced 0.1 m of fresh snow during December 14 that probably smoothed the surface in absence of erosion, in agreement with the field observations reported for December 18 in Section 4.3.2.

Melting probably occurred during daytime further consolidating the surface snow through the freeze-thaw process until December 21. During this period, C_{DN10} was low ($1\text{-}1.5 \cdot 10^{-3}$), on average 45-60% lower by than in the previous summer at the same period. On December 21, field observations reported the occurrence of snowfall that concurred with the set-up of a

persistent katabatic wind episode, causing significant aeolian snow transport until December 27 and a subsequent increase in C_{DN10} up to $2 \cdot 10^{-3}$. The wind speed dropped to 5 m s^{-1} on December 28, and another snow event produced about 0.05 m of fresh snow, reducing C_{DN10} down to $1 \cdot 10^{-3}$. These results illustrate the potential of snowfall events that supply only a few centimeters of fresh snow to reduce the drag coefficient by $\sim 50\%$ in absence of erosion. The increase in the frequency of snowfall events in association with periods of light winds and near-melting averaged air temperatures certainly impeded the development of roughness feature and, hence, the increase in C_{DN10} .

4.8. Comparison with other studies

4.8.1. Threshold friction velocities and erodibility regimes

Although a wide range of threshold friction velocities has been reported for various snow surfaces (Gallée et al. 2001), those reported in this study are in good agreement with those in the literature. Over snow-covered Diamond Lake in Wyoming, Schmidt (1986) made nine measurements of u_{*t} that ranged from 0.20 to 0.51 m s^{-1} . The thresholds in the present study match with the range of $0.25 - 1 \text{ m s}^{-1}$ reported by Pomeroy et al. (1993) in absence of snowfall for “old, wind-hardened, dense or wet snow”. Mann et al. (2000) found u_{*t} values of between 0.21 and 0.36 m s^{-1} for four winter erosion events. By calibrating their aeolian snow transport module on the data collected during the Byrd snow project (Budd et al. 1966), Gallée et al. (2001) reported calculations of u_{*t} for Antarctic snow ranging from 0.2 to 0.9 m s^{-1} . On Antarctic sea ice in winter, Andreas (2011) identified thresholds in the range $0.25\text{-}0.35 \text{ m s}^{-1}$. With no distinction between seasons and using a lower confidence threshold ($0.001 \text{ g m}^{-2} \text{ s}^{-1}$) with 2G-FlowCapt™, Trouvilliez et al. (2014) obtained 165 u_{*t} values ranging from 0.15 to 0.78 m s^{-1} from two years of meteorological records at D17.

Our data also compare favorably to different estimations of thermal limits (Fig. 8) above which temperature-dependent processes dictating the snowpack erodibility become highly active. Li and Pomeroy (1997) distinguished three erodibility regimes for dry snow transport according to the ambient air temperature (T) in a plot similar to the one shown in Figure 4.10:

- I) warm cohesive regime ($-10 \text{ }^{\circ}\text{C} < T < 0 \text{ }^{\circ}\text{C}$),
- II) cold cohesive regime ($-25 \text{ }^{\circ}\text{C} < T < -10 \text{ }^{\circ}\text{C}$),
- III) cold kinetic resistance regime ($T < -25 \text{ }^{\circ}\text{C}$).

These authors proposed that, under warm cohesive conditions, viscous forces associated with thin layers of quasi-liquid water surrounding snow crystals dominate cohesion as snow wetness increases. In laboratory experiments, Conklin and Bales (1993) observed a quasi-liquid layer increasing non-linearly from 3 – 30 nm at -60 °C to 500 - 3000 nm at -1 °C, together with a marked acceleration of the thickening process of the layer above -8 °C. Earlier, using meteorological observations performed in summer at Syowa Station in Antarctica, Ôura (1967) showed a positive correlation between threshold wind speed and air temperature above -7 °C. Li and Pomeroy (1997) attributed this result to the substantial thickening of the quasi-liquid layer on the surface of snow particles. The cold cohesive regime is assumed to be governed by a thinner quasi-liquid layer, while elastic and kinetic frictional forces are assumed to dominate surface erodibility in cold kinetic resistance conditions as no or only a negligible quasi-liquid layer exists below -25 °C. The threshold values presented in Figure 4.8 support the existence of at least the two first erodibility regimes, but the lack of data below -25 °C prevents us discussing that of the third regime.

4.8.2. Antarctic drag values

As the present data extend only over one year, it is too soon to conclude that the observed aerodynamic seasonal pattern is repeated. The whole dataset, and particularly the peculiar conditions in December 2013 demonstrate how sensitive drag coefficients can be to various combinations of meteorological parameters involved in the development of surface roughness. Contrary to the inter-annual variability, the spatial variability of C_{DN10} can be assessed qualitatively by comparison with the results of other studies of Antarctic surface drag characteristics. Table 4.3 lists averaged C_{DN10} values (some converted from z_0 values) that have been reported for different Antarctic regions and surface types. Minimum and maximum C_{DN10} values are given in brackets when provided by the authors. Generally, values are lower over blue ice areas, coastal ice shelves and inland locations with low wind speeds, values are intermediate over rough sea ice, and higher values over windy inland regions and marginal slopes where katabatic winds are active. The highest values are observed in the presence of sastrugi. The overall maximum of $6.5 \cdot 10^{-3}$ was reported by Jackson and Carroll (1978) at the South Pole for winds blowing perpendicularly to the elongated side of 0.5 m-high sastrugi. As the presence of sastrugi does not necessarily imply high C_{DN10} values, depending on how well the roughness features are aligned with the wind, sastrugi-covered areas also exhibit low values comparable to those of other surface categories.

Literature	Location	$10^3 C_{DN10}$	Period of observation
<u>Marginal slopes</u>			
Bintanja and van den Broeke (1995)	Coastal Dronning Maud Land ^{k,*}	1.8	Summer 1993
van den Broeke et al. (2005)	Coastal Dronning Maud Land ^{k,*}	1.3	January – February 1998
		2.4 (1.53 – 4.44)	December 2012 - February 2013
This paper	Coastal Adélie Land ^{k,*}	1.5 (0.83 – 3.26)	March - November 2013
		1.93 (0.81 – 3.11)	December 2013
<u>Plateau</u>			
Jackson and Carroll (1978)	South Pole [*]	(1.2 – 6.5)	Winter 1975
Inoue (1989a)	Mizuho Plateau ^{k,*}	1.3 (0.8 – 2.5)	Summer 1981
		1.8 (1.36 - 2.77)	May - August 1979
Inoue (1989b)	Mizuho Station ^{k,*}	1.5 (1.2 – 2.2)	November - December 1979
van den Broeke et al. (2005)	Dronning Maud Land	0.9	January – February 2002
<u>Ice-shelves</u>			
Liljequist (1957)	Maudheim Station	1.2	1950-1952
Koenig (1985)	Neumayer Station [*]	1.1 ^z 2.1 ^b	May - August 1982
King and Anderson (1994)	Halley Station	1.2	March - October 1991
<u>Blue ice areas</u>			
Bintanja and van den Broeke (1995)	Coastal Dronning Maud Land ^k	0.7	Summer 1993
<u>Sea ice</u>			
Andreas (1993)	Weddell Sea	1.1 – 1.4 ^c 1.3 – 1.8 ^d	Winter 1989
Wamser and Martinson (1993)	Weddell Sea	1.68	Winter 1896
		1.44	Winter 1989
Andreas and Claffey (1995)	Weddell Sea [*]	1.91 (1.27 – 2.54)	February – March 1992
Adolphs (1999)	Ross, Amundsen and Bellingshausen Seas	1.35 (1.1 – 1.7)	Winter 1995

^{*} presence of sastrugi

^k katabatic wind zone

^a $U < 20 \text{ m s}^{-1}$

^b $U > 30 \text{ m s}^{-1}$

^c undeformed ice

^d deformed ice

Table 4.3 - Averages and ranges of 10-m near-neutral drag coefficient values for various Antarctic regions.

Seasonal variations in surface drag in Antarctica have only been discussed by Inoue (1989a,b) who observed lower drag values for the period November-December 1979 than for the winter period May-August 1979 in the cold environment of Mizuho station. This situation, which is

apparently in contradiction with our results can be explained by a contrast in directional constancy between these two periods. Inoue (1989b) measured a more pronounced concentration of high wind speed values in a 10° wide directional range during the last two months of 1979, consistent with the apparent predominant direction of the sastrugi around Mizuho Station. As a result, the contribution of the sastrugi form drag to the total surface drag decreased in summer along with a decrease in C_{DN10} decreased. From the correlation between prevailing summer winds and preferential sastrugi orientations, the author proposed that sastrugi mainly form in summer. These results, together with those obtained in the present study actually suggest that a prerequisite for the formation of sastrugi is the presence of an erodible snow surface together with the occurrence of strong prevailing winds in a narrow directional range that continue for a considerable period of time. In contrast to Inoue (1989b) for the Mizuho Plateau, at D17, such conditions mostly prevailed during wintertime 2013.

4.9. Conclusion

The aim of this paper was to provide observational evidence for aerodynamic seasonal variations in the surface snow driven by temperature and wind regimes at a coastal location in Adélie Land, East Antarctica. A strict selection procedure was applied to a meteorological dataset collected over an open sastrugi-covered sloping snowfield from December 2012 to December 2013. The observations included detailed meteorological profiles and aeolian snow mass fluxes integrated over the first meter above the surface of the snow.

Drag coefficient measurements revealed a clear seasonal contrast between high monthly median values ($> 2 \cdot 10^{-3}$) in summer (December to February) and lower values ($\sim 1.5 \cdot 10^{-3}$) in winter (March to November) with an abrupt decrease at the end of summer. These seasonal variations were explained by the dependence of the snow surface erodibility on sintering temperature. In winter, low temperatures ($< -10^\circ\text{C}$) were associated with weakly cohesive snow that was easily erodible by strong katabatic winds. Aeolian snow transport events of high intensity and frequency occurred, during which the sastrugi rapidly adapted their profile to prevailing erosive winds. The aerodynamic adjustment process of the sastrugi efficiently reduced total surface drag, causing low drag coefficient values throughout the winter season. In contrast, in summer, when temperatures were higher, the resistance of the snowpack, which determines the threshold condition for aeolian snow transport was higher thanks to the increased formation of ice bonds. This led to a more cohesive snow surface that combined to reduced katabatic forcing to inhibit snow erosion. In these circumstances, the sastrugi were not able to adjust to the wind as

efficiently as in winter, leading to higher drag coefficients associated with lighter and more changeable winds. The abrupt decrease at the transition between the two aerodynamic seasons can be explained by a 48 hour-long snowfall event that occurred during intervening relatively high temperatures ($-10\text{ }^{\circ}\text{C} < T < 0\text{ }^{\circ}\text{C}$) and moderate wind ($U < 10\text{ m s}^{-1}$) conditions that buried existing sastrugi under newly deposited snow and accounted for most of the annual accumulation. The peculiar conditions in December 2013, i.e. at the beginning of the following summer, also illustrated the potential of substantial snowfall events to reduce the surface roughness in the absence of erosion.

These results suggest that sastrugi-like microrelief dominates momentum transfer over erodible snow surfaces, in line with the result of other observational studies in Greenland and Antarctica. The main implication is that drag coefficients vary according to the spatial distribution (size, abundance, orientation) of surface roughness features, but also depend on other various environmental factors such as past and present wind and temperature regimes, the time that had elapsed since the last relevant snowfall or erosion event, and the occurrence of melting/refreezing that are likely to alter the surface roughness. It follows that if the usual constant drag coefficient is used in atmospheric models, it is difficult to accurately represent the interactions between the near-surface air and the ice sheet snow surface. To correctly simulate surface wind fields and to reliably estimate the contribution of aeolian snow transport to the Antarctic surface mass balance, parameterization of atmospheric models should thus account for variations in surface roughness both in space and over time.

Acknowledgements This work would not have been possible without the financial and logistical support of the French Polar Institute IPEV (program CALVA-1013). Additional support by OSUG through the CENACLAM/GLACIOCLIM observatory is also acknowledged. The authors would like to thank all the on-site personnel in Dumont d'Urville and Cap Prud'homme for providing precious help in the field, in particular Philippe Dordhain for electronic and technical support.

5. Évaluation quantitative du transport éolien de neige simulé par le MAR sur une année

5.1. Introduction

L'ablation induite par le vent affecte l'accumulation de la neige en Antarctique, en particulier dans les régions périphériques où les vents sont les plus prononcés. Turner et al. (2005) ont montré que la plupart des stations météorologiques côtières ont enregistré des vitesses moyennes de vent croissantes sur les dernières décennies, et que certains sites de l'Antarctique de l'Est et de la péninsule Antarctique sont concernés par une augmentation significative des événements de vents forts au cours des cinquante dernières années. En se poursuivant, cette tendance pourrait significativement accroître la contribution du transport de la neige par le vent au BMS de l'Antarctique.

En dépit de leur importance, les processus de transport éolien de la neige sont ignorés par la plupart des modèles atmosphériques (Trouvilliez et al. 2014). En conséquence, les évaluations quantitatives de leur représentation au niveau des calottes polaires par les modèles atmosphériques incluant une paramétrisation du transport éolien sont extrêmement limitées dans la littérature. Récemment, Lenaerts et al. (2014) ont évalué l'aptitude de RACMO2 couplé à une routine de transport éolien (Lenaerts et al. 2012a) à simuler le transport horizontal de neige pendant deux événements de vent fort au niveau d'une zone d'accumulation de la marge ouest du Groenland, et montré que le modèle surestime de plusieurs ordres de grandeur la quantité de neige aérotransportée. Pour l'Antarctique, seules les fréquences de transport reproduites par RACMO2 ont été évaluées par comparaison (i) aux observations satellitaires de Palm et al. (2011) pour le mois de juillet 2009 et aux observations de Loewe (1970) en 14 points du continent pour l'Année Géophysique Internationale 1957-1958 (Lenaerts et al. 2012a), et (ii) aux observations tri-horaires de König-Langlo (2005) recueillies à la station Neumayer pour l'année 1993 (Lenaerts et van den Boreke 2012). Dans la version du modèle employée pour ces simulations, la rugosité aérodynamique a été définie comme un paramètre constant pour tout l'Antarctique et fixé à 10^{-3} m.

Le modèle MAR inclut un module de transport éolien de la neige et tient compte de l'influence des éléments de rugosité sur le calcul de la longueur de rugosité aérodynamique. Au Chapitre

2, une tendance du modèle à sous-estimer le transport a été mise en évidence au point de mesure D47 sur le mois de janvier 2011 pour la configuration adoptée dans Gallée et al. (2013). La sensibilité du MAR à la rugosité a été examinée de façon préliminaire dans la Section 2.4.4. L'analyse des données entreprise au cours des Chapitre 3 et 4 a permis la mise en évidence de certains aspects de la relation rugosité-érosion offrant un support de discussion pour différentes composantes de la paramétrisation actuelle du transport de neige dans le modèle.

Ce chapitre est consacré à une caractérisation de la sensibilité du MAR à différents paramètres de la version actuelle du modèle susceptibles d'influencer la représentation de l'érosion éolienne, ainsi qu'à l'évaluation du climat de surface et de la quantité de neige transportée simulés pour une paramétrisation optimisée du modèle par comparaison aux observations recueillies à la station D17 du 1^{er} décembre 2012 au 30 novembre 2013.

Afin de s'affranchir de l'utilisation du facteur correctif du flux éolien A (Éq. 2.9, Section 2.3), les simulations présentées dans ce chapitre ont été conduites avec un premier niveau du modèle à 1 m au-dessus de la surface sur un domaine de simulation similaire à celui adopté au Chapitre 2 et exposé en Figure 3.1 et 4.1. La résolution horizontale de 5 km et le forçage par les réanalyses d'ERA-Interim ont été conservés. En revanche, pour des raisons de coût numérique, le nombre de niveaux verticaux a été abaissé à 25.

La Section 5.2 reprend une description du module d'érosion complémentaire de celle proposée au Chapitre 2 (Section 2.3.1). Les tests de sensibilité et la procédure de calibration du modèle sont développés en Section 5.3. Dans la Section 5.4 les résultats du modèle pour trois paramétrisations distinctes de la rugosité sont comparés aux observations de température, de vitesse de vent, de vitesse de frottement et de transport de neige (fréquence, flux éolien massique horizontal et quantité horizontale). Ces résultats sont ensuite discutés, puis une section conclusive vient clore le chapitre.

5.2. Compléments sur la paramétrisation de l'érosion

5.2.1. Longueur de rugosité d'une surface rugueuse

Dans le MAR, l'influence de l'érosion sur la rugosité de surface est prise en compte en permettant à la longueur de rugosité aérodynamique pour une surface rugueuse (z_{0R}) de varier en fonction de la vitesse de frottement pour des conditions vérifiant $u_* > 0.2 \text{ m s}^{-1}$ et $T_s < 0^\circ\text{C}$ (où T_s est la température de surface) en considérant que la fonte en surface inhibe l'érosion (même après regel) et provoque la disparition des sastrugi. Le pas de temps du modèle est

contraint par l'évolution des couches de neige et est fixé à 20s. À chaque pas de temps, une valeur limite de la longueur de rugosité aérodynamique ($z_0^{as.}$) est calculée selon

$$z_0^{as.} = (u_* - 0.2)\alpha \quad (5.1)$$

où α constitue un coefficient de calibration représentatif de l'intensité avec laquelle l'érosion influence la rugosité. Cette expression définit la valeur asymptotique vers laquelle on fait tendre z_{0R} à chaque pas de temps du modèle pour tenir compte de l'évolution de la contribution des sastrugi à la rugosité selon

$$\frac{dz_{0R}}{dt} = \frac{z_0^{as.} - z_{0R}}{t_{str.}} \quad (5.2)$$

L'intégration de l'Équation 5.2 entre deux pas de temps consécutifs du modèle t et $t + dt$ donne

$$z_{0R}(t + dt) = z_0^{as.} + (z_{0R}(t) - z_0^{as.})e^{\left(\frac{-dt}{t_{str.}}\right)} \quad (5.3)$$

où dt correspond au laps de temps (ici le pas de temps du modèle) sur lequel on calcule l'ajustement de z_{0R} , et $t_{str.}$ représente le temps de formation des sastrugi et correspond au temps imposé pour atteindre $1/e$ de la valeur asymptotique $z_0^{as.}$. Dans la configuration originelle de Gallée et al. (2013) réutilisée dans le Chapitre 2, $t_{str.}$ a été fixé à 12h, conformément aux résultats d'Andreas et Claffey (1995).

Cette chaîne de calcul reflète l'effet de la formation de sastrugi sur la rugosité en considérant que l'augmentation de la vitesse de frottement due aux sastrugi est surcompensée par la diminution de la part de quantité de mouvement disponible directement pour l'érosion. Autrement dit, l'augmentation de la longueur de rugosité aérodynamique agit comme une rétroaction négative pour l'érosion. Néanmoins, on retiendra que l'influence de la direction du vent n'est pas encore incluse et que le temps de formation des sastrugi $t_{str.}$ ne dépend pas du flux d'érosion, en dépit des remarques faites au Chapitre 3 (Section 3.4) à ce propos.

5.2.2. Correction de la vitesse de frottement seuil avant érosion

La paramétrisation de l'effet des éléments de rugosité sur le seuil d'érosion proposée à travers les Équations 2.2 et 2.3 a été développée par Marticorena et Bergametti (1995) pour les surfaces couvertes d'éléments de rugosité non-érodables. Bien qu'ils puissent être considérés comme érodables du fait de leur nature neigeuse, les sastrugi semblent se comporter comme des

éléments non-érodables en agissant de façon inhibitrice sur le flux d'érosion pendant la phase transitoire durant laquelle leur orientation n'est pas parallèle à la direction du vent (voir Figure 3.4). Cependant, on peut rappeler que leur impact sur l'érosion reste probablement assez limité dans le temps dans la mesure où, sous réserve d'un état érodable de la surface, des vents forts et fréquents induisent un alignement rapide des sastrugi selon le vent moyen. D'autre part, comme évoqué au cours du chapitre précédent, les faibles valeurs de rugosité tout au long de l'hiver 2013 (Tableau 4.2) suggèrent que ce processus d'ajustement aérodynamique est particulièrement efficace en hiver. Dans le MAR la paramétrisation originelle du facteur correctif R_f (voir Éq. 2.3) est modifiée afin de tenir compte de la capacité d'ajustement des sastrugi et de l'atténuation inhérente de leur effet inhibiteur sur l'érosion

$$R_f = 1 - \frac{(1 - R_f)}{n} \quad (5.4)$$

où n est un entier positif. On précise que si n augmente, R_f augmente et implique une diminution de la vitesse de frottement seuil (voir Éq. 2.2). Pour les simulations présentées dans Gallée et al. 2013 ainsi que dans le Chapitre 2, la valeur de n a été fixée à 3.

5.2.3. Diffusion turbulente

Comme indiqué en Section 2.1.3, le modèle simule l'érosion éolienne pour des vitesses de frottement supérieures à la vitesse de frottement seuil paramétrée en fonction des propriétés de la neige selon Guyomarc'h et Mérindol (1998). La condition limite en surface pour l'érosion est la concentration en particules dans la couche de saltation (q_{salt}), paramétrée d'après Pomeroy (1989) selon l'Équation 2.5. Dans le modèle, la diffusion turbulente des particules de neige érodées résulte de l'équilibre entre la turbulence, l'advection verticale et la vitesse de sédimentation, et est représentée par le flux turbulent de neige aérotransportée ($u_* q_{s*}$) décrit comme

$$u_* q_{s*} = C_D V (q_s - q_{salt}) \quad (5.5)$$

où q_{s*} représente le paramètre d'échelle turbulent pour les particules de neige, C_D est le coefficient de traînée, et V et q_s correspondent respectivement à la vitesse de vent et la concentration de particules aérotransportées dans le plus bas niveau du modèle. Les particules de neige aérotransportées sont ensuite traitées par le schéma de microphysique (voir Gallée 1995, Eq. A5, p. 2064), permettant à ces dernières de se sublimer et de précipiter.

Les paramètres d'échelle de la turbulence dans la couche de surface sont corrigés afin de tenir compte de l'effet stabilisant induit par la présence de particules de neige aérotransportées et de l'inhibition de la turbulence associée (Wamser et Lykossov 1995 ; Bintanja 1998b). Tous les termes intervenant dans le flux de flottabilité sont pris en compte dans le calcul de la longueur de Monin-Obukhov

$$L = \frac{u_*^2}{\kappa g \left(\frac{\theta_*}{\theta} + \frac{0.608 q_* - q_{s*}}{1 + q_i + q_s + q_w + q_r} \right)} \quad (5.6)$$

où θ_* et q_* constituent respectivement les paramètres d'échelle turbulents pour la température potentielle et l'humidité spécifique, et q_i , q_s , q_w et q_r désignent respectivement les concentrations spécifiques de cristaux de glace, de particules de neige, de gouttelettes nuageuses et de gouttes d'eau.

La vitesse de frottement est obtenue en intégrant la fonction de stabilité ϕ_m selon

$$\frac{\partial V}{\partial z} \frac{\kappa z}{u_*} = \phi_m \left(\frac{z}{L} \right) = 1 + B \frac{z}{L} \quad (5.7)$$

où la valeur $B=6$ a été fixée conformément à Bintanja (1998b). Le coefficient de traînée C_D est calculé à partir de l'intégration de l'Équation 5.7 sur la hauteur de la couche de surface

$$C_D = \left(\frac{\kappa}{\ln \left(\frac{z}{z_0} \right) + B \frac{z}{L}} \right)^2 \quad (5.8)$$

Une bonne expression de la vitesse de frottement requiert une certaine consistance entre L et u_* . Cette condition est vérifiée dans le modèle en calculant les profils verticaux dans la couche de surface après linéarisation des contributions de u_* à q_{s*} et en supposant que la différence $u_* - u_{*t}$ est très petite devant u_* . On obtient alors pour des vitesses de frottement supérieures à la vitesse de frottement seuil

$$u_* = \frac{\kappa V \left(1 + K \left(\frac{3q_s}{u_{*t}^2} + \frac{2}{G} \frac{1}{u_{*t}^{2.27}} \right) \right)}{S + \kappa V K \left(\frac{2q_s}{u_{*t}^3} + \frac{2}{G} \frac{1}{u_{*t}^{3.27}} \right)} \quad (5.9)$$

et, dans le cas contraire,

$$u_* = \frac{\kappa V}{S} \quad (5.10)$$

Dans ces deux expressions, $S = \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) + B\frac{z}{L}$, $G = 3.25 \times g \times 0.08436$ et $K = \frac{BzgC_D}{1+q_i+q_s+q_w+q_r}$.

Les détails de ces développements sont fournis dans l'Annexe A de Gallée et al. (2001).

5.2.4. Calcul du flux éolien massique horizontal de neige

La comparaison des flux simulés aux observations fournies par le FlowCapt™ de seconde génération nécessite la conversion de la concentration en particules de neige q_s en flux éolien massique horizontal (F_s) intégré sur le premier niveau du modèle. Cette opération est réalisée en suivant

$$F_s = \rho q_s V \quad (5.11)$$

sous l'hypothèse stipulant que les particules de neige aérotransportées se déplacent à la vitesse de l'air. À partir d'observations conjuguées à des mesures obtenues en conditions expérimentales, Nishimura et al. (2014) ont montré que les particules de neige se déplacent à des vitesses inférieures de 1 à 2 m s⁻¹ à la vitesse du vent sous le premier mètre au-dessus de la surface. La sensibilité de F_s à la valeur de V a été évaluée en comparant les flux éoliens significatifs ($> 10 \text{ g.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$) calculés selon l'Équation 5.11 pour trois paramétrisations du modèle (voir Section 5.3.1) sur la période décembre 2012 – novembre 2013 à ceux obtenus pour des valeurs de V diminuées de 1 et 2 m.s⁻¹. Dans ces deux cas respectivement, les flux calculés sont amoindris de 7% et 15% en moyenne. Le biais relatif à l'utilisation de l'Équation 5.11 est donc relativement faible.

5.3. Tests de sensibilité et calibration

La sensibilité de la représentation du transport éolien de neige par le modèle a été explorée pour une gamme de paramètres comprenant le temps d'initialisation du manteau neigeux, le temps de formation des sastrugi $t_{\text{str.}}$, le coefficient de calibration α et le facteur correctif R_f . Les simulations conduites pour des temps d'initialisation du manteau neigeux de 1, 2 et 3 mois et des temps de formation des sastrugi de 12h, 6h et 3h montrent que les résultats du modèle sont affectés de façon négligeable par ces deux paramètres et ne sont pas reportées ici. Les deux paramètres restants, en revanche, ont une influence significative. Cette section décrit la procédure de calibration de α et R_f suivie dans le but de déterminer une paramétrisation

optimale du modèle pour la représentation de l'érosion éolienne au point de mesure sur la période d'étude.

5.3.1. Méthode d'évaluation

En raison de la paramétrisation incomplète de la rugosité dans le modèle, en particulier concernant l'omission de la dépendance directionnelle et des effets d'ajustement aérodynamique du microrelief susceptibles de produire des variations de rugosité de large amplitude sur des périodes de temps variant de quelques heures à la saison, la rugosité aérodynamique modélisée n'est évaluée qu'indirectement à travers l'influence qu'elle exerce sur trois variables dynamiques intervenant dans le transport éolien, à savoir la vitesse du vent à 1 m au-dessus de la surface, le flux éolien massique de neige intégré sur le premier mètre au-dessus de la surface et la vitesse de frottement. La procédure de calibration consiste en deux étapes successives. Le coefficient α est d'abord calibré de façon à obtenir la meilleure représentation des vents forts et du frottement en surface, en considérant que l'influence du transport éolien de neige sur la vitesse du vent est négligeable. Des expériences de sensibilité (non reportées ici) ont permis de vérifier cette hypothèse. Le facteur correctif R_f est ensuite ajusté de façon à obtenir la meilleure représentation de l'occurrence et de l'intensité du transport éolien. La performance du modèle est examinée relativement aux trois variables dynamiques selon la même méthode statistique employée au Chapitre 2, c'est-à-dire le test d'efficacité statistique (E) de Nash et Sutcliffe (1970) défini par l'Équation 2.8. On peut rappeler que la valeur du test peut varier entre $-\infty$ et 1. Une efficacité de 1 correspond à une parfaite simulation de la variable observée, et une efficacité de 0 indique que le modèle est aussi performant qu'une simple reproduction de la moyenne de la variable. Une efficacité négative suggère qu'un modèle détaillé n'améliorera pas les résultats obtenus par un modèle plus simple fournissant une estimation de variable moyennée sur la période considérée. En résumé, plus l'efficacité statistique est proche de 1, meilleure est la simulation. Les vitesses de frottement utilisées pour l'évaluation du modèle sont issues de la procédure de sélection détaillée au Chapitre 4 (Section 4.4.2). Bien que la série temporelle de la vitesse de frottement observée soit discontinue en raison de la sévérité de la sélection, les épisodes de vents forts sont bien documentés grâce au mélange important tendant à établir des conditions de neutralité atmosphériques (Fig. 4.4) répondant aux critères de sélection. Étant donné que l'érosion éolienne survient majoritairement en situation de vents forts, la contrainte occasionnée par la discontinuité des mesures de la vitesse de frottement ne devrait pas perturber significativement les expériences de calibration.

5.3.2. Choix des périodes de calibration

Comme déjà évoqué au cours du manuscrit, une bonne représentation du champ de vent en surface, et par extension, de la vitesse de frottement sont des prérequis indispensables à la simulation du transport de neige par le vent. Les comparaisons du Chapitre 2 mettent en évidence une tendance du MAR dans la configuration de Gallée et al. (2013) à sous-estimer les vents forts et, par conséquent, le transport de neige. La Section 2.4.4 montre néanmoins que ce comportement est considérablement amélioré si une diminution de la longueur de rugosité aérodynamique est prise en compte. Compte-tenu des variations saisonnières aérodynamiques observées sur la période d'étude, l'aptitude du modèle à simuler les vents forts et le frottement en surface associé a d'abord été réévaluée sur deux périodes distinctes et représentatives des conditions de rugosité aérodynamique de l'été (de décembre 2012 à février 2013) et de l'hiver (de mars à novembre 2013), respectivement.

D'un point de vue aérodynamique, le mois de janvier 2013 constitue une situation estivale intermédiaire ($z_0 = 2,9 \cdot 10^{-3}$ m) entre la rugosité marquée de décembre 2012 ($z_0 = 4,7 \cdot 10^{-3}$ m) et celle moins prononcée de février 2013 ($z_0 = 2 \cdot 10^{-3}$ m). D'autre part, la faible fréquence de transport éolien sur cette période (15%) permet de vérifier que le modèle ne génère pas de fausses occurrences d'érosion. De la même façon, le mois de mai 2013 est caractéristique des conditions hivernales avec une fréquence de transport élevée (> 70%) et une valeur médiane de rugosité aérodynamique ($z_0 = 4 \cdot 10^{-4}$ m) proche de la valeur médiane hivernale ($z_0 = 3 \cdot 10^{-4}$ m). Ces deux mois définissent les périodes de calibration respectivement estivale et hivernale.

5.3.3. Coefficient de calibration α

Afin d'étudier séparément l'influence des paramètres α et n , pour cette première étape de calibration la valeur de n est fixée à 1. Autrement dit, les seules variations du facteur R_f sont dues aux variations de rugosité aérodynamique, et l'effet inhibiteur des éléments de rugosité sur l'érosion est paramétré à sa valeur maximum.

Période estivale

La Figure 5.1 propose une comparaison des 3 variables dynamiques du transport éolien simulées par le modèle sur le mois de janvier 2013 pour différentes valeurs de α variant de 10^{-4} à $5 \cdot 10^{-3}$, c'est-à-dire pour une augmentation progressive de z_{0R} . Les observations apparaissent en noir sur la figure. Les efficacité statistiques correspondantes sont reportées dans le Tableau

5.1. La Figure 5.1 montre que le modèle simule un vent de plus en plus fort conjointement à une vitesse de frottement de plus en plus faible pour des valeurs décroissantes de α , traduisant la diminution de l'intensité du freinage du vent et de la turbulence en surface provoquée par une diminution de la rugosité aérodynamique. La meilleure efficacité pour le flux éolien est obtenue pour la valeur de α (ou de z_{0R}) la plus faible, alors qu'il s'agit des plus mauvaises efficacités pour le vent et la vitesse de frottement (Tableau 5.1). La situation s'inverse progressivement au fur et à mesure que α augmente jusqu'à la valeur de $2 \cdot 10^{-3}$, au-delà de laquelle la vitesse de frottement est fortement surestimée et son efficacité statistique amoindrie. Ce comportement reflète la tendance du MAR à sous-estimer le transport éolien dans sa configuration actuelle : sur le mois de janvier 2013, les faibles valeurs de α permettent (i) de simuler l'occurrence de vents forts via une surestimation générale du vent et (ii) de diminuer la vitesse frottement seuil via une augmentation du facteur R_f (voir Éq. 2.2 et 2.3). En conséquence, le transport éolien est favorisé malgré les vitesses de frottement plus faibles, signe de l'amplification de l'effet inhibiteur des sastrugi sur l'érosion aux fortes vitesses de frottement. Cela induit respectivement une diminution et une augmentation des efficacités du vent et du flux éolien (Tableau 5.1). Dans ce cas, les efficacité positives du flux éolien résultent d'une compensation d'erreur. Autrement dit, le transport éolien est exagéré, mais simulé convenablement d'un point de vue statistique pour les mauvaises raisons. À titre illustratif, la Figure 5.1 montre l'occurrence d'épisodes d'érosion non-enregistrés par les observations et simulés autour du 1^{er}, 26 et 29 janvier pour les deux valeurs de α (et de z_{0R}) les plus faibles, conséquence de la surestimation associée de la vitesse du vent. Le processus de calibration consiste à privilégier la représentation du champ de vent et du frottement en surface. De ce point de vue, les résultats obtenus pour $\alpha_{été} = 2 \cdot 10^{-3}$ apparaissent comme les plus pertinents pour cette période estivale, en dépit des efficacités statistiques hautement négatives pour le flux éolien. On peut noter que la valeur médiane de rugosité aérodynamique associée est identique à la valeur médiane observée ($z_{0R} = z_0 = 2,9 \cdot 10^{-3}$ m).

Période hivernale

La Figure 5.2 et le Tableau 5.2 sont les analogues respectifs de la Figure 5.1 et du Tableau 5.1 pour le mois de mai 2013. Ici les efficacités statistiques du vent croissantes avec α (Tableau 5.2) traduisent une meilleure reproduction des vents faibles au détriment des événements de vents forts majoritairement responsables de l'érosion (Fig. 5.2). La sous-estimation progressive des vents forts en réponse à une augmentation progressive de la rugosité aérodynamique explique les efficacités décroissantes du flux éolien. Contrairement à la période estivale,

l'augmentation de l'efficacité statistique de la vitesse du vent à 1 m va de pair avec une diminution de l'efficacité statistique de la vitesse de frottement sur la période hivernale (Tableau 5.2) expliquée par sa surestimation progressive (Fig. 5.2). La vitesse de frottement simulée est plus importante pour des rugosités plus fortes, mais en ce qui concerne le flux éolien, l'augmentation du frottement est compensée par une augmentation de la vitesse de frottement seuil via une diminution du facteur R_f . Les effets combinés de la diminution de la vitesse du vent et de l'augmentation de la vitesse de frottement seuil quand la rugosité augmente sont mis en évidence sur la Figure 5.2 avec l'atténuation progressive des flux éoliens simulés pour les événements de transport les plus importants du mois de mai. Là encore, on privilégie

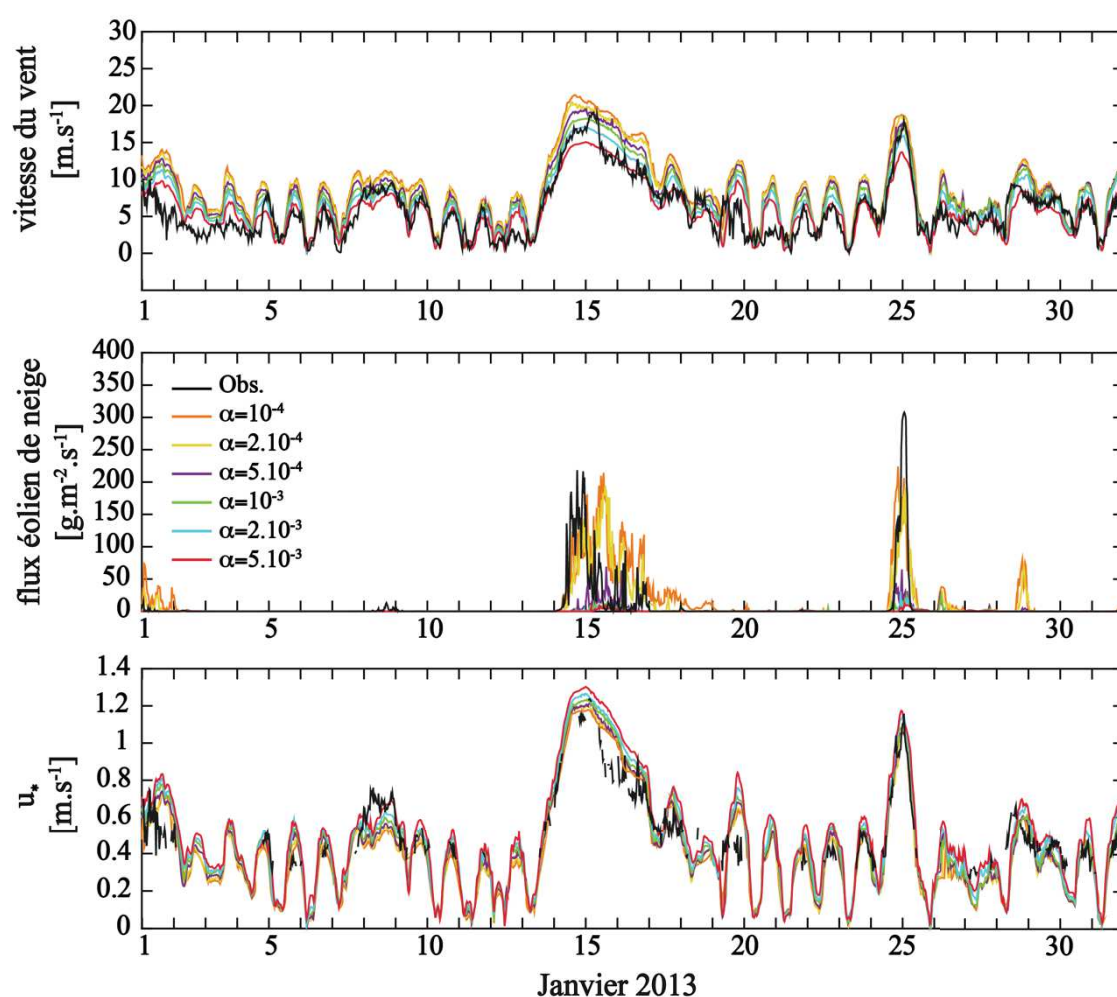


Figure 5.1 – Vitesse du vent à 1 m au-dessus de la surface, flux éolien massique de neige intégré sur le premier mètre au-dessus de la surface et vitesse de frottement observés (noir) et simulés par le modèle sur le mois de janvier 2013 pour différentes valeurs du coefficient de calibration α et avec $n = 1$. Les vitesses de frottement sont issues de la stricte procédure de sélection détaillée au Chapitre 4 (Section 4.4.2).

α	vitesse du vent	flux éolien de neige	vitesse de frottement
10^{-4}	0.004	0.24	0.4
$2 \cdot 10^{-4}$	0.2	0.19	0.6
$5 \cdot 10^{-4}$	0.42	-24.1	0.63
10^{-3}	0.58	-209	0.62
$2 \cdot 10^{-3}$	0.71	-374	0.57
$5 \cdot 10^{-3}$	0.78	-915	0.44

Tableau 5.1 – Comparaison des tests de Nash pour la vitesse du vent à 1 m au-dessus de la surface, le flux éolien massique de neige intégré sur le premier mètre au-dessus de la surface et la vitesse de frottement sur le mois de janvier 2013 pour différentes valeurs du coefficient de calibration α et avec $n = 1$. Les caractères gras désignent l'ensemble de résultats considéré comme le plus pertinent.

la représentation du frottement en surface et de l'occurrence de vents forts, malgré les efficacités statistiques du vent plus faibles aux faibles rugosités : la meilleure option de calibration est retenue pour $\alpha_{\text{hiver}} = 10^{-4}$. La valeur optimale de α pour le mois de mai est inférieure d'un facteur 20 à la valeur optimale établie pour le mois de janvier, en concordance avec les variations saisonnières de rugosité aérodynamique présentées au chapitre précédent. On note que sous cette configuration, la valeur médiane de la rugosité aérodynamique simulée sur le mois de mai 2013 par le MAR ($z_{0R} = 3 \cdot 10^{-4}$ m) est en excellent accord avec la valeur médiane mensuelle observée ($z_0 = 4 \cdot 10^{-4}$ m) et représentative de la valeur médiane hivernale ($z_0 = 3 \cdot 10^{-4}$ m). Par conséquent, le comportement du modèle pour des rugosités aérodynamiques plus faibles n'est pas exploré.

5.3.4. Facteur correctif R_f

Les étapes de calibration précédentes permettent d'identifier la paramétrisation de α pour une meilleure représentation conjointe de la vitesse de frottement et de la vitesse du vent au premier niveau du modèle sur les deux périodes estivale et hivernale. Néanmoins, chacune des deux configurations retenues tend à sous-estimer significativement l'occurrence et l'intensité du transport éolien de neige. Pour une même vitesse de frottement, l'Équation 2.5 (Section 2.3.1) montre que la concentration dans la couche de saltation (q_{salt}) augmente si la vitesse de frottement seuil (u_{*TR}) diminue. Les tests de sensibilité du modèle présentés dans cette section consistent en une augmentation progressive de R_f via la valeur de n afin de provoquer une diminution de u_{*TR} et favoriser le transport éolien. Autrement dit, on diminue progressivement

l'effet inhibiteur des sastrugi sur l'érosion de façon à reproduire au mieux les flux éoliens observés.

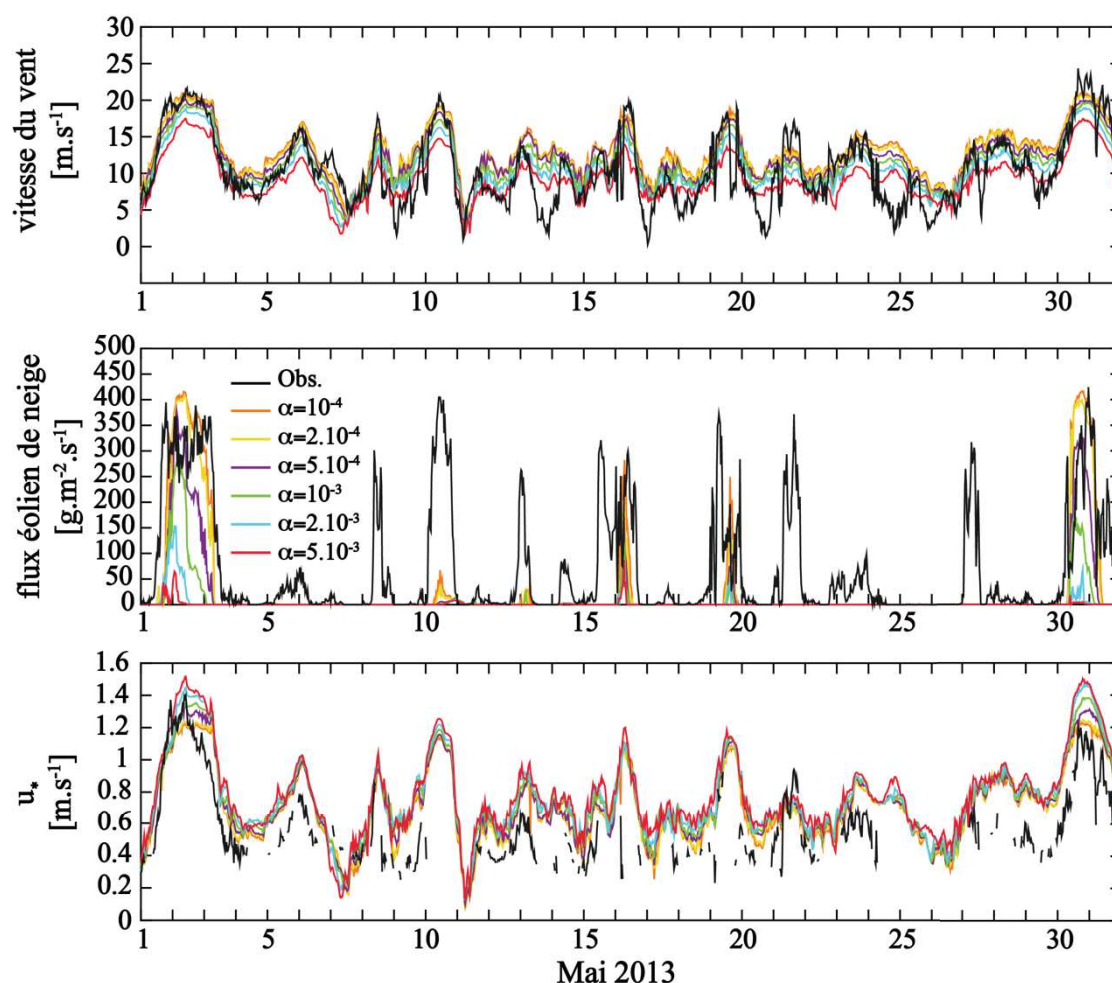


Figure 5.2 – Vitesse du vent à 1 m au-dessus de la surface, flux éolien massique de neige intégré sur le premier mètre au-dessus de la surface et vitesse de frottement observés (noir) et simulés par le modèle sur le mois de mai 2013 pour différentes valeurs du coefficient de calibration α et avec $n = 1$. Les vitesses de frottement sont issues de la stricte procédure de sélection détaillée au Chapitre 4 (Section 4.4.2).

Période estivale

La Figure 5.3 et le Tableau 5.3 montrent que l'augmentation de n (et de R_f) influe de façon négligeable sur la représentation du vent et de la vitesse de frottement, mais améliore considérablement la représentation des flux éoliens sur le mois de janvier. Les efficacités correspondantes deviennent positives pour des valeurs de n supérieures ou égales à 4, pour lesquelles les deux événements majeurs autour du 15 et du 25 janvier sont correctement représentés en matière d'occurrence et d'amplitude. Ce comportement du modèle est cohérent avec la considération que l'inhibition de l'érosion est amoindrie par l'ajustement aérodynamique des sastrugi, par opposition aux éléments non-érodables dont l'effet est

invariable dans le temps et pour lesquels la paramétrisation de R_f (Éq. 2.3 et 2.5) a initialement été développée. La sensibilité du modèle s'atténue fortement pour une valeur de n supérieure à 5, au-delà de laquelle les efficacités du vent et de la vitesse de frottement décroissent faiblement. Cette valeur constitue donc le meilleur compromis pour la représentation des trois variables évaluées.

α	vitesse du vent	flux éolien de neige	vitesse de frottement
10^{-4}	0.32	-0.1	0.35
$2 \cdot 10^{-4}$	0.38	-0.4	0.31
$5 \cdot 10^{-4}$	0.47	-2	0.23
10^{-3}	0.58	-8.7	0.07
$2 \cdot 10^{-3}$	0.61	-72	-0.1
$5 \cdot 10^{-3}$	0.54	-520	-0.25

Tableau 5.2 – Comparaison des tests de Nash pour la vitesse du vent à 1 m au-dessus de la surface, le flux éolien massique de neige intégré sur le premier mètre au-dessus de la surface et la vitesse de frottement sur le mois de mai 2013 pour différentes valeurs du coefficient de calibration α et avec $n = 1$. Les caractères gras désignent l'ensemble de résultats considéré comme le plus pertinent.

Période hivernale

Pour le mois de mai, l'augmentation de n (et de R_f) n'induit pas le déclenchement d'événements de transport supplémentaires (Fig. 5.4) mais permet de mieux représenter les événements les plus importants et d'augmenter ainsi l'efficacité du flux éolien (Tableau 5.4). En revanche, comme pour la période estivale, les efficacités du vent et de la vitesse de frottement restent quasiment inchangées selon la valeur de n . Par souci d'homogénéité entre les deux périodes, on fixe également la valeur idéale de n à 5.

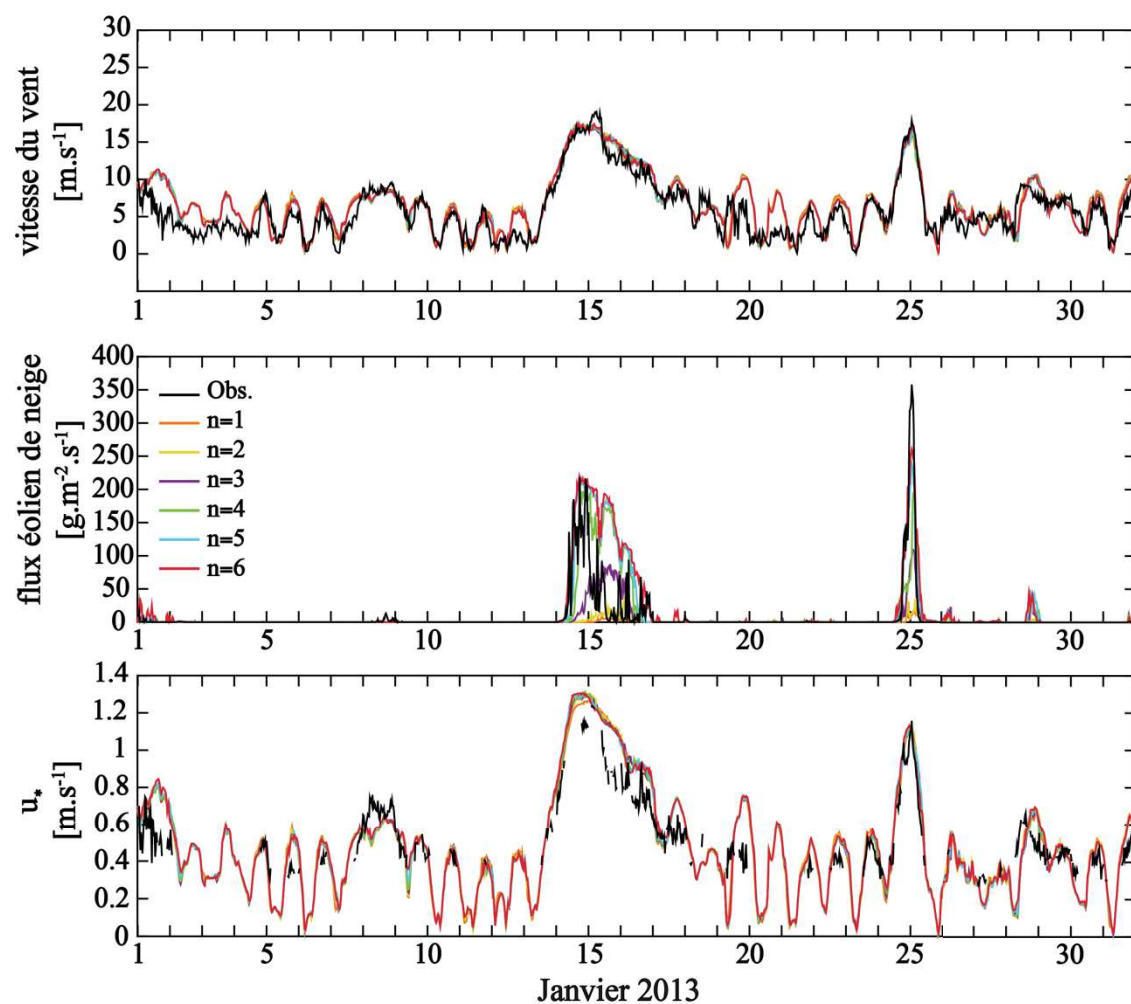


Figure 5.3 – Vitesse du vent à 1 m au-dessus de la surface, flux éolien massique de neige intégré sur le premier mètre au-dessus de la surface et vitesse de frottement observés (noir) et simulés par le modèle sur le mois de janvier 2013 pour différentes valeurs du paramètre n et avec $\alpha_{\text{été}} = 2.10^{-3}$. Les vitesses de frottement sont issues de la stricte procédure de sélection détaillée au Chapitre 4 (Section 4.4.2).

n	vitesse du vent	flux éolien de neige	vitesse de frottement
1	0.71	-374	0.57
2	0.73	-82	0.53
3	0.73	-2	0.57
4	0.73	0.23	0.58
5	0.73	0.46	0.52
6	0.71	0.48	0.5

Tableau 5.3 – Comparaison des tests de Nash pour la vitesse du vent à 1 m au-dessus de la surface, le flux éolien massique de neige intégré sur le premier mètre au-dessus de la surface et la vitesse de frottement sur le mois de janvier 2013 pour différentes valeurs du facteur correctif n et avec $\alpha_{\text{été}} = 2.10^{-3}$. Les caractères gras désignent l'ensemble de résultats considéré comme le plus pertinent.

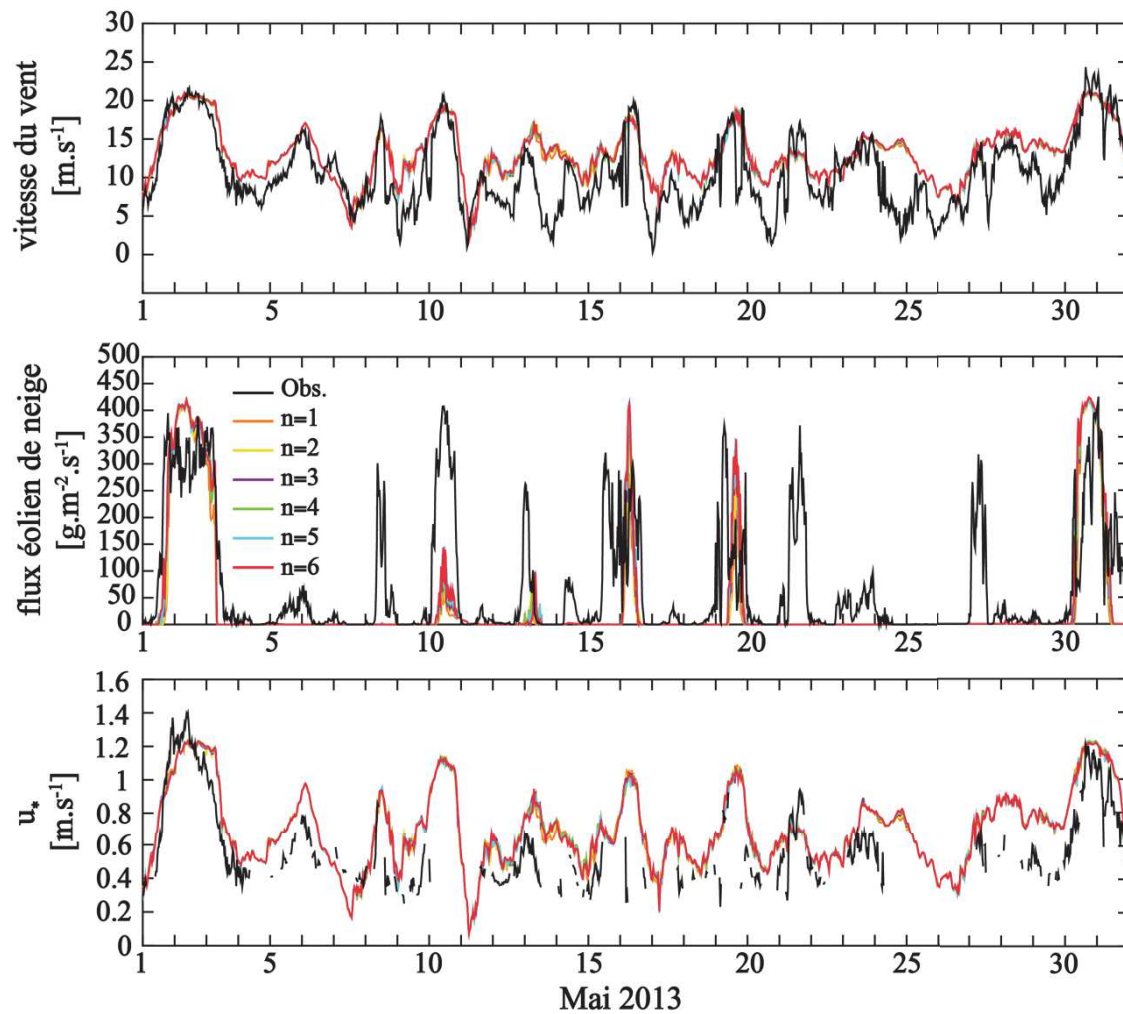


Figure 5.4 – Vitesse du vent à 1 m au-dessus de la surface, flux éolien massique de neige intégré sur le premier mètre au-dessus de la surface et vitesse de frottement observés (noir) et simulés par le modèle sur le mois de mai 2013 pour différentes valeurs du facteur correctif n et avec $\alpha_{\text{hiver}} = 10^{-4}$. Les vitesses de frottement sont issues de la stricte procédure de sélection détaillée au Chapitre 4 (Section 4.4.2).

n	vitesse du vent	flux éolien de neige	vitesse de frottement
1	0.32	-0.1	0.35
2	0.3	0.03	0.36
3	0.3	0.09	0.33
4	0.3	0.13	0.33
5	0.3	0.14	0.33
6	0.3	0.15	0.33

Tableau 5.4 – Comparaison des tests de Nash pour la vitesse du vent à 1 m au-dessus de la surface, le flux éolien massique de neige intégré sur le premier mètre au-dessus de la surface et la vitesse de frottement sur le mois de mai 2013 pour différentes valeurs du facteur correctif n et avec $\alpha_{\text{hiver}} = 10^{-4}$. Les caractères gras désignent l'ensemble de résultats considéré comme le plus pertinent.

5.3.5. Reformulation du coefficient de calibration α

Les tests de sensibilité entrepris dans la section 5.3.3 montrent que la meilleure représentation simultanée du vent et de la vitesse de frottement est obtenue indépendamment de la paramétrisation de R_f et pour des valeurs différentes de α selon la période (estivale ou hivernale) de calibration,. Cela s'explique par les variations saisonnières de la rugosité aérodynamique, des fortes valeurs estivales aux plus faibles valeurs hivernales. Les conclusions du Chapitre 4 proposent que ce contraste saisonnier est dû à l'influence de la température sur l'érodabilité de la surface, en agissant sur la capacité des sastrugi à s'orienter selon le vent dominant. En été, les hautes températures favorisant la cohésion de frittage inhibent l'ajustement aérodynamique des sastrugi et leur contribution à la rugosité aérodynamique est maximale. En hiver, l'érodabilité de la surface augmente avec la baisse des températures, l'ajustement aérodynamique des sastrugi est favorisé et leur contribution à la rugosité aérodynamique est amoindrie. Pour reproduire ces variations saisonnières, une dépendance à la température a été introduite dans la paramétrisation de z_{0R} en définissant un coefficient de calibration α_T selon

$$\alpha_T = \begin{cases} 10^{-4} & T \leq -15 \text{ °C} \\ \beta_1 T^2 + \beta_2 T + \beta_3 & -15 \text{ °C} < T < -5 \text{ °C} \\ \beta_4 T^2 + \beta_5 T + \beta_6 & -5 \text{ °C} \leq T < 0 \text{ °C} \end{cases} \quad (5.12)$$

où T représente la température au premier niveau du modèle. Les intervalles de température ont été estimés à partir de la Figure 4.12. La valeur minimale de α_T correspond à la valeur optimale de α pour la période de calibration hivernale ($\alpha_{\text{hiver}} = 10^{-4}$). Les coefficients β_i sont les coefficients issus d'une analyse de la variabilité des valeurs de rugosité aérodynamique observées sur la période d'étude en fonction de la température moyenne à 2 m par régression polynomiale d'ordre 2 sur l'intervalle de température concerné, avec la condition que α_T soit égal à la valeur optimale de α pour la période de calibration estivale ($\alpha_{\text{été}} = 2 \cdot 10^{-3}$) à $T = -5 \text{ °C}$.

5.4. Résultats du modèle

5.4.1. Climat et frottement en surface

Le Tableau 5.5 propose une analyse statistique (tests de Nash) du climat de surface simulé par le MAR sur la période d'étude (1^{er} décembre 2012 - 30 novembre 2013) au point de grille

incluant D17, pour trois paramétrisations de la rugosité aérodynamique ($\alpha_{\text{été}}$, α_{hiver} et α_T) et avec $n = 5$. L'analyse porte sur la température et la vitesse du vent à 1 m au-dessus de la surface, le flux éolien massique intégré sur le premier mètre au-dessus de la surface et la vitesse de frottement par comparaison aux observations recueillies à la station D17. Les performances des trois paramétrisations sont aussi évaluées à l'échelle de la saison.

La paramétrisation estivale de la rugosité aérodynamique tend à surestimer le flux éolien en été (biais = $8 \text{ g.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$), malgré les efficacités hautement positives du vent et de la vitesse de frottement. En revanche, elle freine le vent en hiver. Les minima de vitesse du vent sont mieux représentés, ce qui explique que l'efficacité du vent soit la plus élevée pour l'hiver parmi les trois paramétrisations, mais la vitesse de frottement est surestimée (biais = 0.2 m.s^{-1}) sur cette période. Les rugosités calculées sont trop élevées par rapport aux observations, R_f est minimal, et l'effet inhibiteur des sastrugi sur l'érosion est amplifié, ce qui résulte en une forte sous-estimation du flux éolien en hiver (biais = $-48 \text{ g.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$).

La paramétrisation hivernale de la rugosité aérodynamique produit les meilleurs résultats pour la saison d'hiver, mais tend néanmoins à sous-estimer significativement le flux éolien (biais = $-29 \text{ g.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$). En revanche, en été, elle surestime les vents forts (efficacité négative) et sous-estime la vitesse de frottement (biais = -0.14 m.s^{-1}). Les rugosités calculées sont trop faibles par rapport aux observations, R_f est maximal et l'effet inhibiteur des sastrugi sur l'érosion est atténué, ce qui résulte en une forte surestimation du flux éolien en été (biais = $26 \text{ g.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$).

La paramétrisation de la rugosité aérodynamique incluant une dépendance à la température donne des résultats plus satisfaisants sur la saison d'été que la paramétrisation estivale, mais tend toujours à surestimer légèrement le flux éolien (biais = $3 \text{ g.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$). Son comportement en hiver est similaire à celui de la paramétrisation estivale, mais la surestimation de la vitesse de frottement est moins prononcée (biais = 0.15 m.s^{-1}) et le flux éolien est moins sous-estimé (biais = $-34 \text{ g.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$) sur cette période.

Enfin, le Tableau 5.5 montre que la température est simulée de façon statistiquement satisfaisante (efficacité positive) pour les trois paramétrisations en toute saison, et que la paramétrisation incluant α_T donne les meilleurs résultats globaux à l'échelle de la période d'étude.

α	température	vitesse du vent	flux éolien de neige	vitesse de frottement
<u>été</u>				
$\alpha_{\text{été}} = 2.10^{-3}$	0.8	0.76	0.06	0.75
$\alpha_{\text{hiver}} = 10^{-4}$	0.81	-0.5	-0.42	0.14
α_T	0.79	0.79	0.26	0.71
<u>hiver</u>				
$\alpha_{\text{été}} = 2.10^{-3}$	0.77	0.52	-0.05	-0.34
$\alpha_{\text{hiver}} = 10^{-4}$	0.84	0.3	0.22	0.12
α_T	0.83	0.42	0.07	0.03
<u>été + hiver</u>				
$\alpha_{\text{été}} = 2.10^{-3}$	0.88	0.58	0.005	0.15
$\alpha_{\text{hiver}} = 10^{-4}$	0.91	-0.02	0.2	0.13
α_T	0.9	0.62	0.12	0.33

Tableau 5.5 – Comparaison des tests de Nash pour la température et la vitesse du vent à 1 m au-dessus de la surface, le flux éolien massique de neige intégré sur le premier mètre au-dessus de la surface et la vitesse de frottement pour différentes paramétrisations de α et avec $n=5$ sur la période décembre 2012 – novembre 2013. Les efficacités statistiques pour les deux saisons estivale et hivernale sont également reportées dans le tableau.

5.4.2. Transport horizontal de neige

La comparaison des quantités de neige transportée observées et simulées sur le premier mètre au-dessus de la surface illustre la sensibilité du transport éolien reproduit par le MAR à la paramétrisation de la rugosité aérodynamique, et met en évidence la tendance générale du modèle à sous-estimer le transport éolien horizontal total à la fois en matière de masse (Tableau 5.6) et d'occurrence (Tableau 5.7). La sous-estimation la plus forte sur la période d'étude est donnée par la paramétrisation estivale pour la masse (70%) et la fréquence (facteur 3), malgré une surestimation du transport massique en été en dépit d'une fréquence de transport proche des observations. Le transport horizontal massique le moins sous-estimé à l'échelle de la période d'étude est issu de la paramétrisation hivernale (32 %), mais est dû à une surestimation à la fois de la masse de neige transportée et de la fréquence de transport de plus d'un facteur 2 en été. La paramétrisation tenant compte de la température, qui simule le climat de surface le plus réaliste, reproduit le transport massique et la fréquence de transport les plus proches des

observations en été, mais les sous-estime tous deux d'un facteur 2 en hiver. Sur la période d'étude, la sous-estimation de la quantité de neige aéroportée associée est de l'ordre de 50%, pour une fréquence grossièrement inférieure à la moitié de la fréquence observée.

	Obs. ($\text{kg m}^{-2} \text{ a}^{-1}$)	$\alpha = \alpha_T$	$\alpha = 2 \cdot 10^{-3}$	$\alpha = 10^{-4}$
été	$1.37 \cdot 10^5$	$1.64 \cdot 10^5$	$2.03 \cdot 10^5$	$3.4 \cdot 10^5$
hiver	$1.41 \cdot 10^6$	$5.81 \cdot 10^5$	$2.61 \cdot 10^5$	$7.11 \cdot 10^5$
été + hiver	$1.55 \cdot 10^6$	$7.45 \cdot 10^5$	$4.64 \cdot 10^5$	$1.05 \cdot 10^6$

Tableau 5.6 – Comparaison du transport horizontal massique de neige observé et simulé par le MAR pour les différentes paramétrisations de α et avec $n=5$ sur la période décembre 2012 – novembre 2013. Les équivalences pour les deux saisons estivale et hivernale sont également reportées dans le tableau.

	Obs. (% temps)	$\alpha = \alpha_T$	$\alpha = 2 \cdot 10^{-3}$	$\alpha = 10^{-4}$
été	30.2	26.6	26.3	61.4
hiver	69.5	33.4	23	33.2
été + hiver	59.8	31.7	27.1	40.2

Tableau 5.7 – Comparaison des fréquences de transport éolien observés et simulées par le MAR pour les différentes paramétrisations de α et avec $n=5$ sur la période décembre 2012 – novembre 2013. Les équivalences pour les deux saisons estivale et hivernale sont également reportées dans le tableau.

5.5. Discussion

La paramétrisation incluant une dépendance à la température permet de reproduire les variations saisonnières de rugosité aérodynamique observées et offre les meilleures performances du modèle parmi les trois paramétrisations évaluées sur la période d'étude du 1 décembre 2012 au 30 novembre 2013. Cependant, le transport simulé est sous-estimé en hiver, à la fois en fréquence et en quantité. En définissant un événement de transport comme la période pendant laquelle le flux éolien de neige (simulé et/ou observé) est supérieur à $1 \text{ g.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, le MAR sous-estime le nombre total d'événement de transport éolien avec 225 (dont 172 en hiver) événements simulés alors que les observations en rapportent 530 (dont 448 en hiver). En ne tenant compte que des événements de transport les plus forts (i.e. dont la masse transportée contribue à au moins 1% du transport massique horizontal total sur la période d'étude), on

comptabilise 23 cas (dont 21 en hiver) qui transportent 67% de la masse neigeuse éolienne annuelle ($1,04 \cdot 10^6 \text{ kg.m}^{-2}.\text{an}^{-1}$) pour les observations contre 27 (dont 22 en hiver) cas qui concernent 78% du transport massique total ($5,82 \cdot 10^5 \text{ kg.m}^{-2}.\text{an}^{-1}$) pour le MAR. La comparaison des résultats obtenus pour les différentes paramétrisations indique que le nombre d'événements forts et les quantités relatives de transport simulés en hiver varient peu (18 événements contribuant à 87% du transport massique total pour la paramétrisation estivale et 26 événements contribuant à 79 % du transport massique total pour la paramétrisation hivernale). Ces résultats montrent que le MAR capture bien les gros événements hivernaux qui sont responsables de la majeure partie du transport. En revanche, il représente moins bien les plus petits événements et sous-estime la fréquence de transport. Ces conclusions sont confortées par les fréquences de transport comparables entre les différentes paramétrisations, à la différence des quantités massiques : d'une paramétrisation à l'autre, les mêmes événements majeurs sont vus, la diminution de la rugosité aérodynamique favorise le transport sur ces événements mais ne permet pas forcément d'observer l'occurrence de plus petits événements. Cela traduit une déficience générale du modèle à simuler les petits événements de transport quand la saltation est le processus de transport dominant et la suspension est limitée.

De surcroît, la méthode de calibration employée pour obtenir entre autres la meilleure représentation des maxima de vitesse du vent peut être responsable d'une compensation d'erreurs car α a été calibré en faisant l'hypothèse que l'erreur dans la simulation du vent est uniquement due à une mauvaise représentation de la rugosité aérodynamique. Or, comme évoqué en Section 2.4.1, le schéma de turbulence actuel du MAR ne tient pas compte de certains processus qui commencent à jouer un rôle par vent fort, comme la turbulence non locale, laquelle peut transporter directement de la quantité de mouvement du sommet de la couche de vents forts à la surface, sans interagir fortement avec les couches d'air adjacentes.

Enfin, la valeur commune de $n = 5$ pour l'été et l'hiver est contradictoire avec les conclusions du Chapitre 4 qui suggèrent une variation saisonnière de l'influence de la rugosité de surface sur la rugosité aérodynamique par le biais du processus d'ajustement aérodynamique des sastrugi. Ceci peut s'expliquer par la tendance du modèle à sous-estimer le transport : une augmentation de n (et de R_f) favorise le transport de neige et conduit à un meilleur accord avec les observations du flux éolien, mais compense peut-être des erreurs liées à la discrétisation verticale du modèle. La résolution verticale adoptée ici impose un premier niveau à 1 m au-dessus de la surface, bien au-delà de la couche de saltation dont la concentration à son sommet est une condition limite du transport en diffusion. Le paramètre n apparaît ici comme un simple facteur de calibration introduit pour tenir compte de l'ajustement aérodynamique des sastrugi

pendant un événement de transport et des variations saisonnières de ce processus, mais les conclusions du Chapitre 4 suggèrent que n devrait dépendre de l'érodabilité de la surface neigeuse.

5.6. Conclusion

Le modèle MAR a été mis en œuvre sur la Terre Adélie pour trois paramétrisations distinctes de la rugosité aérodynamique et a été comparé à des observations recueillies du 1^{er} décembre 2012 au 30 novembre 2013 à la station météorologique D17. Les comparaisons mettent en évidence une forte sensibilité du transport éolien simulé à la paramétrisation de la rugosité aérodynamique : des valeurs de rugosité trop fortes conduisent à une sous-estimation du transport en hiver et des valeurs trop faibles conduisent à surestimation du transport en été. L'introduction d'une dépendance à la température dans la paramétrisation de la rugosité aérodynamique améliore la représentation du champ de vent en surface et par conséquent, du transport éolien de la neige à l'échelle d'une année. Néanmoins, sous cette paramétrisation le modèle sous-estime de 50% le transport éolien massique total sur la période d'étude, par rapport à des observations vraisemblablement déjà sous-estimées. Deux raisons principales fournissent une explication à ce comportement du modèle : (i) une sous-estimation de l'occurrence des faibles événements de transport éolien, et (ii) une sous-estimation générale du flux éolien pendant les événement de transport simulés. Une augmentation de la discrétisation verticale près de la surface pourrait permettre de mieux reproduire les échanges avec la couche de saltation et d'améliorer cet aspect du modèle. En dépit de la tendance du MAR à sous-estimer le flux éolien, ces résultats constituent la première estimation fine (c.-à-d. à moins d'un ordre de grandeur près) du transport de neige simulé par un modèle climatique en Antarctique sur une période annuelle.

Certains éléments déterminants pour l'érosion et absents de la paramétrisation actuelle de la rugosité (comme la dépendance directionnelle ou les effets de cohésion de la surface neigeuse) sont encore à prendre en compte pour une représentation plus fine de la rugosité aérodynamique dans le modèle. Des données sont encore nécessaires pour étudier la variabilité spatiale et temporelle de la rugosité aérodynamique en Antarctique. La paramétrisation présentée dans ce chapitre a été développée à partir de données limitées dans le temps (1 an) et dans l'espace (un seul point de mesure), et sa validité à l'échelle du continent reste à discuter. Cependant, en accord avec les conclusions du Chapitre 2 et 4, ces résultats suggèrent que les modèles de transport éolien doivent prendre en compte des variations spatiales et temporelles de la rugosité

aérodynamique s'ils sont mis en œuvre à l'échelle régionale et/ou continentale, en particulier dans un contexte d'estimation de la contribution du transport éolien de la neige au bilan de masse en surface de l'Antarctique.

Conclusions générales et perspectives

La modélisation du transport de neige par le vent est primordiale pour l'étude du bilan de masse en surface (BMS) de l'Antarctique, en particulier dans les régions côtières où les vents sont les plus violents. Dans un contexte de réchauffement climatique global, elle contribue à augmenter la représentativité des gradients d'accumulation locaux et régionaux simulés par les modèles atmosphériques et permet d'affiner les estimations de la contribution du BMS de l'Antarctique à l'élévation du niveau des mers.

L'érosion éolienne de la neige est à l'origine du développement de sastrugi, des éléments de rugosité largement répandus à la surface de l'Antarctique et dont l'axe longitudinal est parallèle au vent moyen responsable de leur formation. La distribution spatiale (taille, abondance, orientation) des sastrugi détermine la rugosité aérodynamique de la surface, qui traduit sa résistance à l'écoulement du vent et contrôle ainsi l'intensité du freinage du vent en surface. Par un effet d'obstacle à l'écoulement, les sastrugi affectent donc directement le champ de vent en surface et par extension, l'érosion éolienne de la surface neigeuse. Malgré le manque de caractérisation par l'observation induisant des lacunes dans la compréhension de ces interactions, il est nécessaire de les prendre en compte pour simuler le transport éolien de la neige.

Ces travaux de thèse abordent plusieurs aspects des interactions entre la rugosité de surface et l'érosion éolienne à travers l'utilisation d'un modèle atmosphérique régional (MAR) comprenant un module détaillé de transport éolien de la neige, et l'exploitation d'une base de données météorologiques incluant des mesures continues du flux éolien massique de neige collectées depuis 2010 au niveau d'une région côtière de l'Antarctique de l'Est, la Terre Adélie. Cette région est idéale pour l'observation des relations entre rugosité et érosion : (i) elle est sujette à des vents forts et érosifs tout au long de l'année qui provoquent de fréquents événements de transport, (ii) les sastrugi peuvent y être bien développés, et (iii) les stations météorologiques qui y sont déployées sont accessibles pendant l'été austral.

L'évaluation de la version standard du MAR sur la Terre Adélie pendant le mois de janvier 2011 révèle la forte sensibilité du transport éolien simulé par le modèle à la paramétrisation de la rugosité : une rugosité aérodynamique trop élevée inhibe l'occurrence de vents forts et mène à une sous-estimation du transport éolien. Les comparaisons aux observations démontrent que le transport horizontal massique de neige simulé par cette version du modèle est inférieur d'un facteur 10 à la valeur observée au point de mesure D47 situé à 110 km du littoral. La nécessité

de diminuer la rugosité aérodynamique de plus d'un ordre de grandeur (de 10^{-3} à 10^{-4} m) pour améliorer la représentation des vents forts et du transport éolien au point de grille incluant D47, quand le modèle est calibré pour reproduire au mieux le vent en un site plus proche de la côte (D17, 10 km du littoral) où la rugosité aérodynamique peut être déterminée par la mesure, suggère une variabilité spatiale de ce paramètre. Les conditions météorologiques des deux sites se distinguent principalement par des températures plus douces à proximité du littoral qui, par leur influence sur les propriétés de surface de la neige comme la densité ou la cohésion, sont susceptibles d'altérer la distribution spatiale des sastrugi et donc, la rugosité aérodynamique. Cette hypothèse est étudiée avec l'analyse des données météorologiques recueillies au point de mesure D17 sur la période décembre 2012-décembre 2013. L'examen de deux cas individuels d'érosion éolienne survenus pendant l'hiver austral 2013 met en évidence une forte variabilité temporelle de la rugosité aérodynamique à l'échelle de l'événement d'érosion. Il est montré que :

- l'effet d'obstacle généré par les sastrugi influence considérablement la rugosité aérodynamique et a un impact inhibiteur sur l'érosion éolienne,
- cet effet d'obstacle est maximum quand le vent souffle transversalement à l'axe longitudinal moyen des sastrugi,
- cet effet d'obstacle peut être fortement diminué par l'aptitude des sastrugi à se réorienter parallèlement au vent dominant pendant un événement d'érosion pour minimiser leur résistance aérodynamique.

Les résultats de cette étude fournissent aussi des ordres de grandeur des implications de ces processus en matière de rugosité et d'érosion éolienne. On a constaté que :

- le réajustement aérodynamique des sastrugi peut survenir en seulement 3 heures pour des vitesses de frottement élevées ($\geq 1 \text{ m.s}^{-1}$) et des conditions d'érosion intenses,
- les rugosités aérodynamiques sont de l'ordre de 10^{-4} m quand les sastrugi sont alignés avec le vent moyen et peuvent excéder 10^{-3} m pour des changements de direction du vent de seulement 20-30°,

- la rugosité aérodynamique peut augmenter d'un facteur 30 et le flux éolien massique de neige peut diminuer de 80% en réponse à un changement de direction du vent pendant un événement d'érosion.

L'extension de l'analyse des données à toute la période d'étude révèle des variations temporelles de la rugosité aérodynamique à l'échelle cette fois plus large de la saison: en été (de décembre 2012 à février 2013) la rugosité aérodynamique est de l'ordre de grandeur des valeurs observées pour une situation où vent et sastrugi ne sont pas alignés (10^{-3} m), et la rugosité aérodynamique hivernale (de mars à novembre 2013) est de l'ordre des valeurs observées pour un champ de sastrugi bien alignés (10^{-4} m). Ce contraste aérodynamique saisonnier est expliqué principalement par une dépendance de l'érodabilité de la surface neigeuse à l'historique de la température qui influence le processus d'ajustement aérodynamique des sastrugi. En hiver, les basses températures (< -10 °C) induisent une neige faiblement cohésive et facilement érodable par les vents forts. Dans ce contexte, les sastrugi s'orientent facilement selon les vents érosifs dominants, et leur contribution à la rugosité aérodynamique est amoindrie. En revanche, sous les températures estivales plus douces (-10 °C $< T < 0$ °C), un renforcement de la cohésion de la neige par la formation accrue de ponts de glace s'oppose à l'érosion. Conjugués à des vents estivaux moins intenses et moins persistants, ces effets de température conduisent les sastrugi à ne pas s'ajuster au vent aussi facilement qu'en hiver, amplifiant ainsi leur contribution à la rugosité aérodynamique et à l'inhibition de l'érosion. Les observations illustrent également le potentiel de chutes de neige substantielles à diminuer la rugosité aérodynamique par ensevelissement des sastrugi en l'absence d'érosion. Ces conclusions désignent les régimes de vent, de température et de précipitation comme facteurs de la variabilité temporelle de la rugosité aérodynamique sur la période d'étude et au point de mesure D17, mais fournissent également un argument à la variabilité spatiale de la rugosité par le biais la variabilité climatique régionale du continent Antarctique.

L'introduction d'une dépendance à la température dans la paramétrisation de la rugosité aérodynamique du MAR conduit à un meilleur accord du modèle avec les observations de vents forts et de flux éoliens de neige à D17 sur la période d'étude par rapport à des paramétrisations indépendantes. Ce dernier résultat renforce la nécessité d'une prise en compte de la variabilité spatiale et temporelle de la rugosité aérodynamique pour la simulation du transport éolien de la neige en milieu polaire à des échelles régionales et/ou continentales.

Les travaux réalisés dans le cadre de cette thèse ouvrent de nouvelles perspectives sur la modélisation du transport éolien de la neige en Antarctique. Pour la première fois, le transport de neige est simulé par un modèle climatique avec une reproduction à moins d'un ordre de grandeur près des flux éoliens massiques de neige sur une période annuelle. Cette étape est un prérequis à l'évaluation des termes du BMS de l'Antarctique associés au transport éolien de la neige. L'erreur relative commise par le MAR sur l'importance du transport éolien (sous-estimation d'environ 50% en masse et en fréquence sur l'année d'étude) indique que la représentation de celui-ci doit nécessairement être améliorée avant d'entreprendre des évaluations fines de sa contribution au BMS du continent. D'autre part, des efforts sont encore à fournir dans la représentation de la turbulence non locale pendant les épisodes de vents forts, et dans la discrétisation verticale pour une meilleure capture des forts gradients verticaux de concentration en particules de neige à proximité immédiate de la surface. De récentes expériences préliminaires ont déjà montré que le modèle supporte une résolution verticale plus fine avec un premier niveau à 15 cm au-dessus de la surface.

Ces travaux de thèse ont également permis d'identifier certains mécanismes décisifs à l'œuvre dans les interactions rugosité-érosion éolienne et encore absents de la version actuelle du modèle, comme le partitionnement de la contrainte de cisaillement au niveau d'une surface neigeuse couverte de sastrugi érodables, ou encore l'ajustement aérodynamique des sastrugi et son inhibition par l'intermédiaire des effets de cohésion de la neige en surface. L'importance de ces processus pourrait être évaluée à travers l'implémentation de nouvelles paramétrisations dont les analyses proposées dans ce manuscrit constituent un support de développement. Néanmoins, les données présentées ne sont représentatives que de l'environnement précis au(x) point(s) de mesure où elles ont été collectées, et permettent de ne dégager aucune tendance en raison de leur couverture temporelle limitée. À ce titre, la paramétrisation développée au chapitre 5 fait actuellement l'objet d'une évaluation à l'échelle de l'Antarctique. Des investigations par la modélisation, l'expérience (i.e. en soufflerie) et l'observation sont encore nécessaires pour mieux caractériser les interactions érosion-rugosité de l'échelle du sastruga à l'échelle continentale, et améliorer leur représentation dans les modèles de transport éolien. En particulier, aucune formulation ne permet encore de relier la rugosité aérodynamique (effets de frottement des éléments de rugosité) à la rugosité géométrique (distribution spatiale des éléments de rugosité). Cette étape constitue un enjeu majeur car certains paramètres morphologiques des éléments de rugosité peuvent être évalués directement par satellite sur de vastes régions, par opposition à la rugosité aérodynamique encore trop dépendante des mesures

in situ. Dans ce contexte, la caractérisation de la distribution spatiale des éléments de rugosité par détection satellitaire donnerait alors accès à un paramètre qui intervient dans la paramétrisation des échanges turbulents à l'interface ai-neige. Des travaux s'appuyant notamment sur les données du chapitre 3 et portant sur la reproduction de la dépendance directionnelle de la rugosité aérodynamique relative à un modèle géométrique de sastruga idéalisé (c.-à-d. dont les caractéristiques morphologiques sont connues), ainsi qu'à un ensemble de sastrugi dont la distribution spatiale a été mesurée par laser-scan sur une surface neigeuse des Alpes (Col du Lac Blanc, Alpe d'Huez) sont actuellement en cours.

Références bibliographiques

- Adachi, T., 1973. Observation of Atmospheric Turbulence at Syowa Station In Antarctica (I). *Nunkyoku Shiryo (Antarct. Rec.)*, 47, 7871-7883.
- Adolphs, U., 1999. Roughness variability of seas ice and snow cover thickness profiles in the Ross, Amundsen, and Bellingshausen Seas. *J. Geophys. Res.*, 104(C6), 13,577-13, 591.
- Agosta, C., Favier, V., Genthon, C., Gallée, H., Krinner, G., Lenaerts, J. T. M., and van den Broeke, M. R., 2012. A 40-year accumulation dataset for Adélie Land, Antarctica and its application for model validation. *Clim. Dyn.*, 38, 75–86.
- Agosta, C., Favier, V., Krinner, G., Gallée, H., Fettweis, X., Genthon, C., 2013. High-resolution modelling of the Antarctic surface mass balance, application for the twentieth, twenty first and twenty second centuries. *Clim. Dyn.*, 1–14.
- Albert, M. R., Hawley, and R. L., 2002. Seasonal changes in snow surface roughness characteristics at Summit, Greenland: implications for snow and firn ventilation. *Ann. Glaciol.*, 35, 510-514.
- Amory, C., Trouvilliez, A., Gallée, H., Favier, V., Naaïm-Bouvet, F., Genthon, C., Agosta, C., Piard, L., and Bellot, H., 2015a. Comparison between observed and simulated aeolian snow mass fluxes in Adélie Land, East Antarctica. *Cryosph.*, 9, 1–12.
- Amory, C., Naaïm-Bouvet, F., Gallée, H., and Vignon, E., 2016. Brief communication: Two well-marked cases of aerodynamic adjustment of sastrugi. *The Cryosphere*, 10, 1-8.
- Andreas, E. L., Lange, M. A., Ackley, S. F., and Wadhams, P., 1993. Roughness of Weddell Sea ice and estimates of the air-ice drag coefficient. *J. Geophys. Res.*, 98(C7), 439-452.
- Andreas, E. L., and Claffey, K. J., 1995. Air-ice drag coefficients in the western weddell sea. 1. Values deduced from profile measurements. *J. Geophys. Res.*, 100(C3), 4821–4831.
- Andreas, E. L., 1995. Air-ice drag coefficients in the western weddell sea. 2. A model based on form drag and drifting snow. *J. Geophys. Res.*, 100(C3), 4833–4843.
- Andreas, E. L., 2011. The Fallacy of Drifting Snow. *Boundary-Layer Meteorol.*, 141, 333–347.

- Arthern, R. J., Winebrenner, D. P., and Vaughan, D. G., 2006. Antarctic snow accumulation mapped using polarization of 4.3-cm wavelength microwave emission. *J. Geophys. Res. Atmos.*, 111, D06107. doi:10.1029/2004JD005667.
- Arthern, R. J., Wingham, D. J., and Ridout, A. L., 2001. Controls on ERS altimeter measurements over ice sheets: Footprint-scale topography, backscatter fluctuations, and the dependence of microwave penetration depth on satellite orientation. *J. Geophys. Res.*, 106, D24, 471-484.
- Arya, S. P.S., 1975. A drag partition theory for determining the largescale roughness parameter and wind stress on the Arctic pack ice. *J. Geophys. Res.*, 80, 3447-3454, 1975.
- Ball, F. K., 1957. The katabatic winds of Adélie Land and King George V. Land. *Tellus*, 9, 201-208.
- Ball, F. K., 1959. Winds on the ice slopes of Antarctica. *Antarctic Meteorology*, Proceedings of the Symposium in Melbourne, Pergamon, 9-16.
- Bamber, J. L., Gomez-Dans, J. L., and Griggs, J. A., 2009. A New 1 km Digital Elevation Model of the Antarctic Derived from Combined Satellite Radar and Laser Data Part 1: Data and Methods. *Cryosph.*, 3, 101-111.
- Banke, E., Smith, S., and Anderson, R., 1980. Drag coefficients at aidjex from sonic anemometer measurements. *Sea Ice Processes and Models*, Pritchard R. (ed), University of Washington Press, pp 430-442.
- Barral, H., Genthon, C., Trouvilliez, A., Brun, C., and Amory, C., 2014. Blowing snow in coastal Adélie Land, Antarctica: three atmospheric-moisture issues. *Cryosph.*, 8, 1905-1919.
- Bintanja, R., 1998a. The contribution of snowdrift sublimation to the surface mass balance of Antarctica. *Ann. Glaciol.*, 27, 251-259.
- Bintanja, R., 1998b. The interaction between drifting snow and atmospheric turbulence. *Ann. Glaciol.*, 26, 167-173.
- Bintanja, R., 1999. On the glaciological, meteorological, and climatological significance of Antarctic blue ice areas. *Rev. Geophys.*, 37(3), 337-359. doi:10.1029/1999RG900007.

- Bintanja, R., and van den Broeke, M. R., 1995. Momentum and scalar transfer coefficients over smooth Antarctic surfaces. *Boundary-Layer Meteorol.*, 74, 89–111.
- Bintanja, R. 2000. Snowdrift suspension and atmospheric turbulence. Part I: Theoretical background and model description. *Boundary-Layer Meteorol.*, 95, 343–368.
- Bintanja, R., 2001a: Modelling snowdrift sublimation and its effect on the moisture budget of the atmospheric boundary layer. *Tellus*, 53A,
- Bintanja, R., 2001b. Modification of the wind speed profile caused by snowdrift: results from observations. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 127, 2417–2434. doi:10.1002/qj.49712757712.
- Black, H. P., and Budd, W., 1964. Accumulation in the region of Wilkes, Wilkes Land, Antarctica. *J. Glaciol.*, 5(37), 3–15.
- Blackwelder, E., 1930. Yardang and zastruga, *Science*, 72(1868), 396–397. doi:10.1126/science.72.1868.396.
- Boening, C., Lebsock, M., Landerer, F., and Stephens, G., 2012. Snowfall-driven mass change on the East Antarctic ice sheet. *Geophys. Res. Lett.*, 39, L21501. doi: 10.1029/2012GL053316.
- Bromwich, D. H., Parish, T. R., and Zorman, C. A., 1990. The confluence zone of the intense katabatic winds at Terra Nova Bay, Antarctica, as derived from airborne sastrugi surveys and mesoscale numerical modeling. *J. Geophys. Res.*, 95(D5), 5495–5509.
- Bromwich, D. H., Steinhoff, D. F., Simmonds, I., Keay, K., and Fogt, R. L., 2011. Climatological aspects of cyclogenesis near Adélie Land, Antarctica. *Tellus A*, 63, 921–938.
- Brun, E., David, P., Sudul, M., and Brunot, G., 1992. A numerical model to simulate snowcover stratigraphy for operational avalanche forecasting. *J. Glaciol.*, 38, 13–22.
- Budd, W. F., 1966. The drifting of non-uniform snow particles. *Studies in Antarctic Meteorology*, M. J. Rubin, Ed., Antarctic Research Series, Vol. 9, American Geophysical Union, 59–70.
- Budd, W. F., Dingle, W. R. J., and Radok, U. 1966. The Byrd snow drift project outline and basic results, in *Studies in Antarctic Meteorology*, vol. 9, edited by M. J. Rubin, pp. 71–134, American Geophysical Union, Washington, D. C.

- Businger, J. A., 1973. Turbulent transfer in the atmospheric surface layer. D. A. Haugen (ed.), in *Workshop on Micrometeorology*, American Meteorological Society, Boston, 67-100.
- Businger, J. A., Wyngaard, J. C., Izumi, Y., and Bradley, E.F., 1971. Flux–profile relationships in the atmospheric surface layer. *J. Atmos. Sci.*, 28, 181–189.
- Casassa, G., Narita, H., and Maeno, N., 1991. Shear cell experiments of snow and ice friction. *J. Appl. Phys.*, 69, 3745–3756.
- Chritin, V., Bolognesi, R., and Gubler, H., 1999. FlowCapt: a new acoustic sensor to measure snowdrift and wind velocity for avalanche forecasting. *Cold Reg. Sci. Technol.*, 30, 125–133.
- Cierco, F.-X., Naaim-Bouvet, F., and Bellot, H., 2007. Acoustic sensors for snowdrift measurements: How should they be used for research purposes? *Cold Reg. Sci. Technol.*, 49, 74–87.
- Colbeck, S. C., 1987. Snow metamorphism and classification. *Seasonal snow covers: Physics, Chemistry Hydrology*, H. G. Jones and W. J. Orville-Thomas, Eds., NATO ASI Series C, Vol. 211, D. Reidel Publishing, 1-36.
- Colbeck, S. C., 1997. A Review of Sintering in Seasonal Snow. *CRREL Report*, US Army Corps of Engineers, Cold Regions Research & Engineering Laboratory, 97–10.
- Conklin, M. H., and Bales, R. C., 1993. SO₂ uptake on ice spheres: Liquid nature of the ice–air interface. *J. Geophys. Res.*, 98(D9), 16, 851–16 855.
- Cunningham, J., and Waddington, E. D., 1993. Air flow and dry deposition of non-sea salt sulfate in polar firn: paleoclimatic implications. *Atmospheric Environment*, 27A, 943-2956.
- Dai, X., and Huang, N., 2014. Numerical simulation of drifting snow sublimation in the saltation layer. *Sci. Rep.*, 4, 6611; DOI:10.1038/srep06611.
- Das, I., Bell, R. E., Scambos, T. A., Wolovick, M., Creyts, T. T., Studinger, M., Frearson, N., Nicolas, J. P., Lenaerts, J. T. M., and van den Broeke, M. R., 2013. Influence of persistent wind scour on the surface mass balance of Antarctica, *Nat. Geosci.*, 6, 367–371.
- de Montmollin, V., 1982. Shear tests on snow explained by fast metamorphism. *J. Glaciol.*, 28, 187–198.

- De Ridder, K., and Gallée, H., 1998. Land Surface–Induced Regional Climate Change in Southern Israel. *J. Appl. Meteor.*, 37, 1470–1485. doi: 10.1175/1520-0450.
- De Ridder, K., and Schayes, G., 1997. The IAGL land surface model. *J. Appl. Meteor.*, 36, 167–182.
- Déry, S. J., and Yau, M. K., 2002. Large-scale mass balance effects of blowing snow and surface sublimation. *J. Geophys. Res.*, 107(D23), 4679, 1–8. doi:10.1029/2001JD001251.
- Dee, D. P., and 35 co-authors, 2011. The ERA-Interim reanalysis: Configuration and performance of the data assimilation system. *Quart. J. R. Meteorol. Soc.*, 137, 553–597. doi:10.1002/gj.828.
- Denby, B., and Greuell, W., 2000. The Use of Bulk and Profile Methods for Determining the Surface Heat Fluxes in the Presence of Glacier Winds. *J. Glaciol.*, 46, 445–452.
- Dominé, F., Lauzier, T., Cabanes, A., Legagneux, L., Kuhs, W. F., Techmer, K., & Heinrichs, T., 2003. Snow metamorphism as revealed by scanning electron microscopy. *Microscopy research and technique*, 62(1), 33–48.
- Doorschot, J., Lehning, M., and Vrouwe, A., 2004. Field measurements of snow-drift threshold and mass fluxes, and related model simulations. *Boundary-Layer Meteorol.*, 113(3), 347–368.
- Doumani, G. A., 1967. Surface structures in snow. In Oura H ed., *Physics of snow and ice*, Institute of Low Temperature Science, Hokkaido University, Sapporo, 1119–1136.
- Duykerke, P. G., 1988. Application of the $E - \epsilon$ Turbulence Closure Model to the Neutral and Stable Atmospheric Boundary Layer. *J. Atmos. Sci.*, 45, 865–880.
- Dyer, A. J., and Hicks, B. B., 1970. Flux–gradient relationships in the constant flux layer. *Quart. J. R. Meteorol. Soc.*, 96, 715–721.
- Eisen, O., Frezzotti, M., Genthon, C., Isaksson, E., Magand, O., van den Broeke, M. R., Dixon, D. A., Ekaykin, A., Holmlund, P., Kameda, T., Karlöf, L., Kaspari, S., Lipenkov, V. Y., Oerter, H., Takahashi, S., and Vaughan, D. G., 2008. Ground-based measurements of spatial and temporal variability of snow accumulation in East Antarctica. *Rev. Geophys.*, 46, 1–39.
- Favier, V., Agosta, C., Genthon, C., Arnaud, L., Trouvilliez, A., and Gallée, H., 2011. Modeling

the mass and surface heat budgets in a coastal blue ice area of Adélie Land, Antarctica. *J. Geophys. Res.*, 116, F03017.

Favier, V., Agosta, C., Parouty, S., Durand, G., Delaygue, G., Gallée, H., Drouet, A.-S., Trouvilliez, A., and Krinner, G., 2013. An up-dated and quality controlled surface mass balance dataset for Antarctica. *Cryosph.*, 7, 583–597. doi:10.5194/tc-7-583-2013.

Favier, L., Durand, G., Cornford, S. L., Gudmundsson, G. H., Gagliardini, O., Gillet-Chaulet, F., Zwinger, T., Payne, A. J., and Le Brocq, A. M., 2014. Retreat of Pine Island Glacier controlled by marine ice-sheet instability. *Nat. Clim. Change*, 4, 117–121.

Fettweis, X., Gallée, H., Lefebvre, F., and Van Ypersele, J., 2005. Greenland Surface Mass Balance simulated by a Regional Climate Model and Comparison with satellite derived data in 1990-1991. *Clim. Dynam.*, 24, 623–640. doi 10.1007/s00382-005-0010-y.

Filhol, S., and Sturm, M., 2015. Snow bedforms: A review, new data and a formation model. *J. Geophys. Res.*, 120, 9, 1645-1669.

Frezzotti, M., Gandolfi, S., and Urbini, S., 2002. Snow megadunes in Antarctica: Sedimentary structure and genesis. *J. Geophys. Res.*, 107(D18), 4344.

Frezzotti, M., Pourchet, M., Flora, O., Gandolfi, S., Gay, M., Urbini, S., Vincent, C., Becagli, S., Gragnani, R., Proposito, M., Severi, M. T. R., Udisti, R., and Fily, M., 2004. New Estimations of Precipitation and Surface Sublimation in East Antarctica from Snow Accumulation Measurements, *Clim. Dyn.*, 23, 803–813.

Frezzotti, M., Pourchet, M., Flora, O., Gandolfi, S., Gay, M., Urbini, S., Vincent, C., Becagli, S., Gragnani, R., Proposito, M., Severi, M. T. R., Udisti, R., and Fily, M., 2005. Spatial and temporal variability of snow accumulation in East Antarctica from traverse data. *J. Glaciol.*, 51, 113–124.

Frezzotti, M., Scarchilli, C., Becagli, S., Proposito, M., and Urbini, S., 2013. A synthesis of the Antarctic surface mass balance during the last 800 yr. *Cryosph.*, 7, 303–319. doi:10.5194/tc-7-303-2013.

Fouquart, Y., and Bonnel, B., 1980. Computaion of solar heating of the Earth's atmosphere: A new parameterization. *Beitrage zur Physik der Atmosphere*, 53, 35-62.

- Gallée, H., and Schayes, G., 1994. Development of a three-dimensional meso-primitive equation model: katabatic winds simulation in the area of Terra Nova Bay, Antarctica. *Mon. Weather Rev.*, 122, 671–685.
- Gallée, H., 1995. Simulation of the Mesocyclonic Activity in the Ross Sea, Antarctica. *Mon. Weather Rev.*, 123, 2051-2069.
- Gallée, H., 1998. A simulation of blowing snow over the Antarctic ice sheet. *Ann. Glaciol.*, 26, 203–205.
- Gallée, H., Guyomarc'h, G., and Brun, É., 2001. Impact of snow drift on the antarctic ice sheet surface mass balance: possible sensitivity to snow-surface properties. *Boundary-Layer Meteorol.*, 99, 1–19.
- Gallée, H., and Pettré, P., 1998. Dynamical Constraints on Katabatic Wind Cessation in Adélie Land, Antarctica. *J. Atmos. Sci.*, 55, 1755–1770.
- Gallée, H., Pettré, P., and Schayes, G., 1996. Sudden cessation of Katabatic Winds in Adélie Land, Antarctica. *J. Appl. Meteor.*, 35(7), 1141-1152.
- Gallée, H., Peyaud, V., and Goodwin, I., 2005. Simulation of the net snow accumulation along the Wilkes Land transect, Antarctica, with a regional climate model. *Ann. Glaciol.*, 41(January), 1–6.
- Gallée, H. and Gorodetskaya, I. V., 2010. Validation of a limited area model over Dome C, Antarctic Plateau, during winter. *Clim. Dyn.*, 34(1), 61–72. doi:10.1007/s00382-008-0499-y.
- Gallée, H., Trouvilliez, A., Agosta, C., Genthon, C., Favier, V., and Naaim-Bouvet, F., 2013. Transport of Snow by the Wind: A Comparison Between Observations in Adélie Land, Antarctica, and Simulations Made with the Regional Climate Model MAR. *Boundary-Layer Meteorol.*, 146, 133–147.
- Garcia, R., 1960. Mesures de transport de neige par le vent à la station Charcot. *La météorologie*, 57(4), 205–213.
- Garratt, J. R., 1992. The Atmospheric Boundary Layer. *Cambridge University Press*, Cambridge, 1992.

- Genthon, C., Krinner, G., and Castebrunet, H., 2009. Antarctic precipitation and climate-change predictions: horizontal resolution and margin vs plateau issues. *Ann. Glaciol.*, 50(50), 55-60.
- Genthon, C., Lardeux, P., and Krinner, G., 2007. The surface accumulation and ablation of a coastal blue-ice area near Cap Prudhomme, Terre Adélie, Antarctica. *J. Glaciol.*, 53(183), 635–645.
- Genthon, C., Trouvilliez, A., Gallée, H., Bellot, H., Naaïm-Bouvet, F., Favier, V., and Luc, P., 2011. Blizzard, très blizzard. *La météorologie*, 75(1), 33–39.
- Giovinetto, M. B., Bormwich, D. H., and Wendler, G., 1992. Atmospheric net transport of water vapor and latent heat across 70°S. *J. Geophys. Res.*, 97(D1), 917-930.
- Goodwin, I. D., 1990. Snow accumulation and surface topography in the katabatic zone of eastern Wilkes Land, Antarctica. *Antarct. Sci.*, 2(3), 232–235.
- Gordon, M., Biswas, S., Taylor, P. A., Hanesiak, J., Albarran-Melzer, M. and Fargey, S., 2010. Measurements of drifting and blowing snow at Iqaluit, Nunavut, Canada during the star project. *Atmosphere-Ocean*, 48(2), 81–100. doi:10.3137/AO1105.2010.
- Gow, A. J., 1965. On the accumulation and seasonal stratification of snow at the South Pole. *J. Glaciol.*, 5, 467– 477.
- Grachev, A. A., Andreas, E. L., Fairall, C.W., Guest, P. S., and Persson, P. O. G., 2007. SHEBA flux-profile relationships in the stable atmospheric boundary layer. *Boundary-Layer Meteorol.*, 124, 315–333. doi: 10.1007/s10546-007-9177-6.
- Gray, D. M., Norum, D. I., and Dyck, G. E., 1970. Densities of prairie snowpacks. *Proc. 38th Annu. Meet. West. Snow Conf.*, Victoria, British Columbia, 24–30.
- Groot Zwaaftink, C. D., Diebold, M., Horender, S., Overney, J., Lieberherr, G., Parlange, M., and Lehning, M., 2014. Modelling small-scale drifting snow with a Lagrangian stochastic model based on large-eddy simulations. *Boundary-Layer Meteorol.*, 153, 117–139, doi:10.1007/s10546-014-9934-2.
- Guyomarc'h, G., and Merindol, L., 1998. Validation of an application for forecasting blowing snow. *Ann. Glaciol.*, 26, 138–143.

- Harder, S., Warren, S. G., and Charlson, R. J., 2000. Sulfate in air and snow at the South Pole: implications for transport and deposition at sites with low snow Accumulation. *J. Geophys. Res.*, 105, 825-832.
- Hobbs, P. V. and Mason, B. J., 1964. The sintering and adhesion of ice, *Philos. Mag.*, 9, 181–197.
- Holtslag, A. A. M., and De Bruin, H. A. R., 1988. Applied modeling of the nighttime surface energy balance over land. *J. Appl. Meteorol.*, 27, 689–704.
- Hosler, C. L., Jense, D. C., and Goldshlak, L., 1957. On the aggregation of ice crystals to form snow. *J. Meteor.*, 14, 415–420.
- Inoue, J., 1989a. Surface drag over the snow surface of the Antarctic Plateau. 1: factors controlling surface drag over the katabatic wind region. *J. Geophys. Res.*, 94, 2207-2217.
- Inoue, J., 1989b. Surface drag over the snow surface of the Antarctic Plateau. 2: seasonal change of surface drag in the katabatic wind region. *J. Geophys. Res.*, 94, 2219-2224.
- Jackson, B. S., and Carroll J. J., 1978. Aerodynamic roughness as a function of wind direction over asymmetric surface elements. *Boundary-Layer Meteorol.*, 14, 323-330.
- Jourdain, N. C., and Gallée, H., 2010. Influence of the orographic roughness of glacier valleys across the Transantarctic Mountains in an atmospheric regional model. *Clim. Dyn.*, 36, 1067-1081. doi:10.1007/s00382-010-0757-7.
- Joughin, I., Smith, B. E., and Medley, B., 2014. Marine ice sheet collapse potentially underway for the Thwaites Glacier Basin, West Antarctica. *Science*, 344, 735–738. doi :10.1126/science.1249055.
- Joffre, S. M., 1982. Momentum and heat transfers in the surface layer over a frozen sea. *Boundary-Layer Meteorol.*, 24, 211–229.
- Karlöf, L., Isaksson, E., Winther, J-G., Gundestrup, N., Meijer, H. A. J., Mulvaney, R., Pourchet, M., Hofstede, C., Lappegard, G., Pettersson, R., van den Broeke, M. and van de Wal, R. S. W., 2005. Accumulation variability over a small area in east Dronning Maud Land, Antarctica, as determined from shallow firn cores and snow pits: Some implications for ice-core records. *J. Glaciol.*, 51(174), 343–352.

- Kessler, E., 1969. On the distribution and continuity of water substance in atmospheric circulation. *Meteorological Monographs*, American Meteorological Society, 10(32).
- King, J. C., and Anderson, P. S., 1994. Heat and water vapour fluxes and scalar roughness lengths over an Antarctic ice shelf. *Boundary-Layer Meteorol.*, 69, 101-121.
- King, J. C., and Turner, J., 1997. Antarctic Meteorology and Climatology. Cambridge Atmospheric and Space Science Series. Cambridge University Press, Cambridge.
- King, J., Anderson, P., Smith, M., and Mobbs, S., 1996. The Surface Energy and Mass Balance at Halley, Antarctica during winter. *J. Geophys. Res.*, 101, 19119–19128.
- Kobayashi, S., 1979. Studies on interaction between wind and dry snow surface. *Contrib. Inst. Low Temp. Sci.*, Hokkaido Univ., set. A, 29, 1-64.
- Kodama, Y., Wendler, G., and Gosink, J., 1985. The effect of blowing snow on katabatic winds in Antarctica, *Ann. Glaciol.*, 6, 59–62.
- Kondo, J., and Yamazawa, H., 1986. Bulk transfer coefficient over a snow surface. *Boundary-Layer Meteorol.*, 34, 123-135.
- König, G., 1985. Roughness length of an Antarctic ice shelf. *Polarforschung*, 55(1), 27-32.
- König-Langlo, G. C. ,2005. Meteorological synoptical observations from Neumayer Station (1993–01), report, Alfred Wegener Inst. for Polar and Mar. Res., Bremerhaven, Germany. doi:10.1594/PANGAEA. 271730.
- König-Langlo, G., King, J. C., and Pettré, P., 1998. Climatology of the three coastal Antarctic stations Dumont d’Urville, Neumayer, and Halley. *J. Geophys. Res.*, 103(D9), 10,935–10,946. doi:10.1029/97JD00527.
- Kotlyakov, V. M., 1961. The Snow Cover of the Antarctic and its role in the Present-Day Glaciation of the Continent (Snezhni pokrov antarktidy i ego rol’ v somvremennom oledenienii materika). Translated from Russian 1966, Israel Program for Scientific Translation, Jerusalem, 256 p.
- Kotlyakov, V. M., 1984. Russian - language glaciological dictionary.
- Krinner, G., Guicherd, B., Ox, K., Genthon, C., and Magand, O., 2008. Influence of oceanic

boundary conditions in simulations of Antarctic climate and surface mass balance change during the coming century. *J. Climate*, 21, 938–962. doi:10.1175/2007JCLI1690.1

Kuipers Munneke, P., Picard, G., van den Broeke, M. R., Lenaerts, J. T. M., and van Meijgaard, E. 2012. Insignificant change in Antarctic snowmelt volume since 1979. *Geophys. Res. Lett.*, 39, L01501. doi:10.1029/2011GL050207.

Le Bouteiller, C., and Venditti, J. G., 2015. Sediment transport and shear stress partitioning in a vegetated flow. *Water Resour. Res.*, 51, 2901–2922, doi:10.1002/2014WR015825.

Lefebvre, F., Fettweis, X., Gallée, H., Van Ypersele, J., Marbaix, P., Greuell, W., and Calanca, P., 2005. Evaluation of a high-resolution regional climate simulation over Greenland. *Clim. Dyn.*, 25, 99–116. doi 10.1007/s00382-005-0005-8.

Lefebvre, F., Gallée, H., van Ypersele, J., and Greuell, W., 2003. Modelling of snow and ice melt at ETH Camp (West Greenland): a study of surface albedo. *J. Geophys. Res.*, 108(D8). doi:10.1029/2001JD001160.

Lehning, M., Löwe, H., Ryser, M., and N. Raderschall, N., 2008. Inhomogeneous precipitation distribution and snow transport in steep terrain. *Water Resour. Res.*, 44, doi:10.1029/2007WR006545.

Lemke, P., Ren, J., Alley, R. B., Allison, I., Carrasco, J., Flato, G., Fujii, Y., Kaser, G., Mote, P., Thomas, R. H., and Zhang, T., 2007. Observations: Changes in Snow, Ice and Frozen Ground, in: *Climate Change 2007: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Inter-Governmental Panel on Climate Change*, edited by: Solomon, S., Qin, D., Manning, M., Chen, Z., Marquis, M., Averyt, K. B., Tignor, M., and Miller, H. L., Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA.

Lenaerts, J. T. M., Smeets, C. J. P. P., Nishimura, K., Eijkelboom, M., Boot, W., van den Broeke, M. R., and van de Berg, W. J., 2014. Drifting snow measurements on the Greenland Ice Sheet and their application for model evaluation. *Cryosphere*, 8(2), 801–814.

Lenaerts, J. T. M., and van den Broeke, M. R., 2012. Regional climate modeling of drifting snow in Antarctica – Part 2: Results. *J. Geophys. Res.*, 117, D05109, doi:10.1029/2010JD015419.

- Lenaerts, J. T. M., van den Broeke, M. R., Déry, S. J., König-langlo, G., Ettema, J., and Munneke, P. K., 2010. Modelling snowdrift sublimation on an Antarctic ice shelf. *Cryosph.*, 4(2), 179–190. doi:10.5194/tc-4-179-2010.
- Lenaerts, J. T. M., van den Broeke, M. R., Déry, S. J., van Meijgaard, E., van de Berg, W. J., Palm, S. P., and Sanz Rodrigo, J., 2012a. Modeling drifting snow in Antarctica with a regional climate model. 1. Methods and model evaluation. *J. Geophys. Res.*, 117, D05108. doi:10.1029/2011JD016145.
- Lenaerts, J. T. M., van den Broeke, M. R., van de Berg, W. J., van Meijgaard, E., and Kuipers Munneke, P., 2012b. A new, high-resolution surface mass balance map of Antarctica (1979–2010) based on regional atmospheric climate modeling. *Geophys. Res. Lett.*, 39(4), L0451, 1–5. doi:10.1029/2011GL050713.
- Lenaerts, J. T. M., van den Broeke, M. R., Scarchilli, C. and Agosta, C., 2012c. Impact of model resolution on simulated wind, drifting snow and surface mass balance in Terre Adélie, East Antarctica. *J. Glaciol.*, 58(211), 821–829. doi:10.3189/2012JoG12J020.
- Leonard, K. C., Tremblay, L.-B., Thom, J. E., and MacAyeal, D. R., 2011. Drifting snow threshold measurements near McMurdo station, Antarctica: A sensor comparison study. *Cold Reg. Sci. Technol.*, 70, 71–80. doi:10.1016/j.coldregions.2011.08.001.
- Leroux, C., and Fily, M., 1998. Modeling the effect of sastrugi on snow reflectance. *J. Geophys. Res.*, 103, 779-788.
- Lettau, H. H., 1969. Note on aerodynamic roughness-parameter estimation on the basis of roughness element description. *J. Appl. Meteor.*, 8, 828-832.
- Levkov, L., Rockel, B., Kapitza, H., and Raschke, E., 1992. 3D mesoscale numerical studies of cirrus and stratus clouds by their time and space evolution. *Beitrage zur Physik der Atmosphäre*, 65, 35-57.
- Li, L., and Pomeroy, J. W., 1997. Estimates of Threshold Wind Speeds for Snow Transport Using Meteorological Data. *J. Appl. Meteor.*, 36, 205–213.
- Li, A., and Shao, Y., 2003. Numerical simulation of drag partition over rough surfaces. *Boundary-Layer Meteorol.*, 108, 317–342.

Lied, N. T., 1963. Notes on sastrugi and snow dune observations, A.N.A.R.E. satellite station, Vestfold Hills, 1961. *Austral. Meteorol. Mag.* 40, 35-46.

Ligtenberg, S. R. M., van de Berg, W. J., van den Broeke, M. R., Rae, J. G. L., and van Meijgaard, E., 2013. Future surface mass balance of the Antarctic ice sheet and its influence on sea level change, simulated by a regional atmospheric climate model. *Clim. Dyn.*, 41, 867–884.

Liljequist, G. H., 1957. Energy Exchange over an Antarctic Snow Field. *Norwegian-British-Swedish Antarctic Expedition 1949-52*, vol. 2, part 1, 298 pp., Norsk Polarinstitut, Oslo.

Lin, Y.-L., Farley, R., and Orville, H., 1983. Bulk parameterization of the snow field in a cloud model. *J. Appl. Meteor.*, 22, 1065-1092.

Lister, H., and Pratt, G., 1959. Geophysical investigations of the commonwealth trans-Antarctic expedition. *Geographical Journal*, pp. 343–354.

Loewe, F., 1970. The transport of snow on ice sheets by the wind. In *Studies on Drifting Snow*, edited by U. Radok, pp. 21–69, Dep. of Meteorol., Univ. of Melbourne, Parkville, Vict., Australia.

Loewe, F., 1974. Considerations concerning the wind of Adélie Land. *Gletscherk. Glazialgeol.*, 10, 189-197.

Long, D. G., and Drinkwater, M. R., 2000. Azimuth variation in microwave scatterometer and radiometer data over Antarctica. *Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 38, 1857–1870.

Lorius, C., 1962. Contribution to the knowledge of the Antarctic ice sheet: a synthesis of glaciological measurements in Terre Adélie. *J. Glaciol.*, 4(31), 79–92.

Madigan, C. T., 1929. Tabulated and reduced records of the Cape Denison station, Adélie Land. Australasian Antarct. Exped., 1911-1914, *Sci. Rep. Ser. B*, Vol. 4, Government Printer (Sydney), 286 pp.

Magand, O., Genthon, C., Fily, M., Krinner, G., Picard, G., Frezzotti, M., and Ekaykin, A., 2007. An up-to-date quality-controlled surface mass balance data set for the 90°–180° E Antarctica sector and 1950–2005 period. *J. Geophys. Res.-Atmos.*, 112(D12106). doi:10.1029/2006JD00769.

- Mahesh, A., Eager, R., Campbell, J. R., and Spinhirne, J. D., 2003. Observations of blowing snow at the South Pole. *J. Geophys. Res.*, 108(D22), 4707.
- Mahrt, L., Vicker, D., Sun, J., Jensen, N. O., and Jørgensen, H., 2001. Determination of the surface drag coefficient. *Boundary-Layer Meteorol.*, 99, 249-276.
- Maki, T., 1971. Relationship between the Visibility and the Wind Velocity in Drifting Snow at Syowa Station. *Nankyoku Shiryo (Antarc. Rec.)*, 42, 35-42.
- Mann, G. W., 1998. Surface Heat and Water Vapour Budgets over Antarctica, 279 pp., Ph.D. thesis, Univ. Of Leeds, Leeds, England.
- Mann, G. W., Anderson, P. S., and Mobbs, S. D., 2000. Profile measurements of blowing snow at Halley, Antarctica. *J. Geophys. Res.*, 105(D19), 24491–24508.
- Marticorena, B., and Bergametti, G., 1995. Modeling the atmospheric dust cycle: 1. Design of a soil-derived dust emission scheme. *J. Geophys. Res.*, 100, 16415–16430.
- Mather, K. B., 1962. Further observations on sastrugi, snow dunes and the pattern of surface winds in Antarctica. *Polar Rec.*, 11, 158-171.
- Mather, K. B., and Miller, G. S. 1966. Wind drainage off the high plateau of Eastern Antarctica. *Nature*, 209, p. 281-284.
- Mather, K. B., 1969. The pattern of surface wind flow in Antarctica. *Pure Appl. Geophys.*, 75, 332-354.
- Matsushita, H., Matsuzawa, M., and Abe, O., 2012. The influences of temperature and normal load on the shear strength of snow consisting of precipitation particles. *Ann. Glaciol.*, 53, 31–38. doi:10.3189/2012AoG61A022.
- Mawson, D., 1915. The home of the blizzard, a true story of Antarctic survival: The story of the Australian Antarctic expedition 1911–1914. Wakefield Press, Australia.
- Mellor M., 1965. Blowing Snow. *Cold Regions Science and Engineering Part III*, Section A3c. U.S. Army Cold Regions Research & Engineering Laboratory (Hanover New Hampshire), 79p.
- Mellor, M., 1975. A review of basic snow mechanics. *Int. Assoc. of Hydrol. Sci.*, Geneva, Switzerland, Publ. 114, 251–291.

- Meyers, M., DeMott, P., and Cotton, W., 1992. New primary ice-nucleation parameterization in an explicit cloud model. *J. Appl. Meteor.*, 31, 708-721.
- Monaghan, A. J., Bromwich, D. H., and Wang, S. H., 2006. Recent trends in Antarctic snow accumulation from polar MM5 simulations. *Philos. T. R. Soc. A*, 364, 1683–1708. doi:10.1098/rsta.2006.1795.
- Morcrette, J.-J., 2002. The Surface Downward Longwave Radiation in the ECMWF Forecast System. *J. Climate*, 15(14), 1875-1892.
- Moss, R., 1938. The physics of an ice cap. *Geographical Journal*, 92, 211-227.
- Munneke, P. K., Reijmer, C. H., van den Broeke, M. R., König-Langlo, G., Stammes, P., and Knap, W.H., 2008. Analysis of clear-sky Antarctic snow albedo using observations and radiative transfer modeling. *J. Geophys. Res.*, 113. doi:10.1029/2007JD009653.
- Murphy, B. F., and Simmonds, I. 1993. An analysis of strong wind events simulated in a GCM near Casey in the Antarctic. *Mon. Wea. Rev.* 121, 522–534.
- Naaïm-Bouvet, F., Bellot, H., and Naaïm, M., 2010. Back analysis of drifting-snow measurements over an instrumented mountainous site. *Ann. Glaciol.*, 51(54), 207–217. doi:10.3189/172756410791386661.
- Naaïm-Bouvet, F., Bellot, H., Nishimura, K., Genthon, C., Palerme C., Guyomarc'h, G., and Vionnet, V., 2014. Detection of snowfall occurrence during blowing snow events using photoelectric sensors. *Cold Reg. Sci. Technol.*, 106–107, 11–21. doi:10.1016/j.coldregions.2014.05.005.
- Naithani, J., Mastrantonio, G., Argentini, S., and Pettré, P., 2001. Influence of cyclonic perturbations on surface winds around Dumont d'Urville, East Antarctica, using wavelet transform. *J. Geophys. Res.*, 106, 93-102.
- Nalpanis, P., Hunt, J. C. R., and Barrett, C. F., 1993. Saltating particles over flat beds. *J. Fluid Mech.*, 251, 661-685.
- Nash, J. E. and Sutcliffe, J. V., 1970. River flow forecasting through conceptual models Part I - A discussion of principles. *J. Hydrol.*, 10, 282–290.

- Nemoto, M., and Nishimura, K., 2004. Numerical simulations of snow saltation and suspension in a turbulent boundary layer. *J. Geophys. Res.*, 109, D18206, doi:10.1029/2004JD004657.
- Nishimura, K., Yokoyama, C., Ito, Y., Nemoto, M., Naaim-Bouvet, F., Bellot, H., and Fujita, K., 2014. Snow particle speeds in drifting snow. *J. Geophys. Res. Atmos.*, 119, doi:10.1002/2014JD021686.
- Ôura, H., Ishida, T., Kobayashi, D., Kobayashi, S., and Yamada, T., 1967. Studies on blowing snow: Part II. *Physics of Snow and Ice: Int. Conf. on Low Temperature Science*, Sapporo, Japan, Institute of Low Temperature Science, Hokkaido University, 1099–1117.
- Ohata, T., 1982. Areal distribution of the height and direction of sastrugi at Mizuho Plateau. *Memoirs of the National Institute of Polar Research*, special issue v. 24, 70-72.
- Owen, P. R., 1964. Saltation of uniform grains in air. *J. Fluid Mech.*, 20(02), 225–242.
- Palais, J. M., Whillans, I. M., and C. Bull, C., 1982. Snow stratigraphic studies at Dome C, East Antarctica: an investigation of depositional and diagenetic processes. *Ann. Glaciol.*, 3, 239-242.
- Palerme, C., Kay, J. E., Genthon, C., L'Ecuyer, T., Wood, N. B., and Claud, C., 2014. How much snow falls on the Antarctic ice sheet? *Cryosph.*, 8, 1577–1587. doi:10.5194/tc-8-1577-2014.
- Palm, S. P., Yang, Y., Spinhirne, J. D., and Marshak, A., 2011. Satellite remote sensing of blowing snow properties over Antarctica. *J. Geophys. Res.*, 116, D16123, 1–16. doi:10.1029/2011JD015828.
- Parish, T. R., 1981. The katabatic winds of Cape Denison and Port Martin. *Polar Record*, 20, 525-532.
- Parish, T. R., 1982. Surface airflow over east Antarctica. *Mon. Weather Rev.*, 110, 84-90.
- Parish, T. R., 1984. A numerical study of strong katabatic winds over Antarctica. *Mon. Wea. Rev.*, 112, 545-554.
- Parish, T. R., 1988. Surface winds over the Antarctic continent - a review. *Reviews of Geophysics*, 26(1), 169–180.

- Parish, T. R., and Bromwich, D. H., 1987. The surface wind field over the Antarctic ice sheet. *Nature*, 328, 51-54.
- Parish, T. R., and Bromwich, D. H., 1991. Continental-scale simulation of the Antarctic katabatic wind regime. *J. Climate*, 4(2), 135–146.
- Parish, T. R., and Bromwich, D. H., 1998. A case study of Antarctic wind interaction with large-scale forcing. *Mon. Weather Rev.*, 126, 199-209.
- Parish, T. R., and Waight, K. T., 1987. The forcing of Antarctic katabatic winds. *Mon. Weather Rev.*, 115, 2214-2226.
- Parish, T. R., and Wendler G., 1991. 'The katabatic wind regime at Adélie Land, Antarctica. *Int. J. Climatol.*, 11, 97-107.
- Parish, T. R., and Cassano, J. J., 2001. Forcing the wintertime Antarctic boundary layer winds from the NCEP/NCAR global reanalysis. *J. Appl. Meteor.*, 40, 810-821.
- Parish, T. R., and Cassano, J. J., 2003. The role of katabatic winds on the Antarctic surface wind regime. *Mon. Wea. Rev.*, 131, 317-333.
- Parish, T. R., and Walker, R., 2006. A re-examination of the winds of Adélie Land Antarctica. *Aust. Met. Mag.*, 55, 105-117.
- Parish, T. R., and Bromwich, D. H., 2007. Reexamination of the near-surface airflow over the Antarctic continent and implications on atmospheric circulations at high southern latitudes. *Monthly Weather Review*, 135, 1961-1973.
- Paulson, C. A., 1970. The mathematical representation of wind speed and temperature profiles in the unstable atmospheric surface layer. *J. Appl. Meteorol.*, 9, 857-861.
- Pettré, P., Pinglot, J. F., Pourchet, M., and Reynaud, L., 1986. Accumulation in Terre Adélie, Antarctica: Effect of meteorological parameters. *J. Glaciol.*, 32(112), 486–500.
- Périard, C., and Pettré, P., 1992. Some aspects of the climatology of Dumont d'Urville, Adélie Land, Antarctica. *Int. J. Climatol.*, 13, 313-327, 1992.
- Picard, G., Royer, A., Arnaud, L., and Fily, M., 2014. Influence of meter-scale wind-formed features on the variability of the microwave brightness temperature around Dome C in

Antarctica. *Cryosph.*, 8, 1105-1119. doi:10.5194/tc-8-1105-2014.

Podolskiy, E. A., Barbero, M., Barpi, F., Chambon, G., Borri-Brunetto, M., Pallara, O., Frigo, B., Chiaia, B., and Naaim, M., 2014. Healing of snow surface-to-surface contacts by isothermal sintering. *Cryosph.*, 8, 1651-1659. doi:10.5194/tc-8-1651-2014.

Pomeroy, J. W., 1989. A process-based model of snow drifting, *J. Glaciol.*, 13, 237–240.

Pomeroy, J. W., and Gray D. M., 1990. Saltation of snow. *Water Resour. Res.*, 26-7, 1583–1594.

Pomeroy, J. W., and Male, D. H., 1992: Steady-state suspension of snow. *J. Hydrol.*, 136(1–4), 275–301. doi:http://dx.doi.org/10.1016/0022-1694(92)90015-N.

Pomeroy, J. W., Gray D. M., and Landine, P. G., 1993. The prairie blowing snow model: Characteristics, validation, operation. *J. Hydrol.*, 144, 165–192.

Pritchard, H. D., Ligtenberg, S. R. M., Fricker, H. A., Vaughan, D. G., van den Broeke, M. R., and Padman, L., 2012. Antarctic ice-sheet loss driven by basal melting of ice shelves. *Nature*, 484, 502–505.

Prud'homme, A., and Valtat, B., 1957. Les observations météorologiques en Terre Adélie 1950-1952 - Analyse critique. *Expéditions polaires françaises*, Paris.

Radok, U., 1977. Snow Drift. *J. Glaciol.*, 19(81), 123–139.

Raupach, M. R., 1991. Saltation layers, vegetation canopies and roughness lengths. *Acta Mech.*, 1, 83-96.

Raupach, M. R., 1992. Drag and drag partition on rough surfaces. *Boundary-Layer Meteorol.*, 60, 375-395

Reijmer, C. H., van Meijgaard, E., and van den Broeke, M. R., 2004. Numerical studies with a regional atmospheric climate model based on changes in the roughness length for momentum and heat over Antarctica. *Boundary-Layer Meteorol.*, 111(2), 313–337.

Rémy, F., Ledroit, M., and Minster, J. F., 1992. Katabatic wind intensity and direction over Antarctica derived from scatterometer data. *Geophys. Res. Lett.*, 19, 1021–1024.

- Rignot, E., Velicogna, I., van den Broeke, M. R., Monaghan, A., and Lenaerts, J. T. M., 2011. Acceleration of the contribution of the Greenland and Antarctic ice sheets to sea level rise. *Geophys. Res. Lett.*, 38, L05503. doi:10.1029/2011GL046583.
- Sato, T., Kimura, T., Ishimaru, T., and Maruyama, T., 1993. Field test of a new snow-particle counter (SPC) system. *Ann. Glaciol.*, 18, 149–154.
- Savijärvi, H., 2011. Antarctic local wind dynamics and polynya effects on the Adélie Land coast. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 137, 1804–1811.
- Scarchilli, C., Frezzotti, M., Grigioni, P., De Silvestri, L., Agnoletto, L., and Dolci, S., 2010. Extraordinary blowing snow transport events in East Antarctica. *Clim. Dyn.*, 34(7), 1195–1206. doi:10.1007/s00382-009-0601-0.
- Schmidt, R. A., 1980. Threshold wind-speeds and elastic impact in snow transport. *J. Glaciol.*, 26-94, 453–467.
- Schmidt, R. A., 1981. Estimates of threshold wind speed from particle sizes in blowing snow. *Cold Reg. Sci. Technol.*, 4, 187–193.
- Schmidt, R. A., 1982a. Vertical profiles of wind speed, snow concentration, and humidity in blowing snow. *Boundary-Layer Meteorol.*, 23, 223–246.
- Schmidt, R. A., 1982b. Properties of blowing snow. *Rev. Geophys.*, 20, 39-44.
- Schmidt, R. A., 1986: Transport rate of drifting snow and the mean wind speed profile. *Boundary-Layer Meteorol.*, 34, 213–241.
- Schwerdtfeger, W., 1970. The Climate of the Antarctic. *World Survey of Climatology*, Vol. 14, Elsevier, 253-355.
- Schwerdtfeger, W., 1984. Weather and Climate of the Antarctic. Elsevier, New York.
- Seo, K.-W., Wilson, C. R., Scambos, T., Kim, B.-M., Waliser, D. E., Tian, B., Kim, B.-H., and Eom, J., 2015. Surface mass balance contributions to acceleration of Antarctic ice mass loss during 2003–2013. *J. Geophys. Res. Solid Earth*, 120, 3617–3627. doi:10.1002/2014JB011755.
- Shao, Y., 2008. Physics and modelling of wind erosion, 2nd ed. Series: *Atmospheric and Oceanographic Sciences Library*, Springer Verlag.

- Shepherd, A., and 44 co-authors, 2012. A reconciled estimate of ice-sheet mass balance. *Science*, 338, 1183–1189. doi:10.1126/science.1228102.
- Smeets, C. J. P. P., and van den Broeke, M. R., 2008. 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.
- Smith, M. C., 1995. The role of atmospheric processes in the Antarctic ice mass balance, 220 pp., Ph.D. thesis, Univ. Of Leeds, Leeds, England.
- Smith, J. D., and McLean, S. R., 1977. Spatially averaged flow over a wavy surface. *J. Geophys. Res.*, 82, 1735-1746.
- Solomon, S., Qin, D., Manning, M., Chen, Z., Marquis, M., Averyt, K., Tignor, M., and Miller, H., 2007. Climate Change 2007: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change. Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA
- Streten, N. A., 1963. Some observations of Antarctic katabatic winds. *Aust. Meteorol. Mag.*, 18, 1–20.
- Taillandier, A. S., Domine, F., Simpson, W. R., Sturm, M., & Douglas, T. A., 2007. Rate of decrease of the specific surface area of dry snow: Isothermal and temperature gradient conditions. *J. Geophys. Res.: Earth Surface (2003–2012)*, 112(F3).
- Takahashi, S., Endoh, T., Azuma, N., and Meshida, S., 1992. Bare ice fields developed in the inland part of Antarctica. Proceedings of the *NIPR Symposium on Polar Meteorology and Glaciology*, Tokyo, Japan, 12–13 June 1990, 128–139.
- Tauber, G. M., 1960. Characteristics of Antarctic katabatic winds. In *Proceedings of the Symposium on Antarctic Meteorology*, Pergamon Press, New York, 52-64.
- Thom, A. S., 1971. Momentum absorbtion by vegetation. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 97, 414–428.
- Thiery, W., Gorodetskaya, I. V., Bintanja, R., Van Lipzig, N. P. M., van den Broeke, M. R., Reijmer, C. H., and P. Kuipers Munneke, P., 2012. Surface and snowdrift sublimation at Princess Elisabeth station, East Antarctica. *Cryosph.*, 6, 841–857. doi:10.5194/tc-6-841-2012.

- Trouvilliez, A., Naaïm-Bouvet, F., Genthon, C., Piard, L., Favier, V., Bellot, H., Agosta, C., Palerme, C., Amory, C., and Gallée, H., 2014. A novel experimental study of aeolian snow transport in Adélie Land (Antarctica). *Cold Reg. Sci. Technol.*, 108, 125–138.
- Trouvilliez, A., Naaïm-Bouvet, F., Bellot, H., Genthon, C., and Gallée, H., 2015. Evaluation of FlowCapt acoustic sensor for snowdrift measurements. *J. Atmos. Ocean. Technol.*, 32(9), 1630–1641.
- Turner, J., Colwell, S. R., Marshall, G. J., Lachlan-Cope, T. A., Carleton, A. M., Jones, P. D., Lagun, V., Reid, P. A. and Iagovkina, S., 2005. Antarctic climate change during the last 50 years. *Int. J. Climatol.*, 25, 279–294.
- Untersteiner, N., and Badgley, F., 1965. The roughness parameter of sea ice. *J. Geophys. Res.*, 70, 4573–4577.
- van de Berg, W., van den Broeke, M., Reijmer, C., and van Meijgaard, E., 2005. Characteristics of the Antarctic surface mass balance (1958–2002) using a regional atmospheric climate model. *Ann. Glaciol.*, 41, 97–104.
- van de Berg, W. J., van den Broeke, M. R., Reijmer, C., and van Meijgaard, E., 2006. Reassessment of the Antarctic surface mass balance using calibrated output of a regional atmospheric climate model. *J. Geophys. Res.*, 111, D11104. doi:10.1029/2005JD006495.
- van de Wal, R. S. W., Boot, W., Smeets, C. J. P. P., Snellen, H., van den Broeke, M. R., and Oerlemans, J., 2012. Twenty-one years of mass balance observations along the K-transect, West Greenland. *Earth Syst. Sci. Data*, 4, 31–35. doi:10.5194/essd-4-31-2012.
- van den Broeke, M. R., van de Berg, W. J., van Meijgaard, E., and Reijmer, C., 2006. Identification of Antarctic ablation areas using a regional atmospheric climate model. *J. Geophys. Res.*, 111, D18110. doi:10.1029/2006JD007127.
- van den Broeke, M. R., van As, D., Reijmer, C., and van de Wal, R., 2005. Sensible heat exchange at the Antarctic snow surface: A study with automatic weather stations. *Int. J. Climatol.*, 25(8), 1081–1101. doi:10.1002/joc.1152.
- van Herwijnen, A., and Miller, D. A., 2013. Experimental and numerical investigation of the sintering rate of snow. *J. Glaciol.*, 59, 269–274. doi:10.3189/2013JoG12J094.

- van Lipzig, N. P. M., van Meijgaard, E., and Oerlemans, J., 2002. The spatial and temporal variability of the surface mass balance in Antarctica: results from a regional atmospheric climate model. *Int. J. Climatol.*, 22, 1197–1217. doi:10.1002/joc.798.
- van Lipzig, N. P. M., Turner, J., Colwell, S. R., and van den Broeke, M. R., 2004. The near-surface wind field over the Antarctic continent. *International Journal of Climatology*, 24, 1973–1982.
- Vaughan, D. G., Bamber, J. L., Giovinetto, M., Russell, J., and Cooper, A. P. R., 1999. Reassessment of net surface mass balance in Antarctica. *J. Climate*, 12, 933–946.
- Venteris, E. R., and Whillans, I. M., 1998. Variability of accumulation rate in the catchments of Ice Streams B, C, D and E, Antarctica. *Ann. Glaciol.*, 27, 227–230.
- Vionnet, V., Guyomarc'h, G., Naaïm-Bouvet, F., Martin, E., Durand, Y., Bel, C., Bellot, H., and Pugliese, P., 2013. Occurrence of blowing snow events at an alpine site over a 10-year period: observations and modeling. *Adv. Water Res.*, 55, 53–63.
- Walden, Von P., Warren, S. G., and Tuttle, E., 2003. Atmospheric ice crystals over the Antarctic Plateau in Winter. *J. Appl. Meteor.*, 42, 1391–1405.
- Wamser, C., and Lykossov, V. N., 1995. On the friction velocity during blowing snow. *Contrib. to Atmos. Phys.*, 68(1), 85–94.
- Wamser, C., and Martinson, D. G., 1993. Drag coefficients for winter Antarctic pack ice. *J. Geophys. Res.*, 98, 12431–12437.
- Warren, S. G., Brandt, R. E., and Hinton, P.O., 1998. Effect of surface roughness on the bidirectional reflectance of Antarctic snow. *J. Geophys. Res.*, 10, 789–807.
- Watanabe, O., 1978. Distribution of surface features of snow cover in Mizuho Plateau. *Memoirs of National Institute of Polar Research*, Special Issue 7, 44–62.
- Wendler, G., 1989. On the blowing snow in Adélie Land, eastern Antarctica. A contribution to I.A.G.O. in *Glacier fluctuations and climatic change*, edited by J. Oerlemans, pp. 261–279, Reidel, Dordrecht.
- Wendler, G., and Kelley, J., 1988. On the Albedo of snow in Antarctica: a contribution to

I.A.G.O. *Journal of Glaciology*, Vol. 34(166), 19-25.

Wendler, G., Andre, J. C., Pettré, P., Gosink, J., and Parish, T. R., 1993. Katabatic winds in Adélie Land. *Antarctic Meteorology and Climatology: Studies Based on Automatic Weather Stations. Antarctic Research Series*, Vol. 61, 23-46.

Wendler, G., Stearns, C. R., Dargaud, G., and Parish, T. R., 1997. On the extraordinary katabatic winds of Adélie Land. *J. Geophys. Res.*, 102, 4463–4474.

Wiberg, P. L., and Nelson, J. M., 1992. Unidirectional flow over asymmetric and symmetric ripples. *J. Geophys. Res.*, 97(C8), 12745-12761.

Wilkinson, R. H., 1984. A Method for Evaluating Statistical Errors Associated with Logarithmic Velocity Profiles. *Geo-Mar. Lett.*, 3, 49–52.

Whillans, I. M., 1978. Surface mass-balance variability near “Byrd” station, Antarctica, and its importance to ice core stratigraphy. *J. Glaciol.*, 20, 301-310.

Wyngaard, J. C., 2010. *Turbulence in the atmosphere*. Cambridge University Press, Cambridge, UK, 393p.

Xiao, J., Bintanja, R., Déry, S. J., Mann, G. W. and Taylor, P. A., 2000. An intercomparison among four models of blowing snow. *Boundary-Layer Meteorol.*, 97, 109–135.