



**HAL**  
open science

# Mesure, analyse et modélisation des processus physiques du manteau neigeux sec

Carlo Maria Carmagnola

► **To cite this version:**

Carlo Maria Carmagnola. Mesure, analyse et modélisation des processus physiques du manteau neigeux sec. Sciences de la Terre. Université de Grenoble, 2014. Français. NNT : 2014GRENU014 . tel-01070005

**HAL Id: tel-01070005**

**<https://theses.hal.science/tel-01070005>**

Submitted on 30 Sep 2014

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

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

## THÈSE

Pour obtenir le grade de

### DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

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

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

**Carlo Maria Carmagnola**

Thèse dirigée par **Florent Domine**  
et codirigée par **Samuel Morin**

préparée au sein du **Laboratoire de Glaciologie et Géophysique de l'Environnement, UJF-CNRS, Grenoble**  
et du **CNRM-GAME/Centre d'Études de la Neige, Météo-France-CNRS, Grenoble**

## Mesure, analyse et modélisation des processus physiques du manteau neigeux sec

Thèse soutenue publiquement le **22 novembre 2013**,  
devant le jury composé de :

**Michel Fily**

Professeur UJF, LGGE, Grenoble, Président

**Gianpaolo Balsamo**

Chargé de recherche, ECMWF, Reading, UK, Rapporteur

**Charles Fierz**

Chargé de recherche, WSL/SLF, Davos, Suisse, Rapporteur

**Eric Brun**

IGPEF Météo-France, CNRM-GAME, Toulouse, Examineur

**Jean-Michel Missiaen**

Professeur INP-PHELMA, SIMAP, Grenoble, Examineur

**Florent Domine**

Directeur de recherche CNRS, Takuvik Joint International Laboratory et Université Laval, Québec, Canada, Directeur de thèse

**Samuel Morin**

IPEF Météo-France, CNRM-GAME/CEN, Grenoble, Co-Directeur de thèse





“As sciences become less dependent on qualitative description and correlation in operational terms and more dependent on quantitative measurements of essential variables, poorly defined terms which impose semantic obstacles to understanding should be replaced by physical variables which have precise meaning and can be expressed quantitatively.”

D. L. Franklin, Left Ventricular Function Described in Physical Terms, 1962

“Le savant n’étudie pas la nature parce que cela est utile ; il l’étudie parce qu’il y prend plaisir et il y prend plaisir parce qu’elle est belle. Si la nature n’était pas belle, elle ne vaudrait pas la peine d’être connue, la vie ne vaudrait pas la peine d’être vécue.”

H. Poincaré, Science et méthode, 1908

“Physics is like sex.  
Sure, it may give some practical results,  
but that’s not why we do it.”

R. Feynman, attributed



# Remerciements

Le premier mot va aux membres de mon jury, Gianpaolo Balsamo, Eric Brun, Charles Fierz, Michel Fily et Jean-Michel Missien, qui ont bien voulu s'intéresser à mon travail.

Toute ma reconnaissance va à mes deux exceptionnels directeurs de thèse, Florent Dominé et Samuel Morin. Je n'aurais pas pu espérer avoir deux meilleurs guides pendant mes années de thèse. Avec Florent nous avons passé de très bons moments au Groenland et à Montréal; sa compétence et son expérience infinies, ses blagues (en italien) et son *sense of humor* m'ont accompagné tout le long de mon parcours de thèse. Samuel a toujours été très disponible (même après l'arrivée du petit Armand), en me donnant des conseils souvent géniaux. Il a toujours un temps d'avance et sa *vision* de la recherche et de la science m'a beaucoup inspiré. Merci à tous les deux!

Je tiens à remercier Ghislain Picard, Laurent Arnaud, Quentin Libois et Nicolas Champollion, collègues du LGGE dont les travaux ont influencé significativement la progression de ma thèse et avec lesquels j'ai collaboré avec grand plaisir à plusieurs reprises.

Je tourne maintenant mes pensées vers la grande famille du CEN-CDM38, qui m'a accueilli si chaleureusement. Tout d'abord les prévisionnistes, que j'ai souvent dérangés le vendredi pour organiser mes sorties de ski : Bernard, James, Jeff, Vincent et les autres. Merci aussi à Yannick, Dominique, Philippe et Aldo, le seul français qui s'y connaît plus que moi en foot.

Un gros merci à tout le personnel du CEN. J'ai eu la chance de travailler avec Jean-Marie (toujours calme et souriant), Marie (elles existent les blondes intelligentes!), Bernard (j'ai énormément appris de lui pendant nos sondages au Col de Porte; je dois encore trouver une question sur la neige à laquelle il ne sait pas répondre...), Matthieu (très patient et disponible : entre deux cours de salsa, son aide sur Crocus a été précieuse) et Yves L. (toujours farceur, il sait mettre de l'ambiance). Merci également à Delphine pour son efficacité légendaire, à Jean-Louis pour m'avoir aidé à faire face à la machine administrative française, à Évelyne et François pour leur aide informatique. Et puis il y a Anne (¿qué tal?), Cécile, Daniel, Fatima, Fred, Gerald (buongiorno!), Gilbert, Ingrid, Jacques (membre adjoint de notre bureau, merci pour tout!), Laurent, Pierre, Yannick (longues discussions sur le PS et Berlusconi...), Yves D. Avec Chantal (et Pierre) on a bien profité de l'Italie, du ski et de la bouffe française : je garderai un très bon souvenir de tous ces moments.

Je remercie une fois de plus les filles du labo, Neige (que j'ai souvent embêtée pour des questions "de français"), Xi (qui m'a souvent embêté pour la même raison, 嘻嘻!), Camille (quelques excellentes journées de ski) et Laura (des tiramisù épiques), qui ont égayé mes années grenobloises avec leur présence et leurs sourires. Sans elles, ma vie au labo aurait été bien plus triste.

Merci à mes potes de Grenoble, Chris, Illya, Ed, Fra, Paul, ..., pour les journées de ski,

les soirées, les cinémas et tous les bons moments vécus ensemble.

Grazie infine alla mia famiglia, ai miei genitori ed alla ciurma dei Carmagnola. Tornare a Torino è sempre stato tornare a casa. Grazie al nonno, che sono sicuro sarebbe orgoglioso. E grazie a Giulia, per la pazienza e l'amore con cui mi è stata accanto anche nella lontananza. Il sole sorge e tramonta con te.

# Résumé

La neige est un matériau poreux dont la microstructure change en permanence. L'ensemble de ces transformations, qui prend le nom de "métamorphisme", est susceptible d'affecter les propriétés thermiques, mécaniques et électromagnétiques de la neige au niveau macroscopique. En particulier, les échanges d'énergie et de matière à l'intérieur du manteau neigeux et entre la neige et l'atmosphère sont fortement influencés par l'évolution au cours du temps de la microstructure de la neige. Une représentation adéquate du métamorphisme dans les modèles de manteau neigeux s'avère donc cruciale.

La microstructure d'un matériau poreux peut être raisonnablement décrite en se servant d'un nombre réduit de variables. En effet, la masse volumique, la surface spécifique (SSA) et la distribution de courbure permettent de caractériser la microstructure d'un matériau. Cependant, dans le cas de la neige cette approche n'en est qu'à ses débuts et n'a pas encore été appliquée de façon systématique. Des variables semi-empiriques, difficiles à mesurer et dépourvues de lien direct avec d'autres propriétés physiques, sont encore largement utilisées dans les modèles détaillés de manteau neigeux.

Ce travail de thèse s'inscrit dans cette tentative de représenter la microstructure de la neige au cours du temps à l'aide de variables bien définies et mesurables sur le terrain. Parmi ces variables, nous nous sommes attachés notamment à la SSA, qui constitue une grandeur essentielle pour l'étude du manteau neigeux et de son évolution temporelle. Différentes lois d'évolution de la SSA ont été étudiées, à partir de relations empiriques basées sur des ajustements de données expérimentales jusqu'aux modèles physiques qui représentent le flux de la vapeur d'eau entre les grains de neige. Ces lois ont été dans un premier temps testées à l'aide d'un modèle simplifié de manteau neigeux et puis introduites directement dans le modèle SURFEX/ISBA-Crocus. Pour ce faire, la SSA dans Crocus a été transformée en variable prognostique, en remplaçant d'autres variables semi-empiriques préexistantes. Les différentes formulations de l'évolution temporelle de la SSA ont été comparées à des mesures de terrain, acquises lors de deux campagnes à Summit (Groenland) et au Col de Porte (France). Ces mesures ont été effectuées en utilisant de nouvelles techniques optiques et ont permis d'obtenir un riche jeu de données avec une grande résolution verticale. Les résultats montrent que les différentes formulations sont comparables et reproduisent bien les mesures, avec un écart quadratique moyen entre les valeurs de SSA simulées et observées inférieur à  $10 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ .

Enfin, nous avons contribué à faire le pont entre la microstructure de la neige et ses propriétés macroscopiques. En particulier, nous nous sommes intéressés au lien entre, d'une part, la SSA et, d'autre part, les propriétés mécaniques et optiques. Dans le premier cas, nous avons investigué la corrélation entre la SSA et la résistance à l'enfoncement mesurée avec un Snow Micro Pen (SMP). Les résultats encore préliminaires semblent indiquer que la SSA peut être dérivée de la masse volumique et de grandeurs micro-mécaniques estimées à partir du signal du SMP avec un modèle statistique. Dans le deuxième cas, nous avons simulé l'albédo de surface à Summit à partir des profils mesurés de masse volumique et de SSA et du contenu en impuretés. Les résultats de cette étude ont démontré que l'albédo spectral peut être correctement simulé à l'aide d'un modèle de transfert radiatif et l'énergie absorbée par le manteau neigeux peut être estimée avec une précision d'environ 1%.





# Abstract

Snow is a porous medium whose microstructure is constantly subjected to morphological transformations. These transformations, which take the name of “metamorphism”, are likely to affect the thermal, mechanical and electromagnetic properties of snow at the macroscopic level. Specifically, the exchange of energy and matter within the snowpack and between the snow and the atmosphere above are strongly impacted by the evolution over time of the snow microstructure. Therefore, an adequate representation of metamorphism in snowpack models is crucial.

The microstructure of a porous medium can be reasonably described using a reduced number of variables. Indeed, the density, the specific surface area (SSA) and the curvature distribution are able to characterize the microstructure of such a material. However, in the case of snow this approach is still in its infancy and has not yet been systematically applied. Semi-empirical variables, difficult to measure and not directly linked to other relevant physical properties, are still widely used in so-called detailed snowpack models.

This work contributes to the attempt to represent the state of the snow using well-defined and easily measurable microstructural variables. Among these variables, we focused particularly on the SSA, which is a key quantity for the study of snow and its temporal evolution. Different evolution laws of SSA were studied, starting from empirical relationships based on experimental data adjustments to physical models that represent the flow of water vapor between snow grains. These laws were initially tested using a simplified snowpack model and then introduced directly into the SURFEX/ISBA-Crocus snowpack model. To this end, the SSA in Crocus was turned into a prognostic variable, replacing other preexisting semi-empirical variables. The different formulations of the temporal evolution of the SSA were compared with field measurements, acquired during two campaigns at Summit (Greenland) and the Col de Porte (France). These measurements were carried out using new optical techniques and yielded a rich dataset with high vertical resolution. The results show that the different formulations are comparable and reproduce well the observations, with an average root-mean-square deviation value between simulated and measured SSA lower than  $10 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ .

Finally, we contributed to bridge the gap between snow microstructure and macroscopic properties. In particular, we investigated the link between the SSA on the one hand and the mechanical and optical properties on the other hand. In the first case, we investigated the correlation between the SSA and the penetration resistance measured with a Snow Micro Pen (SMP). The preliminary results suggest that the SSA can be retrieved from the snow density and the micro-mechanical parameters estimated from the SMP signal using a statistical model. In the second case, we simulated the surface albedo at Summit from the measured profiles of density, SSA and impurities within the snowpack. The results of this study showed that the spectral albedo can be simulated successfully using a radiative transfer model and the energy absorbed by the snowpack can be estimated with a good accuracy (about 1%).



# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>13</b>
1.1	Un parallèle intéressant . . . . .	13
1.2	Objectifs de ce travail . . . . .	16
1.3	Plan du manuscrit . . . . .	17
<b>2</b>	<b>Description quantitative et modélisation numérique de la microstructure de le neige : état de l’art</b>	<b>19</b>
2.1	Caractérisation de la microstructure de la neige . . . . .	19
2.1.1	Variables semi-empiriques . . . . .	20
2.1.2	Variables microstructurales . . . . .	22
2.2	Métamorphisme de la neige . . . . .	28
2.2.1	Processus physiques . . . . .	28
2.2.2	Évolution au cours du temps de la surface spécifique . . . . .	35
2.3	Modèle SURFEX/ISBA-Crocus . . . . .	45
2.3.1	Description générale du modèle . . . . .	45
2.3.2	Représentation de la microstructure . . . . .	47
2.3.3	Diamètre optique dans Crocus avant ce travail . . . . .	49
<b>3</b>	<b>Mesures de terrain</b>	<b>54</b>
3.1	Instruments . . . . .	54
3.1.1	DUFISSS (DUal Frequency Integrating Sphere for Snow SSA measurement) . . . . .	54
3.1.2	ASSSAP (Alpine Snowpack Specific Surface Area Profiler) . . . . .	58
3.1.3	SMP (Snow Micro Pen) . . . . .	65
3.2	Campagnes de mesures . . . . .	76
3.2.1	Summit Camp - 2011 . . . . .	76
3.2.2	Col de Porte - 2011/2012 . . . . .	82
3.3	Synthèse . . . . .	87
<b>4</b>	<b>Vers une nouvelle formulation du métamorphisme dans un modèle détaillé de manteau neigeux</b>	<b>89</b>
4.1	Diamètre optique comme variable prognostique . . . . .	89
4.2	Tests avec un modèle simplifié de manteau neigeux . . . . .	89
4.3	Implémentation du diamètre optique dans Crocus . . . . .	93
4.4	Résultats et évaluation des simulations . . . . .	94

Implementation and evaluation of prognostic representations of the optical diameter of snow in the detailed snowpack model SURFEX/ISBA-Crocus . . . . .	95
4.5 Introduction . . . . .	97
4.6 Metamorphism in SURFEX/ISBA-Crocus . . . . .	99
4.6.1 Model overview . . . . .	99
4.6.2 Impact of the snow microstructure within the model . . . . .	99
4.6.3 Time evolution of the optical diameter within the model . . . . .	101
4.7 Materials and methods . . . . .	108
4.7.1 Experimental sites . . . . .	108
4.7.2 Meteorological data . . . . .	110
4.7.3 Snow data . . . . .	110
4.7.4 Model runs . . . . .	112
4.7.5 Definitions of metrics . . . . .	113
4.8 Results . . . . .	113
4.8.1 Field measurements . . . . .	113
4.8.2 Numerical simulations . . . . .	114
4.8.3 Quantitative comparison between simulations and observations . . . . .	127
4.9 Discussion . . . . .	129
4.10 Conclusions . . . . .	131
4.11 Perspectives : caractérisation de la neige au delà de la surface spécifique . . . . .	132
<b>5 Microstructure de la neige et propriétés optiques</b>	<b>138</b>
5.1 Simulations de l'albédo spectral à partir des propriétés physiques et chimiques de la neige . . . . .	138
Snow spectral albedo at Summit, Greenland : measurements and numerical simulations based on physical and chemical properties of the snowpack . . . . .	140
5.2 Introduction . . . . .	142
5.3 Instruments and methods . . . . .	144
5.3.1 Field measurements . . . . .	144
5.3.2 Numerical modelling . . . . .	154
5.3.3 Quantitative comparison of spectral albedo data . . . . .	156
5.4 Results . . . . .	157
5.4.1 Field measurements . . . . .	157
5.4.2 Numerical modelling . . . . .	158
5.5 Discussion . . . . .	166
5.6 Conclusions . . . . .	168
<b>6 Conclusion et perspectives</b>	<b>170</b>
<b>Liste de publications issues de ce travail de thèse</b>	<b>174</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>176</b>

# Chapitre 1

## Introduction

### 1.1 Un parallèle intéressant

En 1926, un jeune astronome qui travaillait au Mount Wilson Observatory, près de Pasadena en Californie, proposa une première classification des structures galactiques (Hubble, 1926). Cet astronome, qui s'appelait Edwin Hubble, est ensuite devenu célèbre pour la découverte de la loi d'expansion de l'Univers visible connue sous le nom de loi de Hubble.

La classification proposée par Hubble, appelée séquence de Hubble ou aussi diagramme *tuning-fork* à cause de la forme dans laquelle elle est traditionnellement représentée, est entièrement basée sur la forme des galaxies. Ces dernières sont divisées en trois classes principales (elliptiques, spirales et barrées) selon leur apparence visuelle. Une quatrième classe comprend les galaxies de forme irrégulière. La classification morphologique de Hubble est encore très utilisée aujourd'hui, tant par les astronomes professionnels que par les astrophiles amateurs (Fig. 1.1).

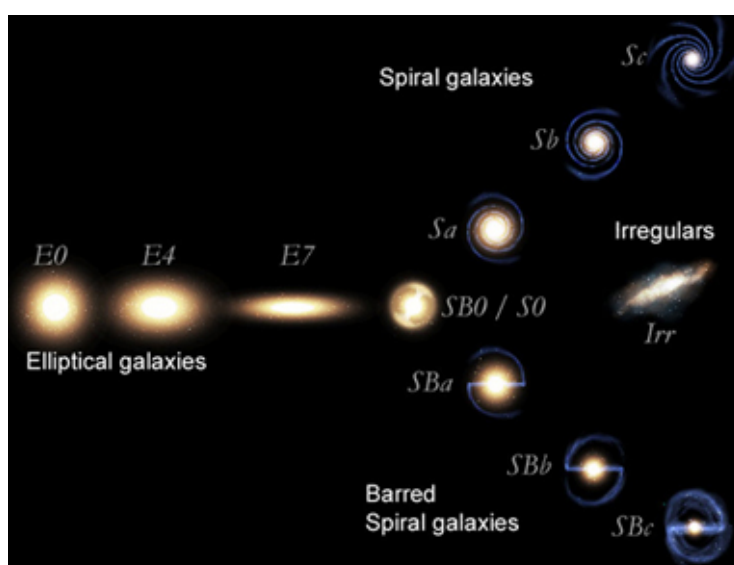


FIGURE 1.1 – La classification des galaxies selon des critères purement morphologiques, proposée par Hubble en 1926.

La séquence de Hubble n'était pas destinée à refléter un ordre évolutif, à partir des galaxies elliptiques à travers les spirales jusqu'aux formes irrégulières. En fait, Hubble avait souligné dès le début que son schéma n'impliquait pas une telle interprétation : "This nomenclature refers to position in the sequence, and temporal connotations are made at one's peril. The entire classification is purely empirical and without prejudice to theories of evolution..." (Hubble, 1927). Des études plus récentes ont montré que les galaxies spirales et irrégulières abritent de nombreuses étoiles jeunes et des régions très actives de formation stellaire, alors que les galaxies elliptiques sont composées principalement de vieilles populations d'étoiles (Roberts and Haynes, 1994). Par conséquent, dans l'interprétation actuelle, les galaxies elliptiques sont vues comme l'étape finale de l'évolution galactique.

De nombreuses critiques ont été adressées à cette classification. Tout d'abord, les critères pour affecter les galaxies aux différentes classes sont subjectifs. Des observateurs différents peuvent donc faire des choix différents. Deuxièmement, les classes sont liées seulement indirectement aux propriétés physiques des galaxies. Ceci est dû au fait que le schéma de classification est basé sur l'apparence bi-dimensionnelle des galaxies et ne tient pas compte des effets d'orientation. En outre, cette classification entièrement visuelle est bien évidemment moins fiable pour les galaxies distantes ou floues. L'apparence des galaxies, enfin, peut aussi changer selon la longueur d'onde à laquelle on les observe.

Pour toutes ces raisons, dès les années 40 du XX<sup>e</sup> siècle, de nombreux efforts ont été entrepris afin de corrélérer les types galactiques classifiés par Hubble avec des propriétés physiques pertinentes, telles que la luminosité, la couleur spectrale, la masse, le taux de formation stellaire ou le contenu en H<sub>2</sub>. En partant des mesures quantitatives disponibles de ces grandeurs physico-chimiques, différents auteurs ont donc essayé de découvrir la physique sous-jacente à une classification purement morphologique des structures galactiques (Morgan et al., 1943; Whitmore, 1984). Aujourd'hui les galaxies peuvent donc être classifiées à l'aide de variables physiques mesurables et non plus en fonction de leur apparence visuelle. Par conséquent, le diagramme de Hubble est maintenant utilisé uniquement pour donner une première idée qualitative des caractéristiques des galaxies.

La démarche qui a été suivie dans l'étude des galaxies a une forte analogie avec celle suivie dans l'étude des caractéristiques géométriques et des propriétés physiques des cristaux de glace qui composent le manteau neigeux. Si l'on observe des images de ces cristaux (Fig. 1.2), on s'aperçoit immédiatement de la grande variété de formes sous lesquelles ils peuvent se présenter.

Les premières observations systématiques de la forme des cristaux de glace datent du XIX<sup>e</sup> siècle (Ladame, 1846). Pour les premières tentatives de classification, cependant, il faut attendre les années 30 du XX<sup>e</sup> siècle, quand la qualité et la disponibilité d'observations ont fortement augmenté, surtout grâce à l'intérêt pour la pratique du ski et l'étude du risque d'avalanche. Paulcke (1933), en particulier, proposa une première classification des cristaux de glace en fonction de leur forme. Cette classification peut être considérée comme l'équivalent de la séquence de Hubble pour les galaxies.

L'étude des processus physiques responsables de la grande variété dans la forme des cristaux de glaces a été abordée au XIX<sup>e</sup> siècle (Koch, 1895). Cela a permis d'améliorer la compréhension des modifications subies au cours du temps par les cristaux une fois déposés au sol, sous l'effet des conditions météorologiques externes. Différentes classifications qui tiennent compte de la forme des grains de glace mais aussi des processus



FIGURE 1.2 – Cristaux de glace photographiés entre le 31 janvier et le 2 février 2012 au Col de Porte, France.

physiques à leur origine ont été proposées (Schaefer et al., 1954; Colbeck et al., 1990; Fierz et al., 2009). Ces travaux, visant à atteindre un consensus international sur les critères de classification, ont permis de décrire les plus importantes caractéristiques de la neige au sol, avec une attention particulière pour la neige saisonnière. Le principe commun sur lequel ces classifications reposent a été bien énoncé par Schaefer et al. (1954) : “To set up a classification [...] has also to be arranged so that many of the observations may be made either with the aid of simple instruments or, alternatively, by visual methods. Since the two methods are basically parallel, measurements and visual observations may be combined in various ways to obtain the degree of precision required [...]”. Le problème principal de cette approche réside dans le fait que les caractérisations visuelles sont, tout comme les classes galactiques proposées par Hubble, largement subjectives. De plus, avec cette approche les grains sont obligatoirement repartis dans un nombre limité de classes discrètes, en contraste avec la continuité de formes de la neige réelle. Encore une fois, il est facile de faire le parallèle avec la séquence de Hubble, qui restreint la variété de galaxies en quelques classes morphologiques.

Si les structures galactiques peuvent être maintenant décrites à l’aide de variables continues et mesurables, possédant une signification physique précise, on pourrait envisager de caractériser de manière analogue la microstructure de la neige. En fait, de nouvelles méthodes de mesure permettent désormais d’avoir accès à des variables qui représentent sans ambiguïté la microstructure du manteau neigeux. Une description basée sur ces



variables permettrait de voir les types des cristaux de glace, avec leurs formes et tailles différentes, comme des caractéristiques émergentes, c'est à dire comme des manifestations visibles des propriétés fondamentales de la microstructure de la neige. Ici on peut remarquer une différence majeure entre l'étude des galaxies et celle des cristaux de glace. En effet, si dans le premier cas les structures galactiques sont décrites individuellement, dans le cas de la neige les grains ne doivent pas être considérés comme des entités séparées mais comme un continuum : c'est la microstructure entière de la neige que l'on veut représenter.

## 1.2 Objectifs de ce travail

Parmi les métriques capables de décrire objectivement la microstructure de la neige, nous nous sommes attaché notamment à la surface spécifique (SSA). Cette variable, définie comme la surface totale de l'interface glace/air par unité de masse, rend compte quantitativement de certaines des caractéristiques géométriques d'un milieu poreux (Giddings and LaChapelle, 1961; Warren, 1982; Grenfell et al., 1994). En particulier, elle permet de définir sans ambiguïté une notion de taille de grains, qui est autrement difficile à estimer avec précision à partir de l'observation visuelle. De nombreuses caractéristiques électromagnétiques du manteau neigeux, telles que l'albédo et la profondeur de pénétration (Wiscombe and Warren, 1980; Flanner and Zender, 2006) et le comportement dans les microondes (Matzler, 1994; Kelly et al., 2002; Brucker et al., 2010), peuvent être reliées à l'état microphysique de la neige via la SSA. En outre, la SSA de la neige et ses variations au cours du temps impactent les échanges d'espèces chimiques, telles que les polluants organiques, entre le manteau neigeux et l'atmosphère (Dominé and Shepson, 2002). Pour ces raisons, l'intérêt porté à la SSA est considérablement accru ces dernières années. Il existe aujourd'hui de nombreuses techniques permettant d'avoir accès à cette variable, qui peut être mesurée directement sur le terrain. Malgré ces avancées significatives, dans les modèles de manteau neigeux les plus détaillés la description de la microstructure de la neige est encore largement basée sur des variables semi-empiriques, difficiles à mesurer et sans lien direct avec d'autres propriétés physiques.

Au cours de ce travail de thèse, nous nous sommes focalisés sur le modèle SURFEX/ISBA-Crocus (Brun et al., 1989, 1992; Vionnet et al., 2012). Ce modèle numérique unidimensionnel simule l'évolution du manteau neigeux en fonction des échanges de masse et d'énergie avec l'atmosphère et avec le sol sous-jacent. Il a initialement été conçu pour répondre aux besoins de la prévision du risque d'avalanche, qui nécessite la connaissance détaillée du profil stratigraphique des propriétés physiques et mécaniques du manteau neigeux. Pour cette raison, dans Crocus la stratification verticale du manteau neigeux est représentée de façon détaillée. En particulier, le modèle inclut une description explicite de l'évolution temporelle de la microstructure de la neige. La principale limite de cette représentation réside dans le fait que les variables utilisées pour décrire la microstructure sont semi-empiriques et ne peuvent être quantifiées qu'à l'aide d'un système d'analyse d'images spécifique (Lesaffre et al., 1998). Afin de déterminer les propriétés électromagnétiques de la neige, et notamment son albédo, la SSA est estimée indirectement à partir de ces variables.

L'objectif principal de ce travail de thèse a consisté à améliorer la description de la

microstructure de la neige dans le modèle Crocus. En particulier, certaines des variables semi-empiriques qui décrivaient la microstructure dans ce modèle ont été remplacées par la SSA, qui a été introduite en tant que variable prognostique, évoluant explicitement au cours du temps. Dans la nouvelle version de Crocus, la SSA permet donc de caractériser la microstructure de la neige et d'autres variables, telles que l'albédo, sont faites dépendre directement de cette grandeur. Une fois que la SSA a été techniquement implémentée dans Crocus, il a été possible d'investiguer ses lois d'évolution. Nous nous sommes focalisés sur les processus qui prennent place dans des manteaux secs, c'est à dire sans présence d'eau liquide. Tout d'abord, les équations originales qui décrivent l'évolution temporelle des propriétés des grains ont été reformulées en termes de SSA. Ensuite, différentes paramétrisations, issues de l'ajustement de données expérimentales et de modèles physiques, ont été testées et implémentées dans Crocus. Afin d'évaluer ces paramétrisations, les résultats des simulations ont été comparés avec des mesures de terrain. Ces mesures ont été acquises pendant deux campagnes de terrain à Summit (Groenland) et au Col de Porte (Alpes françaises), en utilisant deux instruments permettant de mesurer la SSA de la neige à partir de la réflectance infrarouge à 1310 nm. Il s'agit de DUFISSS (DUal Frequency Integrating Sphere for Snow SSA measurement, Gallet et al., 2009) et de ASSSAP (Alpine Snowpack Specific Surface Area Profiler), ce dernier étant une version allégée de POSSSUM (Profiler Of Snow Specific Surface area Using SWIR reflectance Measurement, Arnaud et al., 2011).

Le lien entre les variables microstructurales (et notamment la SSA) et les propriétés optiques de la neige a été également étudié. L'albédo spectral a été simulé à Summit à partir des profils verticaux de propriétés physiques (masse volumique et SSA) et chimiques (contenu en impuretés) de la neige et comparé avec des mesures de terrain. Ceci nous a permis, en particulier, d'investiguer l'impact de l'incertitude et de la résolution verticale des mesures de SSA sur le bilan énergétique simulé du manteau neigeux.

## 1.3 Plan du manuscrit

Le manuscrit ne décrit pas les travaux dans l'ordre chronologique dans lequel ils ont été effectués. Nous avons plutôt choisi de suivre un ordre logique, car cette structure permet de mieux présenter les démarches suivies et les problèmes affrontés pendant le déroulement de la thèse.

### • Chapitre 2

Toutes les bases nécessaires pour la compréhension des résultats de cette thèse sont exposées dans ce chapitre préliminaire, qui est scindé en trois sections. La première section présente les grandeurs utilisées pour décrire la microstructure de la neige, des variables semi-empiriques aux variables physiques. L'évolution temporelle de ces variables et les processus physiques qui en sont la cause sont décrits dans une deuxième section, qui présente aussi les principales paramétrisations et les modèles existants d'évolution de la SSA. Le chapitre s'achève avec une dernière section consacrée au modèle Crocus, avec une attention particulière à la description de la microstructure de la neige dans ce modèle.

### • Chapitre 3

Ce chapitre est entièrement dévolu aux mesures de terrain. Le jeu de données présenté ici, focalisé autour des mesures de SSA, a été crucial afin de pouvoir obtenir et valider les résultats décrits par la suite. Les principaux instruments utilisés, leur fonctionnement et leurs limites sont décrits dans une première section. Nous présentons ensuite les campagnes de terrain auxquelles nous avons participé et pendant lesquelles ces instruments ont été déployés. Ces campagnes nous ont permis de quantifier l'évolution temporelle de la SSA dans des manteaux neigeux arctiques et alpins, où les conditions d'évolution sont très différentes. La richesse et la haute résolution verticale des mesures acquises lors de ces campagnes en font un jeu de données assez unique qui participe à combler la pénurie d'observations de SSA in situ.

### • Chapitres 4

Le Chapitre 4 constitue le cœur du manuscrit ainsi que du travail de thèse. Il présente l'implémentation de la SSA dans le modèle Crocus en tant que variable prognostique. Concrètement, la variable qui a été implémentée est le diamètre optique, qui est inversement proportionnel à la SSA. Les raisons de ce choix seront détaillées par la suite. Différentes formulations de l'évolution temporelle de la SSA ont été dans un premier temps testées à l'aide d'un modèle simplifié de manteau neigeux et ensuite intégrées directement dans Crocus. Nous présentons en détail les résultats de ces formulations et leur comparaison avec les observations. Ce travail de modélisation a fait l'objet d'une publication scientifique, reproduite à l'intérieur du chapitre, qui en présente les limites et les potentialités. Les perspectives ouvertes par cette nouvelle approche et, en particulier, les étapes qui restent à franchir pour pouvoir décrire de façon entièrement physique la microstructure de la neige dans Crocus sont discutées dans la dernière section du chapitre.

### • Chapitres 5

L'implémentation de la SSA dans un modèle de manteau neigeux n'est pas une fin en soi, car cette variable a un impact direct sur d'autres importantes grandeurs macroscopiques. Ce chapitre se propose d'investiguer le lien entre la microstructure de la neige et les propriétés optiques. En particulier, la possibilité de simuler l'albédo de la neige à partir de la SSA et d'autres propriétés physiques et chimiques a fait l'objet d'un article scientifique reproduit dans la deuxième partie du chapitre.

### • Chapitre 6

Le chapitre conclusif met en valeur les principaux résultats et les perspectives ouvertes par ce travail de thèse.

# Chapitre 2

## Description quantitative et modélisation numérique de la microstructure de la neige : état de l’art

### 2.1 Caractérisation de la microstructure de la neige

La neige est un matériau fascinant et unique. Elle est constituée de structures cristallines de glace entourées de pores interconnectés. La glace et les pores forment ensemble ce qu’on appelle la “microstructure” de la neige. Dans la neige, dont la température est toujours inférieure ou au plus égale à  $0^{\circ}\text{C}$ , l’eau n’est pas présente uniquement sous la forme de glace. En fait, l’air constituant les pores contient toujours de la vapeur d’eau. De plus, à la température de fusion l’eau liquide peut remplir partiellement les pores. La coexistence des trois phases de l’eau (solide, gazeuse et liquide), en équilibre thermodynamique, se traduit alors par une température de  $0^{\circ}\text{C}$ .

L’examen d’une coupe, réalisée dans un manteau neigeux, montre que celui-ci est généralement constitué d’un empilement de couches distinctes avec des caractéristiques différentes (voir Fig. 2.1). Deux couches se différencient entre elles principalement par le type de neige qui les compose, ce type étant défini par la microstructure de la neige et sa masse volumique. En outre, l’état de la couche est décrit par sa dureté, sa température et son contenu en eau liquide et en impuretés. Le type et l’état de la neige formant une couche déterminent ses propriétés physiques, mécaniques et électromagnétiques. Chacune des couches se constitue au cours d’un épisode neigeux ou de vent. Les conditions météorologiques au moment de la chute ainsi que celles qui règnent ensuite lui confèrent ses caractéristiques. Outre les conditions météorologiques proprement dites, l’exposition topographique joue un rôle important car elle peut influencer fortement l’effet des événements météorologiques. Le manteau neigeux est donc un matériau hétérogène, dont l’épaisseur et les caractéristiques des couches peuvent présenter une forte variabilité spatiale. La représentation traditionnelle du manteau neigeux, qui se limite à une description unidimensionnelle de ses propriétés, ne permet pas de décrire cette variabilité. De plus, même quand on néglige l’hétérogénéité horizontale, la discrétisation verticale par couches est souvent arbitraire. En fait, même au sein d’une même couche, les caractéristiques

physiques et mécaniques peuvent être assez différentes. Malgré ces limites, il n'en reste pas moins vrai que cette vision traditionnelle du manteau neigeux comme un empilement de couches distinctes est toujours utilisée tant pour les mesures de terrain (stratigraphies conventionnelles) que pour les modèles de neige (discrétisation par couches numériques).



FIGURE 2.1 – Photographie des 35 premiers cm du manteau neigeux, prise à Summit (Groenland) le 5 mai 2011. L'image met en évidence la complexité de la stratigraphie.

### 2.1.1 Variables semi-empiriques

Par souci pratique, la structure cristalline de la neige est conventionnellement désagrégée en particules individuelles avant d'être décrite. Cette approche permet de définir une forme et une taille de ces grains, mais ne capture pas la microstructure de la neige dans son ensemble. Dans ce contexte, les termes "particule" et "grain" sont utilisés de façon interchangeable. Cependant, strictement parlant le grain correspond à un seul cristal de glace, c'est à dire à un corps solide dont les molécules d'eau sont arrangées régulièrement selon une matrice cristalline. L'orientation de cette matrice est la même à travers tout le volume du grain. Plusieurs grains collés ensemble forment un polycristal, qui possède en son sein des interfaces où l'orientation cristalline change. Une particule est définie, quant à elle, comme la plus petite unité caractéristique de la microstructure de la neige qu'on puisse identifier à l'aide d'une loupe (avec un grossissement 8-10x, Fierz et al., 2009). Une particule, contrairement à un grain, peut donc être constituée d'un ou plusieurs cristaux de glace. Malgré ces différentes définitions, dans la suite les termes "particule", "grain" et "cristal" seront considérés comme synonymes, ce qui correspond à l'usage courant.

Les deux grandeurs utilisées classiquement pour décrire les grains sont leur forme et

leur taille. Selon les directives conventionnelles, adoptées par la classification internationale de la neige au sol (Fierz et al., 2009), la forme de grains peut être déterminée sur le terrain à l'aide d'une plaquette et d'une loupe. Dans la Table 2.1 sont listés les principaux types de grains, classés selon leur forme. Les symboles et les codes correspondant à chaque classe sont reportés également.

TABLE 2.1 – Les principales classes morphologiques dans lesquelles les grains de neige sont classifiés (table tirée de Fierz et al., 2009).

<i>Class</i>	<i>Symbol</i>	<i>Code</i>
Precipitation Particles	+	PP
Machine Made snow	⊙	MM
Decomposing and Fragmented precipitation particles	/	DF
Rounded Grains	●	RG
Faceted Crystals	□	FC
Depth Hoar	^	DH
Surface Hoar	∨	SH
Melt Forms	○	MF
Ice Formations	■	IF

La taille de grains, notée  $g_s$  dans ce manuscrit, est définie comme l'extension maximum, ou diamètre, des grains majoritaires présents dans une couche. Il s'agit donc d'une grandeur qui quantifie la dimension moyenne des grains. Bien que la taille soit généralement mesurée en mm, elle peut aussi être exprimée avec la notation présentée dans la Table 2.2. Une méthode simple adaptée aux mesures de la taille de grains sur le terrain consiste à placer un échantillon de neige sur une plaquette équipée d'une grille millimétrée. La taille des grains peut ainsi être estimée en la comparant avec l'espacement des lignes de la grille (voir Fig. 2.2).

TABLE 2.2 – La taille de grains (table tirée de Fierz et al., 2009).

<i>Term</i>	<i>Size (mm)</i>
very fine	< 0.2
fine	0.2–0.5
medium	0.5–1.0
coarse	1.0–2.0
very coarse	2.0–5.0
extreme	> 5.0

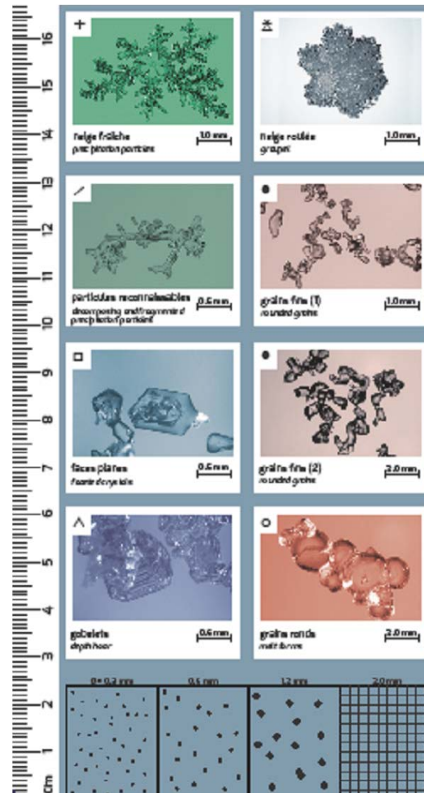


FIGURE 2.2 – Plaquette en plastique rigide, graduée et imprimée avec les photos de différents types de cristaux, commercialisée par l’ANENA (Association Nationale pour l’Étude de la Neige et des Avalanches).

La forme et la taille de grains définies ci-dessus sont des variables semi-empiriques. D’une part, elles ne représentent qu’une partie des propriétés de la microstructure de la neige. Elles ne tiennent pas compte, par exemple, des interconnexions et des ponts de glace qui sont présents entre les grains. En fait, le processus de désagrégation de la neige en particules de glace, essentiel pour pouvoir en déterminer la forme et la taille par les approches conventionnelles, perturbe la microstructure de la neige. Par conséquent, une description basée uniquement sur ces grandeurs s’avère incomplète. D’autre part, la microstructure de la neige est complexe, les types de grains pouvant varier énormément même au sein d’une même couche. Il est donc souvent difficile de déterminer avec précision la forme et la taille de grains, ce qui rend l’observation visuelle assez subjective. Bien qu’il semble plus approprié de faire référence à la notion de “type de neige” que de “type de grain” (cette dernière formulation requérant alors de définir le concept de ”grain”), dans ce qui suit il sera souvent fait mention de ”types de grain”, conformément à l’usage courant.

## 2.1.2 Variables microstructurales

Afin de contourner les difficultés liées à une approche discrète, “par grains”, à la microstructure de la neige, de nouvelles métriques ont été introduites. Ces métriques permettent de caractériser avec précision la microstructure, sans besoin de définir des

grains individuels. En outre, elles sont bien corrélées aux propriétés macroscopiques du manteau neigeux.

Les agglomérats granulaires (neige, sable, déchets des pneus, ...), les matériaux fibreux (tissus, laines, ...) et les végétaux (arbustes, gazon, paille, ...) sont autant d'exemples tant naturels qu'artificiels de matériaux poreux. Du point de vue théorique, tout matériau poreux peut être décrit par sa masse volumique, sa surface spécifique et sa distribution du rayon de courbure (Torquato, 2002). Dans le cas de la neige, on peut dire grossièrement que la masse volumique informe sur le nombre de particules de glace présentes dans un volume donné de neige, la surface spécifique ayant informé sur la taille de ces particules et la courbure sur leur forme. Si l'on désire être en mesure de prédire correctement le comportement des matériaux poreux sous les diverses conditions auxquelles ils peuvent être soumis, on doit donc, avant tout, prendre connaissance de leur structure.

Les variables microstructurales de la neige émergent automatiquement de l'étude de la fonction de corrélation de la masse volumique microscopique. Certains aspects de cette approche utiles dans le cadre de ce travail sont détaillés dans ce qui suit. En suivant la démarche présentée dans Löwe et al. (2011), on peut assimiler la neige à une distribution de glace et d'air, supposés repartis aléatoirement dans un certain volume et dont les quantités relatives sont susceptibles de changer au cours du temps. On peut alors définir une fonction de phase pour la glace. Cette fonction, appelée  $\phi_i(\mathbf{x}, t)$ , peut prendre deux valeurs discrètes. Elle est égale à 1 si au temps  $t$  le vecteur position  $\mathbf{x}$ , défini dans l'espace tridimensionnel, se trouve dans la phase glace. Si  $\mathbf{x}$  se trouve dans l'air,  $\phi_i(\mathbf{x}, t)$  est égal à 0. La masse volumique microscopique,  $\rho_i(\mathbf{x}, t)$ , est liée à  $\phi_i(\mathbf{x}, t)$  via la masse volumique de la glace ( $\rho_{\text{ice}} = 917 \text{ kg m}^{-3}$ ) :

$$\rho_i(\mathbf{x}, t) = \rho_{\text{ice}} \times \phi_i(\mathbf{x}, t) \quad (2.1)$$

La plus simple quantité statistique qui représente ce milieu glace/air est la fraction volumique de glace :

$$\phi_i(t) = \overline{\phi_i(\mathbf{x}, t)} \quad (2.2)$$

où la barre supérieure indique une moyenne spatiale sur un volume donné. Aux ordres supérieurs, le milieu glace/air peut être décrit par une fonction de corrélation calculée à l'instant  $t$  entre deux points séparés par le vecteur  $\mathbf{r}$  :

$$C(\mathbf{r}, t) = \overline{(\phi_i(\mathbf{x} + \mathbf{r}, t) - \phi_i(t))(\phi_i(\mathbf{x}, t) - \phi_i(t))} \quad (2.3)$$

Cette fonction caractérise les fluctuations spatiales de la masse volumique autour de sa valeur moyenne. Son développement limité à l'origine permet d'établir un lien avec les variables microstructurales (Torquato, 2002) :

$$C(r) = \phi_i(1 - \phi_i) - \frac{s}{4}r + \frac{s}{4} \left( \frac{\overline{H^2}}{32} - \frac{\overline{K}}{96} \right) r^3 + O(r^4) \quad (2.4)$$

La fonction de corrélation  $C(r)$  est déterminée à l'ordre 0 par la fraction volumique de glace,  $\phi_i$ , à l'ordre 1 par la surface de glace par unité de volume,  $s$ , et à l'ordre 3 par la moyenne du carré de la courbure moyenne,  $\overline{H^2}$ , et la moyenne de la courbure gaussienne,  $\overline{K}$ . Les termes d'ordre supérieur ont été omis, comme indiqué par le symbole  $O(r^4)$ . La signification de ces différentes variables microstructurales et leurs propriétés sont décrites



en détail ci-dessous.

### • Masse volumique

L'ordre 0 de la fonction de corrélation est lié à la fraction volumique de glace,  $\phi_i$ . La quantité  $1 - \phi_i$  représente la fraction volumique de pores, ou porosité, de la neige. Le produit  $\rho_{\text{ice}} \times \phi_i$  donne la masse volumique de la neige,  $\rho$ , exprimant la quantité de glace dans un volume donné de neige. On utilise parfois le terme densité au lieu de masse volumique, par assonance avec le mot anglais *density*. À strictement parler, cependant, la densité d'un corps est le rapport de sa masse volumique à la masse volumique d'un autre corps pris comme référence, généralement l'eau pure à 4°C. Si on choisit comme corps de référence la glace, la densité de la neige se réduit donc à  $\phi_i$ .

La masse volumique est une variable fondamentale de n'importe quel matériau. Dans le cas de la neige, il s'agit de la grandeur primaire pour définir l'état du manteau neigeux, avec des variables intégrées comme l'épaisseur du manteau et son équivalent en eau. Typiquement, la masse volumique de la neige naturelle augmente ou reste constante au cours du temps. Ses valeurs peuvent varier énormément, de moins de 10 kg m<sup>-3</sup> pour la neige tombée à basses températures et sans présence du vent, à plus de 600 kg m<sup>-3</sup> pour la neige qui a subi plusieurs cycles de fusion/regel (Domine et al., 2008). Le processus de transformation de la neige en glace passe par différents stades. Une forte densification de la neige engendre la formation du névé, considéré comme un milieu poreux isotherme de masse volumique supérieure à 600 kg m<sup>-3</sup>. Le névé ne se forme qu'à haute altitude dans les régions tempérées, ou sur les calottes glaciaires. Quand une compaction croissante entraîne une diminution de la porosité du névé, on assiste alors à la transition d'un milieu à pores ouverts à un milieu à pores fermés. Dans ce dernier stade, qui correspond à la glace, la masse volumique atteint des valeurs supérieures à 900 kg m<sup>-3</sup>.

La masse volumique est généralement mesurée sur le terrain ou en laboratoire en pesant un échantillon de neige de volume connu. Puisque ces mesures ne requièrent pas d'instrumentation complexe,  $\rho$  a été traditionnellement la grandeur la plus utilisée pour décrire la nature de la neige. En particulier, plusieurs variables telles que la perméabilité (Shimizu, 1970), la conductivité thermique (Yen, 1981) et la surface spécifique (Domine et al., 2007b) ont été paramétrées en fonction de la masse volumique. En outre, la méthode la plus courante pour la caractérisation des couches de neige est de combiner  $\rho$  et la classification des grains. Cependant, la masse volumique est une propriété qui fournit seulement une mesure grossière de la microstructure. De plus, il est maintenant largement reconnu que cette variable à elle seule ne peut pas être utilisée comme un descripteur d'autres propriétés de la neige.

### • Surface spécifique

L'ordre 1 de la fonction de corrélation est lié à la surface de glace par unité de volume,  $s$ . Cette variable permet de définir une dimension de grains pertinente pour décrire les propriétés physiques (notamment électromagnétiques) de la neige. Giddings and La-Chapelle (1961) ont été les premiers à remarquer que la taille appropriée pour décrire la diffusion du rayonnement lumineux dans la neige est proportionnelle au rapport surface/volume de la microstructure. Longtemps après, Wiscombe and Warren (1980) et en-

suite Grenfell and Warren (1999) ont réussi à modéliser les propriétés radiatives des grains de glace en représentant chaque particule par une collection mono-disperse de sphères déconnectées possédant le même rapport surface/volume que la particule non sphérique. Si l'on considère des sphères de volume équivalent à celui des particules réelles, la diffusion est sous-estimée. Au contraire, des sphères de surface équivalente correspondent à un volume trop élevé qui donne trop d'absorption. Ces études ont donc montré que des sphères avec un rapport surface/volume équivalent peuvent être utilisées pour calculer avec précision des valeurs de réflectance, transmittance et diffusion. Ceci est possible seulement si on néglige les effets angulaires, c'est à dire si on ne s'intéresse qu'aux propriétés intégrées dans l'espace : en effet, la forme des grains, qui n'est pas représentée par cette approche, a un impact important sur la distribution angulaire du rayonnement réfléchi, transmis et absorbé (Kokhanovsky and Zege, 2004; Dumont et al., 2010). L'avantage principale de cette approche réside dans le fait qu'elle utilise des grandeurs bien définies, qui permettent en même temps de s'affranchir de la notion de grain. Grenfell and Warren (1999) ont bien exprimé cette idée en écrivant : "Representing the snowpack by equal-V/A spheres therefore allows us to define the *grain size* without defining *grain*".

Le diamètre des sphères possédant le même rapport surface/volume que les grains réels est appelé diamètre des sphères équivalentes ou  $d_{es}$ . Le diamètre optique,  $d_{opt}$ , correspond quant à lui au diamètre d'une collection monodisperse de sphères déconnectées avec les mêmes propriétés optiques (et notamment la même réflectance hémisphérique dans le proche infrarouge) que la neige que l'on veut décrire. Les résultats de Wiscombe and Warren (1980) et de Grenfell and Warren (1999) démontrent donc qu'en pratique  $d_{opt}$  n'est pas significativement différent de  $d_{es}$ , au moins quand on s'intéresse à l'albédo hémisphérique.

La variable  $d_{es}$  est inversement proportionnelle à la surface spécifique de la neige ou SSA, définie pour un volume donné de neige comme la surface totale de l'interface glace/air par unité de masse. Selon l'approximation  $d_{es} \simeq d_{opt}$ , la SSA peut donc être écrite :

$$SSA = \frac{S}{V \times \rho_{ice}} \simeq \frac{6}{d_{opt} \times \rho_{ice}} \quad (2.5)$$

où  $S$  est la surface de l'interface glace/air,  $V$  est le volume totale de glace et  $\rho_{ice}$  sa masse volumique.

La SSA est une variable qui est de plus en plus utilisée dans la recherche sur la neige. En fait, comme on l'a vu, elle permet de faire le lien entre l'état microphysique du manteau neigeux et ses caractéristiques électromagnétiques, telles que l'albédo et la profondeur de pénétration (Wiscombe and Warren, 1980; Flanner and Zender, 2006) et le comportement dans les micro-ondes (Matzler, 1994; Kelly et al., 2002; Brucker et al., 2010). Ce qui est particulièrement important dans le contexte de ce travail de thèse c'est le fait que la SSA apparaît comme la variable physique la plus appropriée pour appréhender les propriétés optiques de la neige. Domine et al. (2006), en particulier, ont vérifié expérimentalement la relation simple qui existe entre surface spécifique et réflectance spectrale dans le proche infrarouge et ont démontré également que la forme particulière des cristaux n'a pas d'effet détectable sur cette corrélation.

Dans le manteau neigeux, la SSA est impactée par le vieillissement des couches de façon potentiellement prévisible (Flin et al., 2004; Legagneux and Dominé, 2005; Flanner and Zender, 2006). En général elle décroît au cours du temps, avec des valeurs qui varient

entre  $224 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$  pour les cristaux de poudrain de glace (Domine et al., 2012) et  $2 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$  pour les croûtes de regel (Domine et al., 2007b). La grande variabilité des valeurs de SSA est montrée dans la Fig. 2.3, qui représente la SSA en fonction de la masse volumique pour différents types de neige.

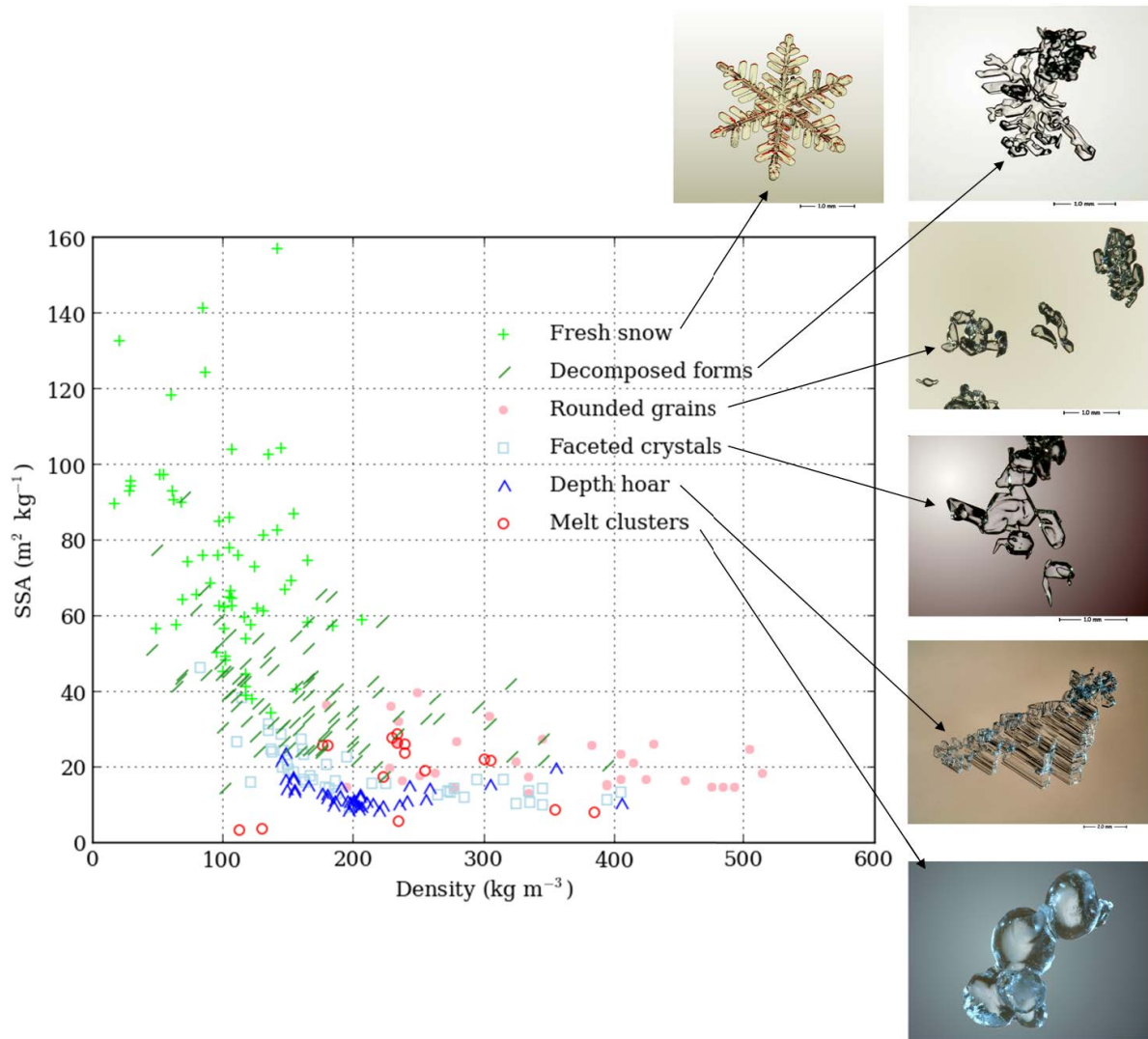


FIGURE 2.3 – SSA et masse volumique pour 297 échantillons de neige. Les données sont tirées de Domine et al. (2007b), les symboles sont ceux de la classification internationale (Fierz et al., 2009) et les photos proviennent de la photothèque du Centre d’Études de la Neige.

Différentes méthodes permettent de mesurer la SSA de la neige. La première, détaillée dans Legagneux et al. (2002), consiste à mesurer l’absorption isotherme (à 77 K) du méthane par les grains de neige. Le nombre de moles de méthane adsorbées sur la neige est mesuré en fonction de la pression de méthane. La courbe ainsi obtenue, appelée “isotherme d’adsorption”, est soumise au traitement B.E.T, basé sur le modèle d’adsorption multicouche de Brunauer et al. (1938). Ce traitement permet d’obtenir la surface totale de l’échantillon. Une fois l’échantillon pesé, le rapport entre sa surface et sa masse donne

la surface spécifique. Cette technique est lente et nécessite de l'azote liquide, ce qui la rend problématique pour des mesures sur le terrain. Une autre méthode, la stéréologie, consiste à obtenir des images bi-dimensionnelles d'un échantillon de neige, imprégné d'un liquide insoluble qui solidifie à des températures inférieures à 0°C. Les photographies de l'échantillon sont traitées en utilisant des techniques d'analyse d'images pour dériver la SSA (Davis et al., 1987). La micro-tomographie (micro-CT) est une autre technique, utilisée pour obtenir des images 3D d'échantillons de neige à partir desquelles, en appliquant des algorithmes issus du domaine de l'analyse d'images, on peut calculer la SSA (Flin et al., 2004; Schneebeli and Sokratov, 2004; Calonne et al., 2011; Schleef and Loewe, 2013). Plus récemment des méthodes optiques, basées sur la corrélation entre SSA et réflectance dans le proche infrarouge, ont été développées (Matzler and Schneebeli, 2006; Gallet et al., 2009; Arnaud et al., 2011). Deux instruments basés sur ces méthodes, DUFISSS (Gallet et al., 2009) et ASSSAP (une version allégée de POSSSUM conçue pour les manteaux saisonniers, Arnaud et al., 2011), permettant d'obtenir rapidement des mesures de SSA avec une résolution verticale de l'ordre du cm, seront décrits dans le Chapitre 3. Enfin, la SSA peut être obtenue à partir de mesures par satellite (Dozier et al., 1981; Nolin and Dozier, 1993; Kokhanovsky and Schreier, 2009).

La SSA est strictement liée à une autre variable importante de la microstructure, la longueur de corrélation ou  $\rho_c$ . Cette variable correspond à la dimension caractéristique de l'hétérogénéité de la microstructure. Elle peut donc être interprétée comme une mesure de la distance moyenne au delà de laquelle les variations d'une certaine propriété de la neige, par exemple sa constante diélectrique, deviennent décorréelées. Selon l'hypothèse que la neige est un milieu granulaire isotrope à deux composantes (la glace et l'air),  $\rho_c$  peut être calculé comme la pente de la fonction de corrélation  $C(r)$  (voir Eq. 2.4), normalisée à l'origine ( $C(0) = 1$ ) :

$$\rho_c = - \left( \frac{dC(r)}{dr} \right)^{-1} \Big|_{r=0} \quad (2.6)$$

En utilisant les Eqs. 2.4 et 2.5, ceci permet d'obtenir la formule suivante (Debye et al., 1957; Matzler, 2002) :

$$\rho_c = \frac{4 \left( 1 - \frac{\rho}{\rho_{\text{ice}}} \right)}{SSA \times \rho_{\text{ice}}} = \frac{2}{3} \left( 1 - \frac{\rho}{\rho_{\text{ice}}} \right) d_{\text{opt}} \quad (2.7)$$

On peut donc établir un lien entre les différentes longueurs définies dans ce chapitre :

$$\rho_c < d_{\text{opt}} \simeq d_{\text{es}} \leq g_s \quad (2.8)$$

où l'inégalité de gauche suit directement de l'équation précédente et celle de droite est due à la forme des grains. En fait, si les grains sont convexes le diamètre optique est proche de leur extension minimum, alors que dans le cas de grains concaves ou creux le diamètre optique est encore plus petit (Matzler, 2002). Matzler (1997) a dérivé les valeurs de  $d_{\text{opt}}$ , de SSA et de  $\rho_c$  correspondantes à différentes formes de grains à partir du calcul de la fonction d'autocorrection spatiale. Ces valeurs sont indiquées dans la Table 2.3.

TABLE 2.3 – Relations entre  $g_s$ ,  $d_{\text{opt}}$ , SSA et  $\rho_c$  pour différentes formes de grains. Ces valeurs sont tirées de Matzler (1997).

Particle type	$g_s$	$d_{\text{opt}}$	SSA	$\rho_c/(1-\rho/\rho_{\text{ice}})$
Sphere (diameter D)	D	D	$6/(\rho_{\text{ice}} D)$	$2D/3$
Spherical shell (shell thickness $\ll$ diameter D)	D	$3t$	$2/(\rho_{\text{ice}} t)$	$2t$
Oblate spheroid (minor axis $d <$ major axis D)	D	$2d$	$3/(\rho_{\text{ice}} d)$	$4d/3$
Plate (thickness $d \ll$ diameter D)	D	$3d$	$2/(\rho_{\text{ice}} d)$	$2d$
Prolate spheroid (minor axis $d <$ length L)	L	$4d/\pi$	$3\pi/(2 d \rho_{\text{ice}})$	$8d/(3\pi)$
Needle (diameter $d \ll$ length L)	L	$3d/2$	$4/(\rho_{\text{ice}} d)$	$d$

### • Courbure

L'ordre 3 de la fonction de corrélation est lié à la courbure moyenne,  $H$ , et à la courbure gaussienne,  $K$ . La courbure d'une structure est l'inverse de la taille typique de la structure considérée. Elle se mesure donc en  $\text{m}^{-1}$ . Dans le cas de la neige, pour en obtenir des valeurs précises il est nécessaire d'analyser des images 3D de la microstructure. En tout point d'une surface on peut définir deux courbures principales qui correspondent à la courbure maximum et minimum de la surface en ce point.  $H$  et  $K$  sont définis localement comme, respectivement, la moyenne et le produit de ces courbures. Les deux grandeurs sont utiles pour décrire la microstructure de la neige. Les valeurs négatives, nulles et positives de la courbure moyenne  $H$  correspondent à des surfaces concaves, plates et convexes, respectivement.  $H$  est donc important pour les processus thermodynamiques qui opèrent aux interfaces entre glace et air. Les valeurs négatives, nulles et positives de la courbure gaussienne  $K$  correspondent quant à elles à des points de selle (présents dans les ponts et les connexions entre les grains), à des surfaces cylindriques et à des surfaces arrondies (concaves ou convexes).  $K$  peut donc être utilisé pour caractériser certaines propriétés mécaniques de la neige.

## 2.2 Métamorphisme de la neige

### 2.2.1 Processus physiques

Puisque la neige est en perpétuelle évolution, les variables décrites dans la Sect. 2.1 prennent des valeurs qui peuvent changer considérablement au cours du temps. De façon générale, le terme "métamorphisme" de la neige indique toutes les modifications subies par les cristaux de glace une fois déposés au sol, notamment sous l'effet des conditions météorologiques externes. Au niveau macroscopique, le métamorphisme a un effet significatif sur les propriétés physiques du manteau neigeux, telles que la conductivité thermique, l'albédo ou la transmission de la lumière. Les variations de ces propriétés induisent

en retour des variations de la nature et de l'intensité du métamorphisme.

Lorsque la neige est sèche (absence d'eau liquide dans les pores), le métamorphisme des grains de neige se fait par l'intermédiaire de la phase vapeur, alors que dans le cas de la neige humide, il se fait essentiellement par la phase liquide. C'est la raison pour laquelle on distingue deux types de métamorphisme, celui de la neige sèche et celui de la neige humide. Outre ces transformations thermodynamiques, les cristaux peuvent subir des transformations liées à des contraintes mécaniques dues au vent ou, lorsqu'ils sont enfouis, au poids des couches de neige supérieures. Le vent, en particulier, est un agent mécanique qui peut agir soit au moment des chutes de neige, soit après, lorsqu'il est capable de remobiliser la neige de surface dont la masse volumique et la cohésion sont encore assez faibles. Les turbulences liées au vent provoquent la sublimation d'une partie des cristaux et des collisions entre ceux-ci. Les structures dendritiques fragiles résistent mal aux chocs et se brisent. Plus le vent est fort, plus les collisions entre les grains sont nombreuses, réduisant ces derniers à de petites particules de glace parfois très fines ( $g_s < 0.1$  mm). Cette diminution de la taille de grains correspond à une augmentation dans la surface spécifique de la neige, qui autrement a tendance à décroître au cours du temps. Nous avons observé directement ce phénomène à Summit (voir Sect. 4.8.2).

### • Métamorphisme de la neige sèche

En l'absence d'eau liquide, les transformations de la neige sont dues soit à des effets mécaniques, soit à des phénomènes thermodynamiques ou n'interviennent que deux phases de l'eau, solide (la glace) et gazeuse (la vapeur d'eau). L'air ne peut contenir qu'une quantité limitée de vapeur d'eau, dépendant de sa température. Au voisinage d'une surface de glace, cette quantité dépend aussi de la forme de cette surface, laquelle peut être caractérisée par son rayon de courbure. Les formes convexes (pointes, bosses) ont une courbure moyenne  $H$  positive et les formes concaves (creux) ont une courbure moyenne négative. Les rayons de courbure sont d'autant plus petits, en valeur absolue, que les convexités ou concavités sont prononcées. La Fig. 2.4 représente les différents rayons de courbure d'une structure de glace. Au voisinage des convexités (points A et B dans la figure), les tensions de vapeur saturante sont d'autant plus élevées que les rayons de courbure sont petits et inversement au voisinage des concavités (points C et D).

La loi de Kelvin permet de quantifier la tension de vapeur saturante au-dessus d'une surface de glace en fonction de son rayon de courbure :

$$P_{\text{sat}}(T, R_c) = P_{\text{sat}}(T, R_\infty) \exp\left(\frac{2\gamma V_m}{RT} \frac{1}{R_c}\right) \quad (2.9)$$

où  $P_{\text{sat}}(T, R_c)$  et  $P_{\text{sat}}(T, R_\infty)$  sont les pressions de vapeur saturante au-dessus d'une surface courbée et plane, respectivement,  $R_c$  est le rayon de courbure en m,  $\gamma$  est la tension de surface gaz-glace en  $\text{J m}^{-2}$ ,  $V_m$  est le volume molaire de la glace en  $\text{m}^3 \text{mol}^{-1}$ ,  $R$  est la constante des gaz parfaits ( $8.314 \text{ J mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$ ) et  $T$  est la température en K. La loi de Kelvin décrit la tension de vapeur saturante comme une fonction décroissante du rayon de courbure des grains, ce qui explique la sur-saturation autour des zones convexes, de rayon de courbure positif, et la sous-saturation autour des zones concaves, de rayon de courbure négatif.

Le déséquilibre de répartition des tensions de vapeur provoque l'établissement d'un

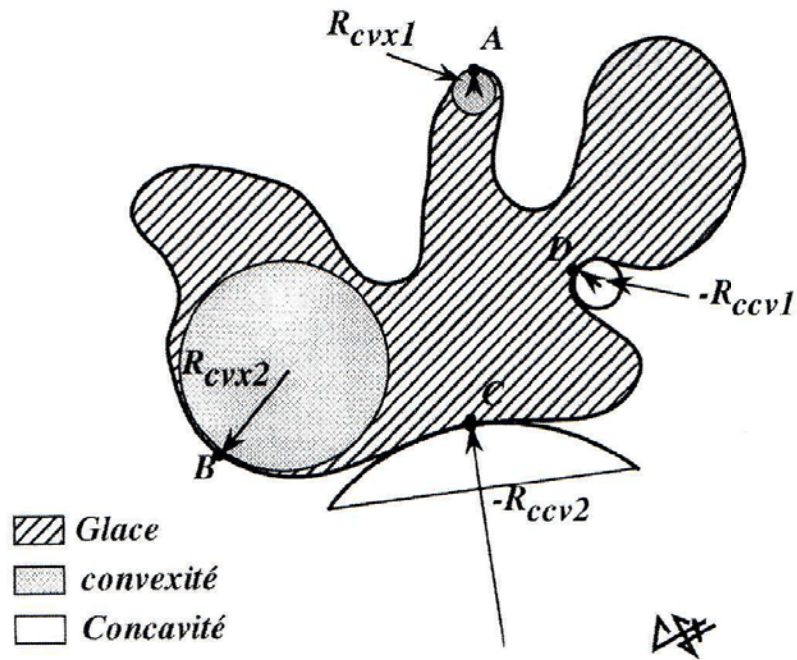


FIGURE 2.4 – Schéma explicatif des rayons de courbure. Le rayon de courbure  $R_{cvx1}$ , en A, est le rayon du cercle qui s’inscrit au mieux dans la convexité en A.  $R_{cvx1}$  est plus petit que  $R_{cvx2}$  et la convexité au voisinage du point A est donc plus marquée qu’au voisinage du point B. Pour les concavités aux points C et D,  $R_{ccv1}$  est plus petit que  $R_{ccv2}$  et la concavité est plus marquée au point D qu’au point C. Schéma tiré de Sergent et al. (1998).

flux de vapeur d’eau, qui se traduit par un transfert de glace des parties convexes, où il y a sublimation, vers les parties moins convexes ou concaves, où il y a condensation (voir Fig. 2.5). La disparition des angles vifs, le lissage et l’adoucissement des contours et le remplissage des creux conduisent à un arrondissement des cristaux. De plus, on assiste à un grossissement des grains et à la disparition des plus petites structures. Les effets de rayon de courbure tendent donc globalement vers la minimisation de la surface spécifique de la neige. Dans ce processus, la température de la neige joue un rôle déterminant, car l’adoucissement des contours des grains et leur arrondissement sont plus rapides si la température est proche de  $0^{\circ}\text{C}$ . Ceci est dû au fait que la quantité maximale de vapeur d’eau qu’il peut y avoir au voisinage d’un cristal de glace augmente avec la température de l’air environnant, ce qui favorise les transferts de glace par la phase vapeur.

Une autre conséquence importante de ce processus est l’apparition de la cohésion de frittage. Lorsque deux grains de neige 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. Chaque fois qu’il y a contact entre les grains de neige, la formation de ponts de glace confère à la neige une certaine cohésion dont la qualité dépend du nombre de ponts. 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. Les neiges

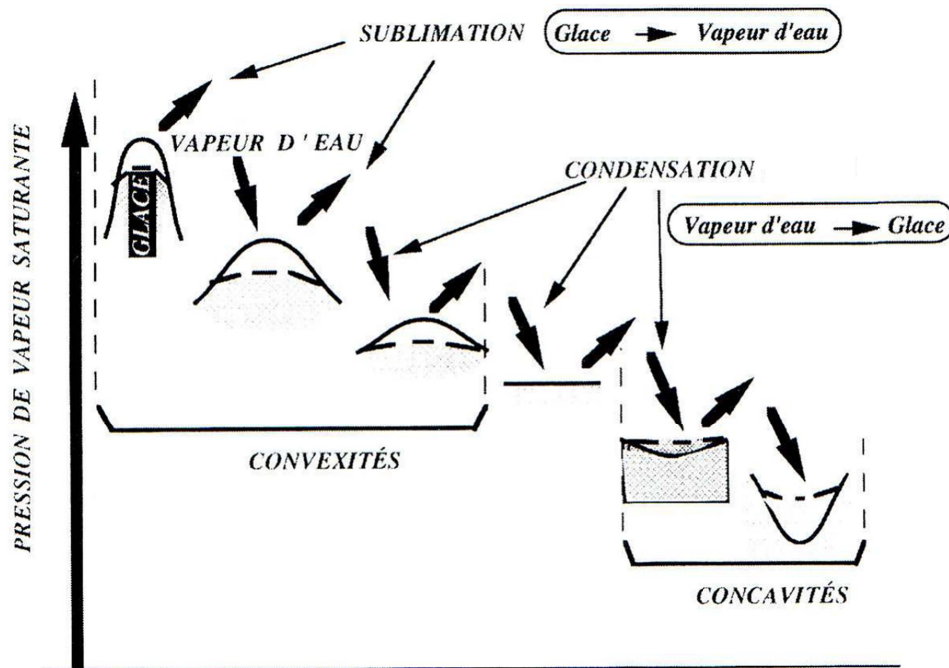


FIGURE 2.5 – Schéma des transferts de glace, par la phase vapeur, des surfaces les plus convexes vers les surfaces moins convexes et concaves. Schéma tiré de Sergent et al. (1998).

sèches constituées de petits grains ( $g_s < 0.3 - 0.4$  mm) ont en général une bonne cohésion de frittage, tandis que celles constituées de grains plus gros ont une plus faible cohésion de frittage.

Dans les manteaux neigeux saisonniers, la température à la base de la couverture neigeuse est généralement proche de  $0^\circ\text{C}$ , car le sol sous-jacent réchauffe le manteau en restituant la chaleur accumulée pendant l'été. La température de surface du manteau, au contraire, est soumise à de fortes variations déterminées par les conditions atmosphériques et le bilan énergétique de surface. Ceci engendre l'existence d'un gradient vertical non nul de température, exprimé par le rapport entre la différence de température entre deux niveaux et la distance verticale qui sépare ces deux niveaux. Cette grandeur, qui caractérise la répartition verticale de température dans une couche donnée, est liée à la qualité d'isolant de la neige, fonction de la quantité d'air qu'elle contient, et donc de sa masse volumique. Pour cette raison, c'est en général dans les couches de surface, peu épaisses et généralement constituées de neiges peu denses, que l'on peut rencontrer des forts gradients. Lorsqu'une couche de neige est humide, la présence d'eau liquide implique une température uniforme de  $0^\circ\text{C}$  et par conséquent un gradient nul.

En conditions sèches, l'existence du gradient vertical de température est le moteur principal de l'évolution des caractéristiques morphologiques et mécaniques des grains. Ce gradient est à l'origine de gradients de pression de vapeur d'eau dans le manteau qui induisent, à leur tour, des flux verticaux ascendants de vapeur depuis les zones chaudes vers les zones plus froides. La formule de Clapeyron permet de déterminer la pression de



vapeur saturante au-dessus d'une surface de glace en fonction de la température  $T$  :

$$P_{\text{sat}}(T) = P_{\text{sat}}(T_0) \exp\left(-\frac{L}{R}\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right)\right) \quad (2.10)$$

où  $L$  est la chaleur latente de sublimation de la glace ( $51 \text{ kJ mol}^{-1}$ ) et  $T_0$  est une température de référence. Cette formule établit que la pression de vapeur saturante dans un environnement géométrique donné (i.e., au dessus d'une surface plane ou courbée) est déterminée uniquement par la température. En d'autres termes, si dans des conditions d'isothermie (c'est à dire en présence d'un gradient de température négligeable) c'est le rayon de courbure de la microstructure qui, pour une température donnée, est à l'origine d'un gradient de pression local, ici ce gradient est produit par la différence de température entre deux points du manteau situés à des hauteurs différentes.

A l'échelle des grains, la différence de température se traduit par une sublimation des zones de glace les plus chaudes et une condensation de la vapeur autour des zones les plus froides. En particulier, le sommet d'un grain de neige, localement plus chaud, se sublime au profit de la base, plus froide, du grain positionné immédiatement au-dessus de lui. Lorsque la condensation est suffisamment rapide les cristaux croissent avec des formes caractéristiques anguleuses. Si le gradient est suffisamment fort, les angles se développent plus vite que le centre des faces et on observe la formation de cristaux creux et striés (voir Fig. 2.6).

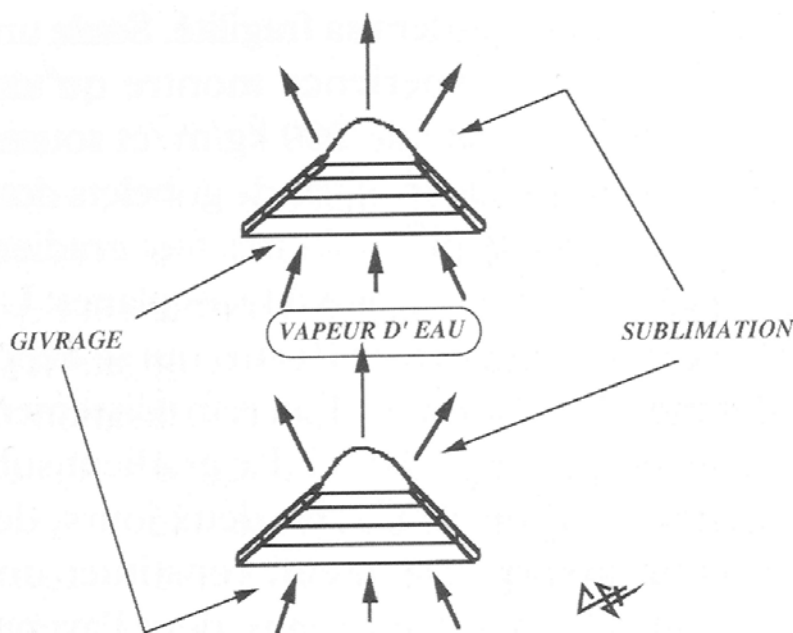


FIGURE 2.6 – Transfert de la vapeur d'eau en présence d'un gradient vertical de température dans le manteau neigeux. Schéma tiré de Sergent et al. (1998).

- Régimes de métamorphisme sec

Dans la neige sèche, il y a une compétition permanente entre la tendance à l'arrondissement sous l'effet de rayon de courbure et la croissance de parties anguleuses sous l'effet de gradient de température. Selon certains seuils de gradients, le métamorphisme de la neige sèche conduira donc à la formation de grains arrondis ou bien à la formation de grains anguleux. Dans le modèle de manteau neigeux Crocus (Brun et al., 1989, 1992; Vionnet et al., 2012), présenté dans la Sect. 2.3, on distingue trois régimes de gradient, correspondant à la vision classique de l'impact du gradient de température sur le métamorphisme.

Pour de faibles gradients de température, inférieurs à  $5 \text{ K m}^{-1}$ , l'effet de rayon de courbure l'emporte sur l'effet de gradient, ce qui provoque un arrondissement des grains. La neige "fraîche", qui a une masse volumique comprise entre 10 et  $200 \text{ kg m}^{-3}$  et une SSA comprise entre 35 et  $160 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ , voit ses formes s'émousser et se transforme peu à peu en "particules reconnaissables", de masse volumique entre 60 et  $250 \text{ kg m}^{-3}$  et de SSA entre 15 et  $90 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ . Si le processus persiste, toutes les formes dendritiques disparaissent laissant place à des grains aux formes arrondies nommés "grains fins" dont les tailles moyennes sont de l'ordre de 0.1 à 0.3 mm, la masse volumique est comprise entre 150 et  $350 \text{ kg m}^{-3}$  et la SSA varie entre 11 et  $30 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ . À l'échelle de la couche, on observe un tassement général, avec une augmentation notable de la masse volumique. La rapidité des transformations subies par les grains dépend évidemment de la température de la neige. Si le passage de l'état de neige fraîche à l'état de particules reconnaissables est assez rapide (quelques jours), l'apparition des grains fins demande plus de temps. Dans ce processus, la disparition des formes dendritiques se traduit d'abord par un rapprochement et une imbrication des grains (feutrage) et ensuite par une augmentation du nombre des points de contact (frittage).

En présence de gradients moyens de température, entre 5 et  $15 \text{ K m}^{-1}$ , la différence verticale de température entre les grains devient sensible. L'effet de gradient entre alors en concurrence avec l'effet de rayon de courbure et l'emporte. Néanmoins, l'effet de courbure permet de provoquer la sublimation des petits grains, induisant une augmentation moyenne des tailles de grains. Le résultat global est l'apparition d'un type de grains anguleux, comportant souvent des facettes avec des angles arrondis. Ces grains sont appelés "faces planes". Leur masse volumique est de l'ordre de 130 à  $300 \text{ kg m}^{-3}$ , leur SSA varie entre 8 et  $45 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$  et leurs tailles sont sensiblement plus élevées que celles des grains fins, pouvant aller en moyenne de 0.4 à 0.6 mm. Les couches de neige constituées de faces planes ont une faible cohésion de frittage. Cependant, lorsqu'une couche de grains à faces planes est soumise à un faible gradient, l'effet de rayon de courbure peut provoquer un retour vers des formes arrondies et la cohésion de frittage peut à nouveau consolider la couche.

Si le gradient de température dépasse  $15 \text{ K m}^{-1}$ , la différence de température entre les grains suivant la verticale engendre des flux de vapeur particulièrement intenses. Dans ce régime, le premier stade de transformation des grains se caractérise par l'apparition rapide de faces planes, accompagnée d'un tassement notable pour ce qui concerne la neige récente. Puis, en raison de l'intensité du flux de vapeur, la croissance de la base d'un grain par condensation de la vapeur d'eau provenant du grain inférieur donne lieu à des cristaux caractéristiques de forme pyramidale striée, appelés "givre de profondeur" ou "gobelets". Les dimensions de ces cristaux sont importantes (0.6 à 4 mm et parfois même plus). Leur masse volumique est peu différente de celle des faces planes et leur SSA varie entre 7 et

$22 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ . La croissance du givre de profondeur nécessite des échanges de vapeur d'eau de grain à grain ainsi que de l'espace pour se développer. La masse volumique de la neige initiale, pour permettre ceci, ne doit pas être trop élevée. Pour cette raison, les neiges dont les masses volumiques excèdent  $350 \text{ kg m}^{-3}$  ont peu de chance d'évoluer en givre de profondeur, tout au plus en grains à faces planes. À l'échelle de la couche de neige, ces grains de grosse dimension impliquent une très faible cohésion de frittage, les points de contact étant peu nombreux. Il faut noter enfin que le givre de profondeur ne peut plus être transformé par métamorphisme sec, même avec le rétablissement d'un faible gradient. Seule une humidification notable peut provoquer des transformations dans ce type de grains.

### • Métamorphisme de la neige humide

Lorsque de l'eau liquide est présente dans la neige, on dit qu'elle est humide. Dans ces conditions, le métamorphisme implique, à l'échelle des grains, un arrondissement et un grossissement assez rapides, qui donnent lieu à l'apparition de "grains ronds". Ceci est l'état final dans lequel tous les types de neige peuvent être transformés par humidification. Généralement, les tailles des grains ronds sont comprises entre environ 0.5 et 2 mm, leur masse volumique varie entre 150 et  $400 \text{ kg m}^{-3}$  et leurs valeurs de SSA sont inférieures à  $10 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ .

En conditions humides, la vitesse de grossissement des grains est fonction de la teneur en eau liquide,  $L$ , de la couche de neige considérée. Brun (1989) a déterminé expérimentalement les lois de croissance des grains ronds pour de petites valeurs de  $L$ . Depuis cette étude, il est généralement considéré que le volume moyen des grains ronds,  $V(t)$ , croît linéairement au cours du temps et le taux de cette croissance,  $V'$ , est une fonction de  $L$  à la puissance 3 :

$$V(t) = V_0 + V' \cdot t \quad (2.11a)$$

$$V' = V'_0 + V'_1 \cdot L^3 \quad (2.11b)$$

où  $V_0$  est le volume initial des grains ronds,  $V'_0$  et  $V'_1$  sont deux coefficients déterminés expérimentalement et  $L$  est exprimé en pourcentage de la masse totale de la couche.

Lors de l'humidification d'une couche, on constate une augmentation progressive de sa masse volumique. La cohésion, assez bonne aux faibles valeurs de  $L$ , tend à diminuer si cette dernière augmente, à cause de la disparition des liaisons capillaires entre les grains (Colbeck, 1982). Cependant, lorsque ces neiges humides subissent un refroidissement, l'eau liquide présente gèle progressivement, créant de solides liaisons de glace entre les grains ronds, avec formation d'agglomérats de plusieurs mm et parfois de croûtes de glace. La neige acquiert alors une excellente cohésion, dite de regel.

À l'échelle du manteau neigeux, l'humidification des couches se fait essentiellement par la surface et de deux façons. Soit par fusion, soit par l'apport direct d'eau liquide qu'est la pluie. Que ce soit l'eau de pluie ou l'eau de fusion de surface, sa pénétration en profondeur ne se fait pas de façon homogène, mais par des cheminements préférentiels ou chemins de percolation (Sturm and Holmgren, 1993). On peut donc trouver dans une couche de neige humide des teneurs en eau liquide variables, voire sur un même niveau des zones humides et des zones sèches.

- Synthèse

Les principales transformations subies par les grains de neige lors du métamorphisme de la neige sèche et humide sont schématisées dans la Fig. 2.7. En cas de faible gradient de température (flèches noires), le métamorphisme conduit vers des formes arrondies (grain fins). Si le gradient est supérieur à environ  $5 \text{ K m}^{-1}$  (flèches rouges), ils se forment des grains facettés (faces planes ou givre de profondeur). En présence d'eau liquide (flèches bleues), tous les types de grains se transforment en grains ronds.

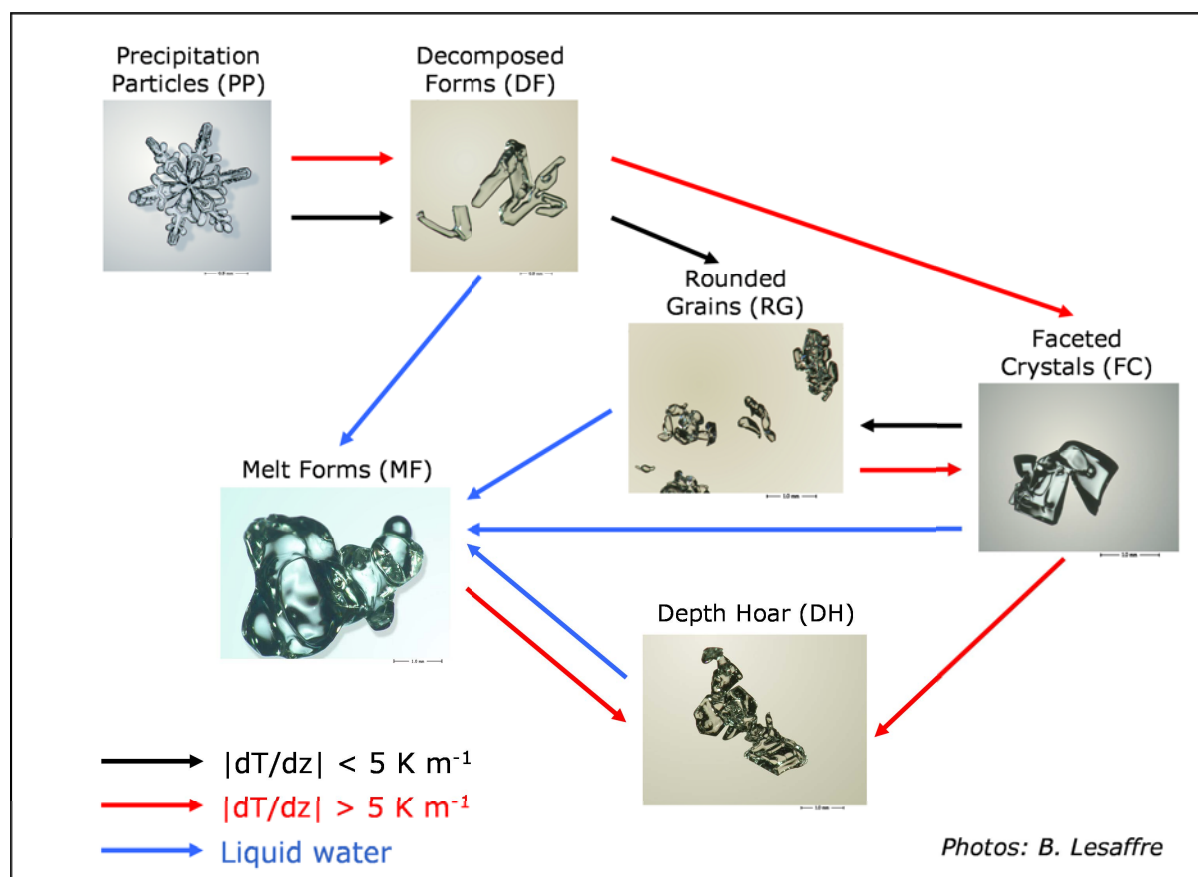


FIGURE 2.7 – Les effets du métamorphisme sur les grains de neige.

### 2.2.2 Évolution au cours du temps de la surface spécifique

Le métamorphisme se traduit généralement par une densification des couches accompagnée par une décroissance de la surface spécifique. Au premier ordre, donc, la SSA est inversement liée à la masse volumique. Si on essaye de quantifier cette corrélation on s'aperçoit cependant qu'elle est assez mauvaise. La Fig. 2.8 montre que l'ajustement des mesures de masse volumique et de SSA présentées dans la Fig. 2.3 donne un  $R^2$  de seulement 0.43.

Une amélioration significative peut être obtenue si on considère chaque type de grains individuellement. Domine et al. (2007b) ont montré par exemple que pour le givre de

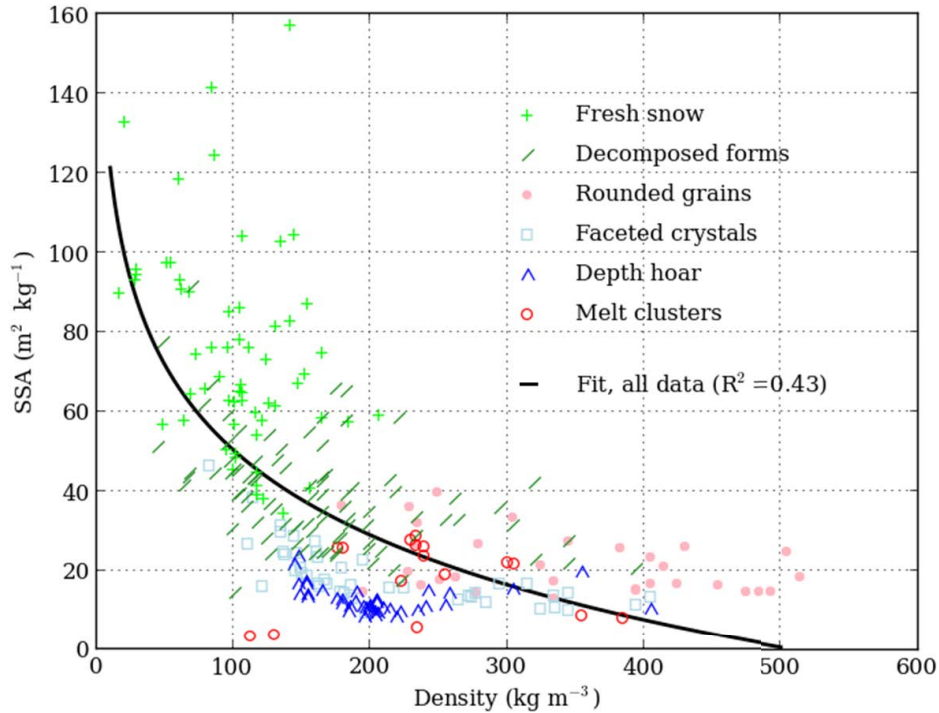


FIGURE 2.8 – Ajustement des données de la Fig. 2.3. Image adaptée de Domine et al. (2008).

profondeur dans un manteau neigeux subarctique on peut atteindre un  $R^2$  de 0.66 en utilisant cette relation :

$$SSA = -23.97 \ln \rho - 241.9 \quad (2.12)$$

avec SSA en  $\text{cm}^2 \text{g}^{-1}$  et  $\rho$  en  $\text{g cm}^{-3}$ . Des formulations équivalentes, avec des coefficients différents, peuvent être trouvées pour d'autres types de grains.

La relative simplicité de ces paramétrisations a permis à Jacobi et al. (2010) et à (Morin et al., 2013) de les utiliser à partir des sorties du modèle de manteau neigeux Crocus. Ces études ont trouvé un bon accord quantitatif entre les valeurs de SSA mesurées et simulées à partir de la masse volumique et du type de grains. Cependant, cette formulation a l'inconvénient d'être basée sur des catégories discrètes de types de grains. Les discontinuités aux changements de type de grains conduisent à des domaines de SSA qui se superposent et qui laissent même des trous dans les valeurs de SSA possibles (Jacobi et al., 2010). En outre, cette approche ne prédit pas directement le taux de variation de la SSA et ne permet donc pas de décrire l'évolution au cours du temps de cette variable de façon explicite.

- **La paramétrisation de Taillandier et al. (2007)**

Taillandier et al. (2007) ont réalisé des expériences de laboratoire et de terrain en conditions isothermes et de gradients thermiques, au cours desquelles la décroissance de la surface spécifique a été mesurée pendant plusieurs mois. Ces auteurs ont observé que

la décroissance de la SSA suit toujours une loi logarithmique du type :

$$SSA(t) = B - A \ln(t + \Delta t) \quad (2.13)$$

où les paramètres  $A$ ,  $B$  et  $\Delta t$  peuvent être exprimés en fonction de la surface spécifique initiale de la neige juste après sa chute ( $SSA_0$ ) et de sa température moyenne d'évolution ( $T_m$ ).

Taillandier et al. (2007) ont trouvé que deux jeux de valeurs peuvent être utilisés pour deux différents types de conditions. Le premier jeu s'applique lors de conditions d'isothermie (*Equi-Temperature* ou ET), quand le gradient de température dans le manteau neigeux est faible ( $< 9 \text{ K m}^{-1}$ ). Dans ce cas, les coefficients peuvent s'écrire :

$$A_{ET} = 0.0760 \cdot SSA_0 - 1.76 (T_m - 2.96) \quad (2.14a)$$

$$B_{ET} = 0.629 \cdot SSA_0 - 15.0 (T_m - 11.2) \quad (2.14b)$$

$$\Delta t_{ET} = \exp \left( \frac{-0.371 \cdot SSA_0 - 15.0 (T_m - 11.2)}{0.0760 \cdot SSA_0 - 1.76 (T_m - 2.96)} \right) \quad (2.14c)$$

Un autre jeu s'applique lors de conditions de gradient de température (*Temperature Gradient* ou TG), quand le gradient de température dans le manteau neigeux est élevé ( $> 20 \text{ K m}^{-1}$ ). Dans ce cas, les coefficients peuvent s'écrire :

$$A_{TG} = 0.0961 \cdot SSA_0 - 3.44 (T_m + 1.90) \quad (2.15a)$$

$$B_{TG} = 0.659 \cdot SSA_0 - 27.2 (T_m - 2.03) \quad (2.15b)$$

$$\Delta t_{TG} = \exp \left( \frac{-0.341 \cdot SSA_0 - 27.2 (T_m - 2.03)}{0.096 \cdot SSA_0 - 3.44 (T_m + 1.90)} \right) \quad (2.15c)$$

Dans les équations ci-dessus, la SSA est exprimée en  $\text{cm}^2 \text{ g}^{-1}$ , la température en C et le temps en heures.

La Fig. 2.9 montre l'évolution de la SSA prédite par les paramétrisations proposées par Taillandier et al. (2007). Ces paramétrisations représentent bien le fait que les températures d'évolution plus élevées accélèrent la décroissance de la SSA et que cette dernière est également plus rapide en conditions de gradient que dans le cas isotherme.

Afin de donner une signification physique aux paramètres  $A$ ,  $B$  et  $\Delta t$  de l'Eq. 2.13, Legagneux et al. (2004) ont appliqué la théorie du mûrissement d'Ostwald à la décroissance de la SSA en conditions d'isothermie. Cette théorie permet de décrire le grossissement de particules de glace avec une certaine distribution de taille via l'échange de matière par l'intermédiaire de la phase vapeur. Le moteur de cette croissance est la minimisation de l'énergie totale du système à travers la réduction de la surface des interfaces glace/air. Ce processus spontané conduit donc à la formation de particules ayant une faible SSA, qui correspondent à l'état d'énergie le plus bas.

Legagneux et al. (2004) ont montré que, en utilisant la théorie du mûrissement d'Ostwald et en traitant les cristaux de glace comme des sphères déconnectées, la SSA de la neige suit la loi suivante :

$$SSA(t) = SSA_0 \left( \frac{\tau}{t + \tau} \right)^{\frac{1}{n}} \quad (2.16)$$

où  $SSA_0$  est la SSA initiale au temps  $t = 0$  et  $n$  et  $\tau$  sont deux variables qui décrivent le taux de décroissance de la SSA. Ces auteurs ont établi les relations entre les paramètres

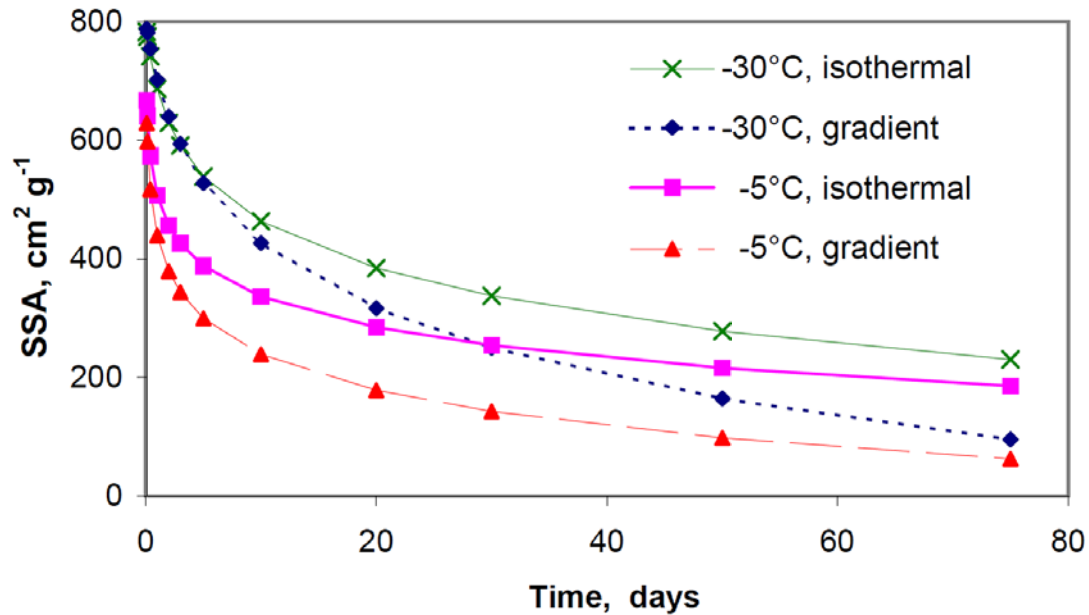


FIGURE 2.9 – Évolution de la SSA de la neige dans différentes conditions de température (-5 et -30°C) et de gradient de température (régimes ET et TG), d’après les paramétrisations proposées par Taillandier et al. (2007).

$A$ ,  $B$  et  $\Delta t$  de l’Eq. 2.13 et  $SSA_0$ ,  $n$  et  $\tau$  de l’Eq. 2.16. Les paramètres de l’Eq. 2.13 acquièrent ainsi une précise signification physique. De plus, Legagneux et al. (2004) ont montré que l’Eq. 2.13 est en fait une approximation de l’Eq. 2.16, valide pour des temps compris entre environ 1 et 100 jours (voir Fig. 2.10). Le fait de ne pas pouvoir utiliser les paramétrisations de Taillandier et al. (2007) pour des durées supérieures à quelques mois sera discuté dans la Sect. 4.6.3.

- **Le modèle de Legagneux and Dominé (2005)**

Legagneux and Dominé (2005) ont développé un modèle physique de métamorphisme isotherme sec. Dans ce modèle, la neige est représentée par une distribution de particules de glace déconnectées, de différents rayons, et l’échange de matière est induit par les différences de pression de vapeur entre ces particules. La diversité de structures de tailles variables qui composent la neige est reproduite par une distribution de particules sphériques, ayant des rayons de courbure compris entre  $1 \mu\text{m}$  et  $1 \text{cm}$ . Un problème majeur lié à ce type de modèle est qu’il ne permet pas de prendre en compte les structures à rayon de courbure négatif, les concavités. La description géométrique de la neige est sacrifiée délibérément pour pouvoir traiter la diffusion de la vapeur.

À chaque grain sphérique on assigne un environnement qui représente l’effet moyen produit sur ce grain par la présence de tous les autres. L’environnement exact d’un grain n’est pas connu, mais on lui substitue un environnement artificiel dont les propriétés sont les propriétés moyennes de l’échantillon de neige. Chaque grain de glace de rayon  $R_C$  peut donc être placé au centre d’une cavité sphérique remplie d’air, de rayon  $R_{\text{cav}}$ . Le

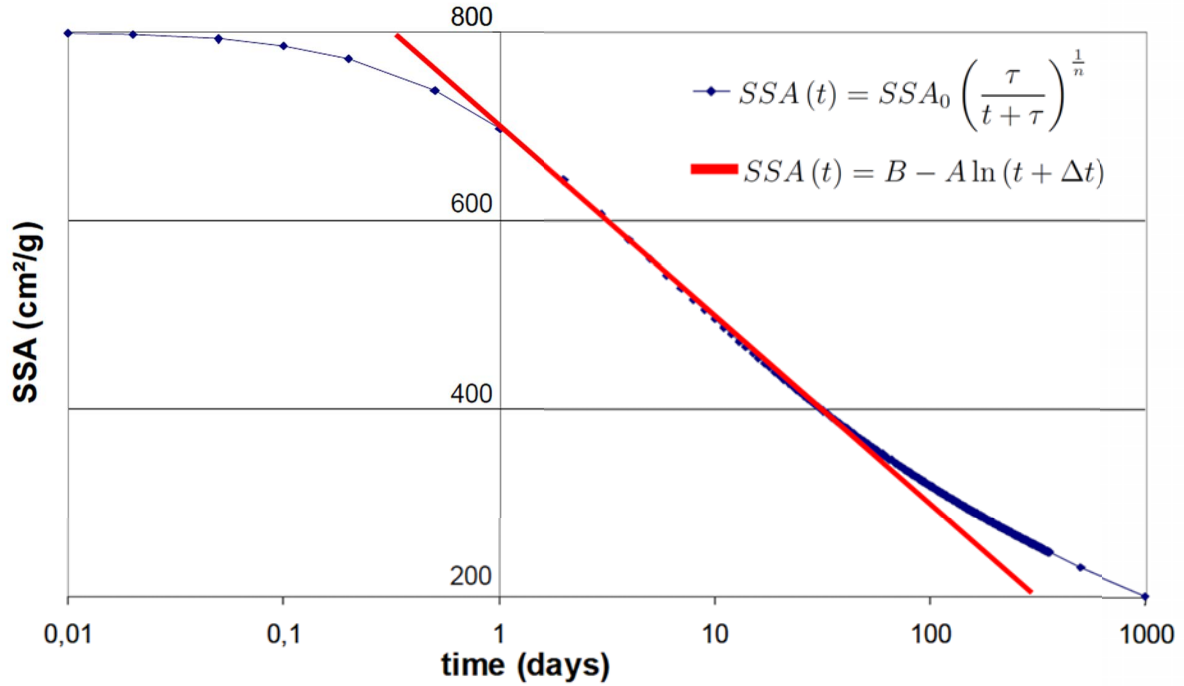


FIGURE 2.10 – Évolution au cours du temps de la SSA. La courbe théorique obtenue à partir de la théorie du mûrissement d’Ostwald (en bleue) est bien ajustée, entre environ 1 et 100 jours, par la loi logarithmique empirique (en rouge) utilisée par Taillandier et al. (2007).

rayon de la cavité est proportionnel à celui du grain de glace :

$$R_{\text{cav}} = R_C \left( \frac{\rho_{\text{ice}}}{10^3 \rho} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (2.17)$$

où la masse volumique de la neige  $\rho$  est supposée égale à celle du système glace-cavité. Si on fait l’hypothèse que la pression de vapeur d’eau dans l’air interstitiel du manteau neigeux est relativement homogène et que ses fluctuations au voisinage de  $R_C$  s’atténuent lorsque l’on s’écarte suffisamment du grain, la pression se stabilise alors autour d’une valeur moyenne. La pression de vapeur  $P_{\text{av}}$  aux alentours de  $R_{\text{cav}}$  est fixée à la même valeur pour tous les grains et représente cette pression moyenne : c’est ce que l’on appelle l’hypothèse du champ moyen. Le système évolue en milieu fermé. La quantité de matière perdue par sublimation par les petits grains est donc absorbée par les gros grains par condensation, de telle sorte que le flux total de molécules incorporées dans la phase glace soit nul. La Fig. 2.11 schématise l’approche adoptée par Legagneux and Dominé (2005) pour décrire les grains de neige.

La résolution de l’équation de Laplace en coordonnées sphériques dans le cas stationnaire ( $\Delta P = 0$ ) permet de calculer la pression de vapeur dans la cavité entourant le grain en fonction de la distance du centre,  $P(r)$ . Pour savoir combien de molécules d’eau arrivent à la surface du grain, on utilise la première loi de Fick, qui décrit le flux de diffusion des molécules en fonction du gradient de pression. En explicitant l’expression



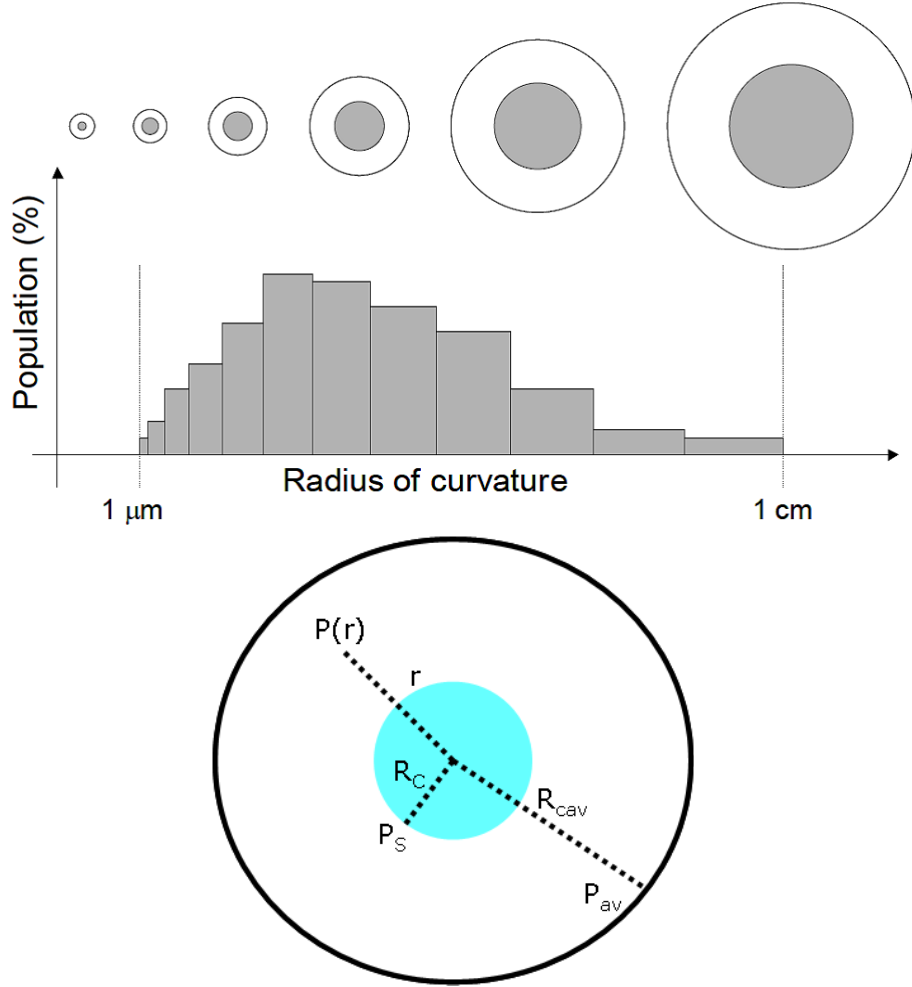


FIGURE 2.11 – Description de la neige comme une distribution de particules sphériques de glace (de rayon  $R_C$  et pression surfacique  $P_S$ ) placées au centre de cavités sphériques remplies d'air (de rayon  $R_{cav}$  et pression moyenne  $P_{av}$ ). Dans le modèle de Legagneux and Dominé (2005),  $R_{cav}$  est proportionnel à  $R_C$  et la largeur des classes de taille est proportionnelle au rayon moyen des grains contenus dans les différentes classes.

de  $P(r)$ , on trouve :

$$J_V = -\frac{D_V}{RT} \nabla P = \frac{D_V}{RT} \frac{R_{cav}}{R_C} \frac{(P_S - P_{av})}{(R_{cav} - R_C)} \quad (2.18)$$

où  $J_V$  est le flux de diffusion de la vapeur d'eau dans la cavité vers le grain et  $D_V$  est le coefficient de diffusion des molécules d'eau dans l'air.

Pour quantifier la condensation à la surface du grain on se sert de la loi de Knudsen, qui décrit le flux molaire de la vapeur d'eau en fonction de la pression de vapeur saturante. Si on combine cette loi avec celle de Kelvin, décrivant la pression de vapeur saturante en fonction du rayon de courbure des grains (Eq. 2.9), on obtient :

$$J_S = -\alpha \frac{P_S - P_{eq} \left(1 + \frac{2\gamma V}{RT \cdot R_C}\right)}{\sqrt{2\pi RT \cdot M_W}} \quad (2.19)$$

ou  $J_S$  est le flux molaire de la vapeur d'eau à travers la surface du grain,  $\alpha$  est le coefficient de condensation (rapport du nombre de molécules d'eau incorporées dans la glace sur le nombre total de molécules qui ont touché la surface du grain) pris égal à 1 et  $M_W$  est la masse molaire de l'eau ( $18 \text{ g mol}^{-1}$ ).

À l'équilibre, toutes les molécules qui arrivent à la surface du grain condensent.  $J_V$  est donc égal à  $J_S$ . En utilisant cette équivalence et en dérivant les expressions de  $P_S$  dans les Eqs. 2.18 et 2.19, on obtient le taux de croissance du rayon  $R_C$  :

$$\frac{dR_C}{dt} = \frac{M_W}{\rho_{\text{ice}}} \frac{P_{\text{av}} - P_{\text{eq}} \left(1 + \frac{2\gamma V}{RT \cdot R_C}\right)}{\frac{\sqrt{2\pi RT \cdot M_W}}{\alpha} + \frac{RT \cdot R_C}{D_V} \left(1 - \frac{R_C}{R_{\text{cav}}}\right)} \quad (2.20)$$

L'Eq. 2.20 décrit la croissance au cours du temps des rayons des grains de glace. Dans cette formule, la seule quantité qui n'est pas connue est la pression moyenne dans la cavité,  $P_{\text{av}}$ . Afin de déterminer sa valeur, on applique la conservation de la masse. Si  $R_{C,i}$ ,  $S_i$  et  $N_i$  sont respectivement le rayon, la surface et le nombre de particules appartenant à la classe de taille  $i$ , on peut écrire :

$$\frac{d\sum_i (N_i M_i)}{dt} = 0 \rightarrow \sum_i \left( S_i N_i \frac{dR_{C,i}}{dt} \right) = 0 \quad (2.21)$$

L'insertion de l'Eq. 2.20 dans l'Eq. 2.21 permet de trouver  $P_{\text{av}}$ .

La Fig. 2.12 montre l'évolution au cours du temps de la distribution des rayons de courbure. Dans cet exemple, à l'instant initial la neige est représentée par  $10^5$  particules sphériques distribuées en 100 classes de taille comprise entre  $10^{-6}$  et  $10^{-2}$  m. En appliquant l'Eq. 2.20, la taille moyenne des particules augmente et leur nombre diminue, de façon à ce que la masse totale soit conservée. Ce modèle s'est révélé capable de reproduire avec précision la distribution des rayons de courbure obtenue à partir d'images tomographiques d'échantillons de neige réelle (Legagneux and Dominé, 2005).

La surface spécifique peut être calculée en divisant la surface totale de la distribution par la masse totale. Le modèle de Legagneux and Dominé (2005), cependant, ne permet pas de prédire correctement l'évolution de la SSA. L'hypothèse géométrique grossière qui consiste à assimiler la neige à un empilement de sphères déconnectées est en fait trop contraignante. Comme les grains de neige ne sont pas sphériques, pour une distribution de tailles donnée leur masse est surévaluée et la SSA totale est donc sous-estimée. En d'autres termes, la distribution des rayons de courbure prédite par ce modèle est différente de celle des rayons des sphères équivalentes. À titre d'exemple, la Fig. 2.13 compare l'évolution de la SSA obtenue par tomographie (Flin et al., 2004) avec les prédictions du modèle de Legagneux and Dominé (2005). On voit que l'écart entre les deux courbes est systématique et que la SSA modélisée est toujours inférieure à celle obtenue par tomographie. Pour tenir compte de la non-sphéricité des grains, un facteur de forme doit être introduit dans le calcul de la SSA. Ce facteur de forme n'est pas constant au cours du temps, car la forme des grains évolue. Cette difficulté compromet la possibilité de prédire précisément l'évolution de la SSA à partir de ce modèle simplifié.

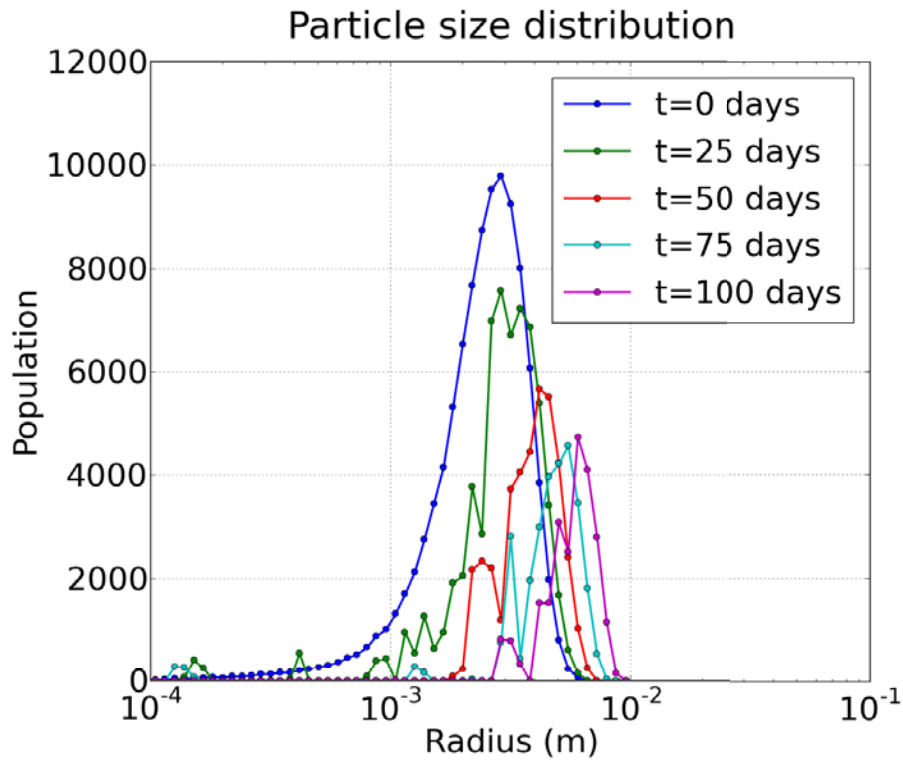


FIGURE 2.12 – Évolution de la distribution des rayons de courbure, simulée en reproduisant le modèle développé par Legagneux and Dominé (2005).

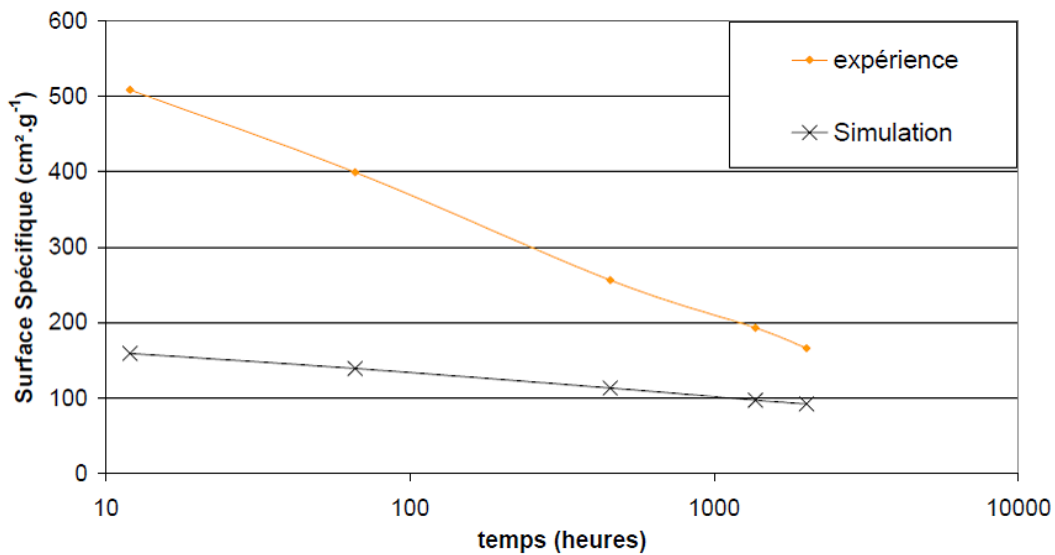


FIGURE 2.13 – Décroissance de la surface spécifique en conditions d'isothermie à  $-2^{\circ}\text{C}$ , obtenue par tomographie (Flin et al., 2004) et simulée par le modèle de Legagneux and Dominé (2005). Figure tirée de Legagneux and Dominé (2005).

• **Le modèle de Flanner and Zender (2006)**

Flanner and Zender (2006) ont adopté une approche similaire à celle de Legagneux and Dominé (2005), en modélisant la neige comme une collection de particules sphériques. Le modèle de Flanner and Zender (2006) permet de prédire la décroissance de la SSA pendant le métamorphisme sec en fonction de la température, du gradient de température, de la masse volumique, de la distribution de taille des particules de glace et de l'irrégularité de l'espacement entre les particules. Les processus qui gouvernent l'évolution de la taille de grains dans ce modèle sont les mêmes qui ont été décrits par Legagneux and Dominé (2005), avec l'ajout du transfert de vapeur dû à la présence d'un gradient de température.

Si on considère des particules sphériques de glace, le profil de pression de vapeur à une distance radiale  $x$  du centre de ces particules peut être écrit :

$$p(x) = p_{\text{amb}} - \frac{r}{x} (p_{\text{amb}} - p_{\text{sur}}) \quad (2.22)$$

où  $p_{\text{amb}}$  est la pression de la vapeur ambiante,  $p_{\text{sur}}$  est la pression à la surface des particules et  $r$  est le rayon des particules.

Le taux de croissance de la masse d'une particule sphérique peut être calculé en fonction du gradient de pression en utilisant la loi de Fick. En se servant de l'Eq. 2.22, on obtient :

$$\frac{dm}{dt} = 4\pi r^2 D_V \left( \frac{dp(x)}{dx} \right)_{x=r} = 4\pi r D_V (p_{\text{amb}} - p_{\text{sur}}) \quad (2.23)$$

La croissance et la sublimation d'une particule de glace sont donc déterminées par la différence entre la pression ambiante et celle à la surface de la particule. Si on prend en compte la chaleur latente absorbée (ou libérée) lors de la condensation (ou sublimation), le taux de croissance (ou de décroissance) de la masse de la particule décroît. L'Eq. 2.23 avec la prise en compte de la chaleur latente devient alors :

$$\frac{dm}{dt} = \frac{4\pi r \frac{p_{\text{amb}} - p_{\text{sur}}(r, T)}{p_{\text{eq}}}}{\left( \frac{L}{RT} - 1 \right) \frac{L}{k_{T, \text{air}} T} + \frac{RT}{p_{\text{eq}} D_V}} \quad (2.24)$$

où  $L$  est la chaleur latente de sublimation,  $k_{T, \text{air}}$  est la conductivité thermique de l'air, dépendant de la température, et  $p_{\text{eq}}$  est la pression de vapeur saturante au-dessus d'une surface plane.  $p_{\text{sur}}(r, T)$  peut être calculé en utilisant la loi de Kelvin (Eq. 2.9). Les Eqs. 2.23 et 2.24 donnent des résultats assez similaires. Par exemple, les valeurs de SSA prédites par ces deux équations diffèrent de seulement 4% après 14 jours (Flanner and Zender, 2006).

Comme dans le modèle de Legagneux and Dominé (2005), on se retrouve avec une expression du taux de croissance des particules de glace dans laquelle la pression ambiante est inconnue (voir Eq. 2.20). Ici, de façon analogue, la quantité  $p_{\text{amb}}$  dans l'Eq. 2.24 reste à déterminer. En simplifiant un peu les choses, on peut affirmer que la différence principale entre les deux modèles réside dans la façon dont est calculée la pression ambiante. La solution trouvée par Flanner and Zender (2006) permet de prendre en compte aussi les effets de gradient. Pour ce faire,  $p_{\text{amb}}$  est représenté par une moyenne pondérée des pressions surfaciques de vapeur saturante de tous les grains :

$$p_{\text{amb}} = \int_0^\infty p_{\text{sur}}(r, T) r^3 P(r) dr \quad (2.25)$$

où  $P(r)$  est la fonction densité de probabilité des particules de rayon  $r$ . La distribution des rayons, dont les paramètres sont l'écart-type géométrique et le rayon médian, est supposée log-normale. La formule proposée par Flanner and Zender (2006) pour calculer  $p_{\text{amb}}$  en présence d'un gradient vertical de température est la suivante :

$$p_{\text{amb}}(r, \mathbf{h}) = \frac{1}{2} \left( T - \mathbf{h} \frac{dT}{dz} \right) \left[ \frac{\int_0^\infty p_{\text{sur}}(r, T) r^3 P(r) dr}{T} + \frac{\int_0^\infty p_{\text{sur}}(r, T - 2\mathbf{h} \frac{dT}{dz}) r^3 P(r) dr}{T - 2\mathbf{h} \frac{dT}{dz}} \right] \quad (2.26)$$

où le vecteur  $\mathbf{h}$  décrit la somme des distances, projetées sur l'axe vertical, entre le centre d'une particule et ceux de tous les pores. La valeur de  $\mathbf{h}$  a été déterminée par Flanner and Zender (2006) en comparant les prédictions du modèle à des observations de la micro-structure à partir d'images tomographiques. Pour les particules et les pores se trouvant à la même hauteur (et donc à la même température),  $\mathbf{h}$  est égal à 0 et l'effet du gradient disparaît. Pour les particules et les pores se trouvant à des hauteurs différentes, le signe de  $\mathbf{h}$  permet de déterminer la croissance ou la sublimation des particules. Dans ce cas, le taux de changement de la masse des particules est déterminé par la valeur absolue de  $\mathbf{h}$ , car un plus grand espacement entre les particules et les pores implique une plus grande différence dans la pression de vapeur (voir Fig. 2.14). En l'absence de gradient de température, l'Eq. 2.26 se réduit à l'Eq. 2.25 et le grossissement des grains est réglé uniquement par la loi de Kelvin. Une fois  $p_{\text{amb}}$  calculé, l'Eq 2.24 permet enfin d'obtenir le taux de croissance de la masse des particules.

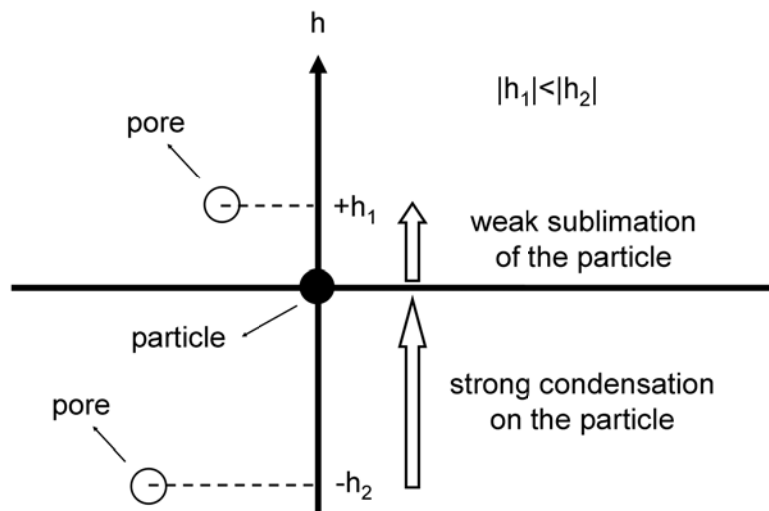


FIGURE 2.14 – Schéma du transfert de la vapeur d'eau dans le modèle de Flanner and Zender (2006). Chaque particule sublime au profit des pores caractérisés par des valeurs positives du paramètre  $\mathbf{h}$ . Si les pores se trouvent en correspondance avec des valeurs négatives de  $\mathbf{h}$ , le flux de vapeur engendre un grossissement des particules. La valeur absolue de  $\mathbf{h}$  détermine l'intensité de ces processus.

La Fig. 2.15 présente l'évolution au cours du temps de la SSA prédite par le modèle de Flanner and Zender (2006). Ce modèle s'est montré capable de reproduire avec précision

les résultats expérimentaux obtenus par Legagneux et al. (2004) en conditions d'isothermie et par Taillandier et al. (2007) en conditions de gradient (voir Sect. 4.6.3).

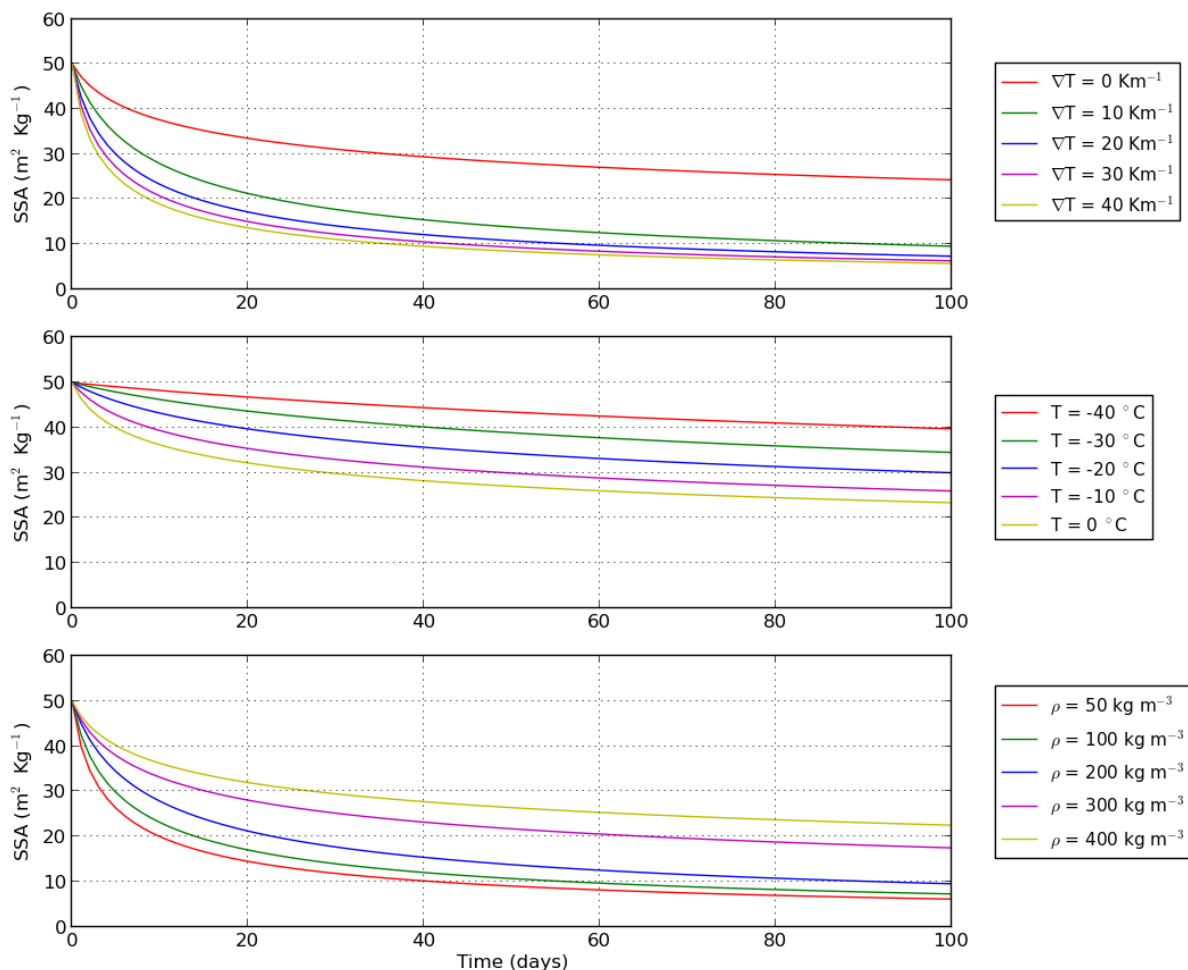


FIGURE 2.15 – Évolution au cours du temps de la SSA d'après la modèle de Flanner and Zender (2006), pour différentes valeurs de gradient de température (avec  $T = -5^{\circ}\text{C}$  et  $\rho = 200 \text{ kg m}^{-3}$ ), de température (avec  $\nabla T = 0$  et  $\rho = 200 \text{ kg m}^{-3}$ ) et de masse volumique (avec  $T = -5^{\circ}\text{C}$  et  $\nabla T = 10 \text{ K m}^{-1}$ ).

## 2.3 Modèle SURFEX/ISBA-Crocus

### 2.3.1 Description générale du modèle

SURFEX (SURFace EXternalisée, Masson et al., 2013) est une plateforme de modélisation de surface développée par Météo-France et partagée avec de nombreux partenaires scientifiques, dans le monde de la prévision numérique du temps et de la simulation des processus de surface. Cette plateforme permet de simuler les échanges d'eau et d'énergie entre la surface et les basses couches de l'atmosphère. Pour calculer l'évolution de l'état de la surface, SURFEX, de par son caractère externalisé, peut utiliser des données provenant

d'observations, d'analyses (comme celles du système d'analyse SAFRAN, Durand et al., 1993), ou être complètement intégré à un modèle météorologique ou climatique. SURFEX simule quatre types de surfaces (sol nu et végétation, zones urbanisées, lacs et océans) qui utilisent des modules scientifiques spécifiques. Les surfaces continentales sont traitées par le module ISBA (Interactions Sol-Biosphère-Atmosphère), qui décrit l'évolution des propriétés de la végétation, du sol (en surface et en profondeur) et de la neige en utilisant des représentations physiques adaptées au problème scientifique étudié. ISBA incorpore plusieurs modèles de neige de complexité variée, du modèle monocouche (Douvillè et al., 1995), au modèle multicouche Explicit Snow (ES, Boone and Etchevers, 2001), au modèle détaillé Crocus (Brun et al., 1989, 1992; Vionnet et al., 2012).

Crocus est un modèle de manteau neigeux qui simule l'évolution au cours du temps des propriétés internes de la neige et qui représente de façon réaliste les flux d'énergie et de matière aux interfaces neige/sol et neige/atmosphère. Dans Crocus le manteau neigeux est considéré comme un empilement de couches numériques de neige parallèles à la pente. L'évolution de cette discrétisation suivant une grille unidimensionnelle est gouvernée par une série de règles visant à reproduire une stratification réaliste. Chaque couche numérique est décrite par un certain nombre de variables prognostiques, comprenant son épaisseur, sa température, sa masse volumique, son contenu en eau liquide et son âge. Des variables supplémentaires sont utilisées pour décrire l'évolution des grains de neige, basée sur des lois de métamorphisme (Brun et al., 1992). Les variables météorologiques de forçage qui alimentent le modèle SURFEX/ISBA-Crocus sont la température et l'humidité de l'air, la vitesse du vent, le rayonnement solaire incident (direct et diffus), le rayonnement infrarouge incident et les précipitations (pluvieuses et neigeuses). La Fig. 2.16 schématise les principaux processus physiques pris en compte dans Crocus et les variables utilisées par ce modèle pour caractériser les couches de neige.

La principale originalité de Crocus repose sur sa gestion dynamique du nombre de niveaux horizontaux permettant de discrétiser de façon optimale le profil vertical des propriétés physiques du manteau neigeux. Les couches de neige fraîche possèdent en général des propriétés physiques très différentes des couches sur lesquelles elles reposent. De plus, au cours du temps et du métamorphisme, les propriétés physiques des couches évoluent dans des directions parfois différentes. Pour ne pas avoir des couches trop fines et pour ne pas devoir gérer un nombre de couches trop important (le nombre maximum est généralement fixé à 50), quand deux couches numériques ont des propriétés physiques voisines, elles sont agrégées. À l'inverse, quand une couche numérique se trouve proche de la surface, elle peut être dédoublée pour améliorer le calcul du transfert thermique et radiatif près de la surface du manteau neigeux. Lorsque le nombre maximal de couches est atteint et que de nouvelles chutes de neige doivent être intégrées, l'agrégation est forcée. Dans ce cas, les 10 couches près de la surface ne sont pas agrégées. Pour les autres on calcule une fonction de coût, qui dépend du type de grains caractérisant les couches. Si cette fonction, calculée pour deux couches voisines, dépasse un certain seuil, les couches sont agrégées. De plus, les couches proches du sol sont agrégées de manière préférentielle. En cas d'agrégation, la masse et l'enthalpie sont conservées, les épaisseurs et les contenus en eau des anciennes couches sont sommés et le type de grains de la nouvelle couche dépend de celui des anciennes couches (un type de grains est considéré prédominant).

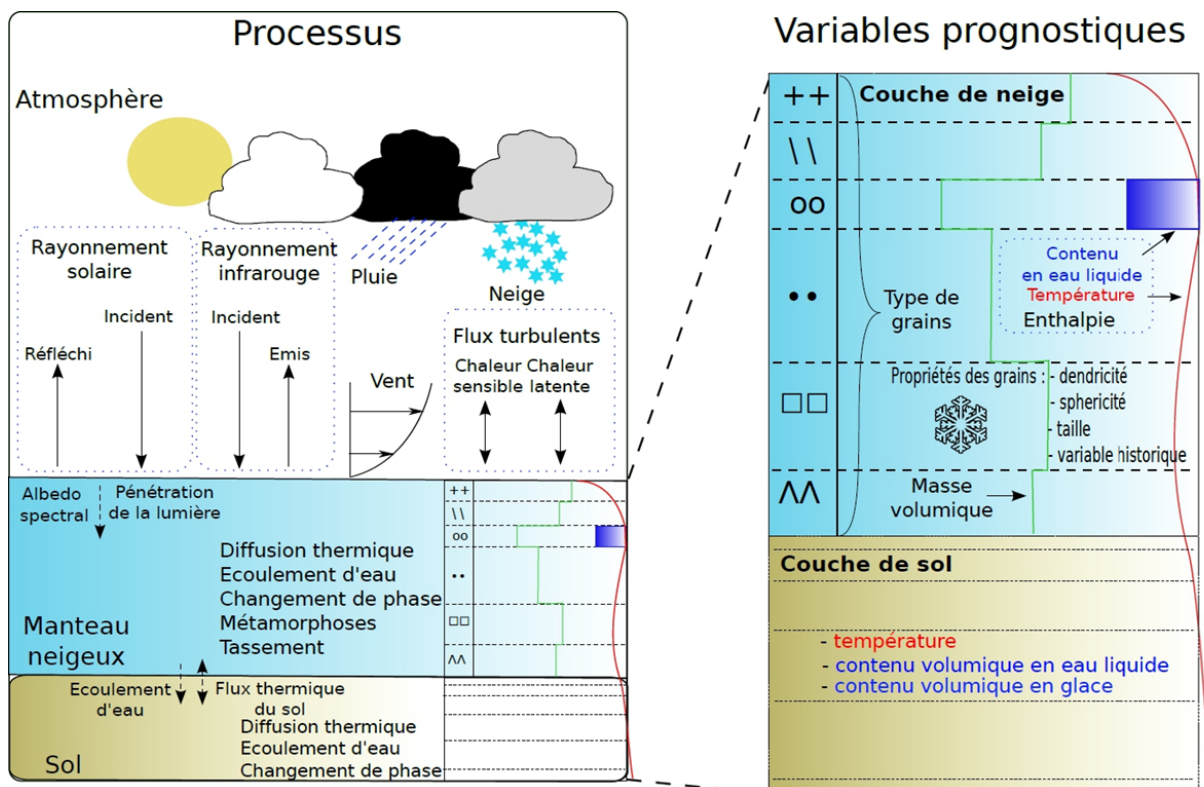


FIGURE 2.16 – Processus physiques et variables prognostiques du modèle Crocus. D’après Brun et al. (2012).

### 2.3.2 Représentation de la microstructure

La partie du modèle la plus importante dans le cadre de ce travail de thèse est celle décrivant les propriétés de la microstructure de la neige et leur évolution au cours du temps (Brun et al., 1992). En effet, l’une des particularités de Crocus est sa représentation du métamorphisme, laquelle a servi ensuite d’inspiration pour d’autres modèles de manteau neigeux, tels que SNOWPACK (Lehning et al., 2002) et SMAP (Niwano et al., 2012). La raison principale pour laquelle le problème de la description et de l’évolution des différents grains de neige a été abordé réside dans le fait que certaines propriétés physiques de la neige, en plus de sa stabilité mécanique, sont fortement dépendantes du type de grains : il s’agit, par exemple, de l’albédo, de la transmission de la lumière à l’intérieur du manteau neigeux et du tassement. Brun et al. (1992) ont donc introduit un formalisme capable de décrire les principaux types de neige à l’aide de variables continues. Ces variables sont la dendricité, la sphéricité et la taille de grains. Pour maintenir l’information sur l’histoire de la couche, une quatrième variable “historique” a été rajoutée.

La dendricité,  $d$ , varie entre 1 et 0 (elle décroît systématiquement) et correspond à la part de cristaux de neige fraîche présents dans une couche de neige. La sphéricité,  $s$ , est comprise entre 0 à 1 (elle peut croître ou décroître) et représente le rapport du nombre de grains arrondis sur le nombre total de grains présents dans une couche. La taille de grains,  $g_s$ , est l’extension maximale moyenne, en mm, des grains dans une couche. La taille ne peut qu’augmenter et ses valeurs minimales sont comprises entre 0.3



mm pour les grains sphériques et 0.4 mm pour les grains anguleux. Les couches de neige sont décrites par leurs dendricité et sphéricité tant qu'il existe de la neige fraîche dans la couche ( $d \neq 0$ ). Dans ce cas, la neige est dite dendritique. Quand la dendricité atteint 0, la neige est alors dite non-dendritique et les couches sont décrites par leur sphéricité et leur taille de grains. La variable historique, qui renseigne sur l'histoire passée de la couche, peut valoir :

- 1, si les grains sont facettés ;
- 2, si les grains sont en contact avec de l'eau liquide et ils n'ont jamais été facettés ;
- 3, si les grains sont en contact avec de l'eau liquide et ils ont été facettés dans le passé ;
- 4, si les grains ont subi plusieurs cycle de gel/regel et si ils n'ont jamais été facettés ;
- 5, si les grains ont subi plusieurs cycle de gel/regel et ils ont été facettés dans le passé ;
- 0, dans tous les autres cas (neige dendritique, grains fins, ...).

La Fig. 2.17 explicite la correspondance entre le formalisme adopté dans Crocus pour représenter la microstructure de la neige et les types de grains tels qu'ils sont décrits dans la classification internationale (Fierz et al., 2009).

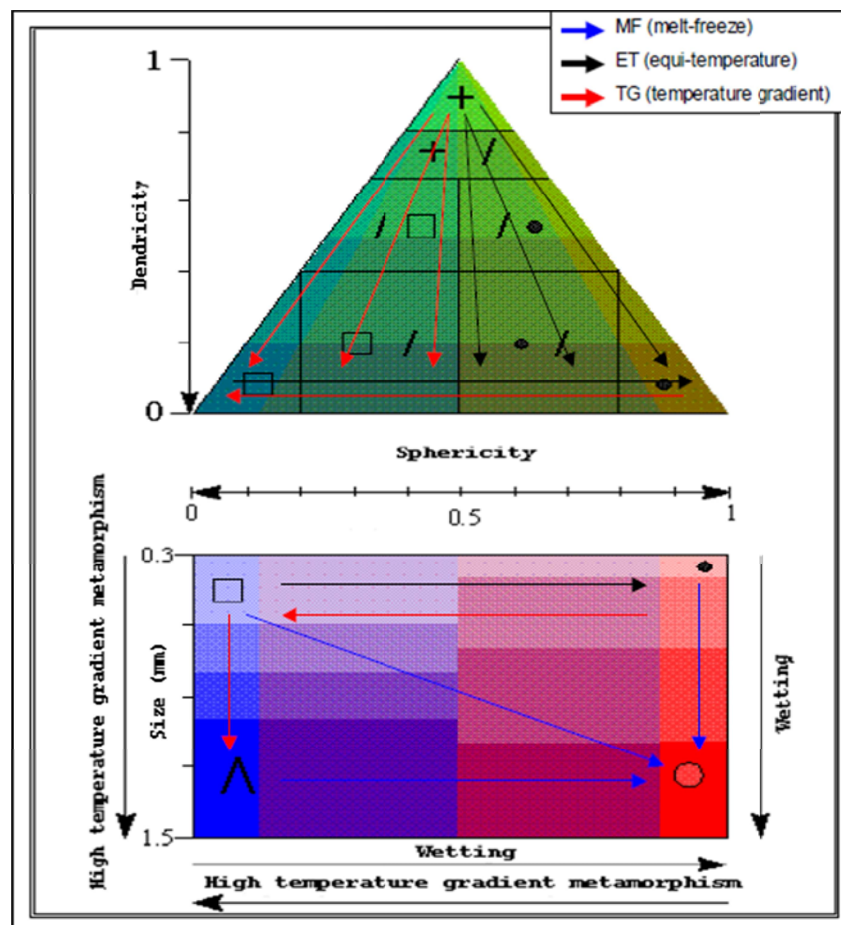


FIGURE 2.17 – Correspondance entre les variables décrivant la microstructure de la neige dans Crocus (dendricité, sphéricité et taille de grains) et les principaux types de grains de la classification internationale. Les flèches indiquent les processus qui sont à l'origine du métamorphisme.

Les valeurs initiales de  $d$  et  $s$  prescrites pour les nouvelles couches de neige fraîche dépendent de la vitesse du vent au moment de la chute. Une paramétrisation intégrée dans Crocus permet de prendre en compte les effets du vent sur la microstructure de la neige fraîche (Guyomarc'h and Merindol, 1998). Cette paramétrisation simule l'arrondissement des grains et la diminution de leur dendricité quand la neige est soumise à un vent de vitesse  $U$  (en  $\text{m s}^{-1}$ ) :

$$d_{\text{fall}} = \min [\max (1.29 - 0.17U, 0.20) , 1] \quad (2.27a)$$

$$s_{\text{fall}} = \min [\max (0.08U + 0.38, 0.5) , 0.9] \quad (2.27b)$$

La Fig. 2.18 montre les valeurs de  $d$  et  $s$  attribuées aux couches de neige fraîche en fonction de la vitesse du vent. Dans des conditions de vent faible, ces valeurs sont respectivement 1 et 0.5.

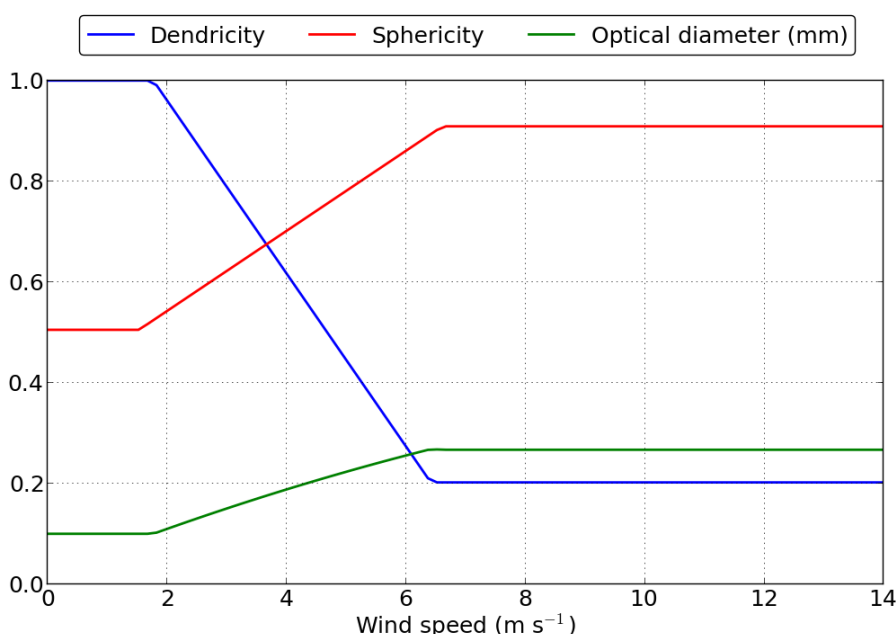


FIGURE 2.18 – Paramétrisation de la dendricité et de la sphéricité des couches de neige fraîche dans Crocus, en fonction de la vitesse du vent. La valeur correspondante du diamètre optique est montrée également (voir Eq. 2.28).

Dans Crocus, l'évolution temporelle des propriétés morphologiques des grains de neige suit des lois semi-empiriques. Ces lois ont été établies expérimentalement par des expériences de laboratoire et de terrain (Brun, 1989; Marbouty, 1980). Dans le cas de la neige sèche, trois régimes de gradient de température sont distingués (voir Sect 2.2.1). Si le gradient est supérieur à  $15 \text{ K m}^{-1}$ , la taille de grains  $g_s$  augmente au cours du temps d'après la paramétrisation de Marbouty (1980), qui permet de simuler la formation du givre de profondeur. Les variables qui déterminent de taux de variation de  $d$ ,  $s$  et  $g_s$  sont essentiellement la masse volumique, la température et le gradient de température (Brun et al., 1992). Dans le cas de la neige humide, les lois d'évolution ne dépendent que de la teneur en eau liquide (Brun, 1989). La Table 2.4 rassemble toutes les différentes formules

TABLE 2.4 – Lois de métamorphisme dans Crocus, dans le cas de la neige sèche (en haut) et en présence d'eau liquide (en bas).  $G$  est le gradient vertical de température ( $\nabla T = |\partial T/\partial z|$ ) en  $\text{K m}^{-1}$ ;  $T$  est la température en  $\text{K}$ ;  $t$  est le temps exprimé en jours;  $f, g, h$  et  $\Phi$  sont des fonctions empiriques pour prédire le taux de croissance du givre de profondeur dans le cas de fort gradient;  $\theta$  est la teneur en eau liquide en % de la masse;  $v$  est le volume des grains en  $\text{mm}^3$ ;  $v'_0$  et  $v'_1$  sont des constantes empiriques.

<b>DRY</b>	<b>Dendritic snow :</b>	<b>Non dendritic snow</b>
	<p>1. <math>\left  \frac{\delta T}{\delta z} \right  &lt; 5^\circ / m</math></p> $\frac{\delta \text{dendricity}}{\delta t} = -2.10^8 e^{\left( \frac{-6000}{T} \right)}$ $\frac{\delta \text{sphericity}}{\delta t} = 10^9 e^{\left( \frac{-6000}{T} \right)}$ <p style="text-align: right;">(Brun et al, 1992)</p>	<p>1. <math>\left  \frac{\delta T}{\delta z} \right  &lt; 5^\circ / m</math></p> $\frac{\delta \text{sphericity}}{\delta t} = 10^9 e^{\left( \frac{-6000}{T} \right)}$ $\frac{\delta \text{size}}{\delta t} = 0$ <p style="text-align: right;">(Brun et al, 1992)</p>
	<p>2. <math>\left  \frac{\delta T}{\delta z} \right  &gt; 5^\circ / m</math></p> $\frac{\delta \text{dendricity}}{\delta t} = -2.10^8 e^{\left( \frac{-6000}{T} \right)} \left  \frac{\delta T}{\delta z} \right ^{0.4}$ $\frac{\delta \text{sphericity}}{\delta t} = -2.10^8 e^{\left( \frac{-6000}{T} \right)} \left  \frac{\delta T}{\delta z} \right ^{0.4}$ <p style="text-align: right;">(Brun et al, 1992)</p>	<p>2. <math>5 &lt; \left  \frac{\delta T}{\delta z} \right  &lt; 15^\circ / m</math></p> $\frac{\delta \text{sphericity}}{\delta t} = -2.10^8 e^{\left( \frac{-6000}{T} \right)} \left  \frac{\delta T}{\delta z} \right ^{0.4}$ $\frac{\delta \text{size}}{\delta t} = 0$ <p style="text-align: right;">(Brun et al, 1992)</p>
		<p>3. <math>\left  \frac{\delta T}{\delta z} \right  &gt; 15^\circ / m</math></p> <p>3.1 <math>\text{sphericity} &gt; 0</math></p> $\frac{\delta \text{sphericity}}{\delta t} = -2.10^8 e^{\left( \frac{-6000}{T} \right)} \left  \frac{\delta T}{\delta z} \right ^{0.4}$ $\frac{\delta \text{size}}{\delta t} = 0$ <p style="text-align: right;">(Brun et al, 1992)</p> <p>3.2 <math>\text{sphericity} = 0</math></p> $\frac{\delta \text{sphericity}}{\delta t} = 0$ $\frac{\delta \text{size}}{\delta t} = f(T).h(\rho).g\left(\left  \frac{\delta T}{\delta z} \right \right).\phi$ <p style="text-align: right;">(Marbouty, 1980)</p>
<b>WET</b>	<b>Dendritic snow :</b>	<b>Non dendritic snow</b>
	$\frac{\delta \text{dendricity}}{\delta t} = -\frac{1}{16} \theta^3$ $\frac{\delta \text{sphericity}}{\delta t} = \frac{1}{16} \theta^3$ <p style="text-align: right;">(Brun et al, 1992)</p>	<p>1. <math>0 \leq \text{sphericity} &lt; 1</math></p> $\frac{\delta \text{size}}{\delta t} = 0$ $\frac{\delta \text{sphericity}}{\delta t} = \frac{1}{16} \theta^3$ <p style="text-align: right;">(Brun et al, 1992)</p> <p>2. <math>\text{sphericity} = 1</math></p> $\frac{\delta \text{sphericity}}{\delta t} = 0$ $\frac{\delta v}{\delta t} = v'_0 + v'_1 \theta^3$ <p style="text-align: right;">(Brun, 1989)</p>

qui décrivent l'évolution temporelle des propriétés morphologiques des grains de neige dans Crocus.

### 2.3.3 Diamètre optique dans Crocus avant ce travail

Les variables prognostiques qui représentent la microstructure de la neige dans Crocus (dendricité, sphéricité et taille) sont calculées à chaque pas de temps en utilisant les équations présentées dans la Table 2.4. Le diamètre optique,  $d_{\text{opt}}$ , est ensuite diagnostiqué à partir des valeurs de  $d$ ,  $s$  et  $g_s$ , afin de pouvoir estimer les propriétés optiques du manteau neigeux et notamment son albédo (voir Fig. 2.19). Dans Crocus, l'albédo est assimilé à celui des 2 premières couches de neige et il est calculé selon trois bandes spectrales (0.3 - 0.8  $\mu\text{m}$ , 0.8 - 1.5  $\mu\text{m}$  et 1.5 - 2.8  $\mu\text{m}$ ). Dans la première bande spectrale, l'albédo dépend de  $d_{\text{opt}}$  et de l'âge de la neige, représentant l'incorporation progressive d'impuretés. Dans les deux autres bandes spectrales, l'albédo ne dépend que de  $d_{\text{opt}}$ .

Le lien entre le diamètre optique et les propriétés morphologiques des grains a été établi empiriquement en mesurant, sur les mêmes échantillons de neige, à la fois  $d_{\text{opt}}$  (par méthode optique) et  $d$ ,  $s$  et  $g_s$  (par analyse d'images 2D, Lesaffre et al., 1998). Cela a permis de formuler deux équations dans lesquelles  $d_{\text{opt}}$  dépend de  $d$  et  $s$  dans le cas dendritique et de  $s$  et  $g_s$  dans le cas non-dendritique :

$$d_{\text{opt}} = \begin{cases} 10^{-4} [d + (1 - d) (4 - s)] \\ g_s \times s + (1 - s) \times \max(4 \cdot 10^{-4}, \frac{g_s}{2}) \end{cases} \quad (2.28)$$

où  $d_{\text{opt}}$  et  $g_s$  sont exprimés en m. Puisque le modèle calcule à chaque pas de temps les valeurs de  $d$ ,  $s$  et  $g_s$ , l'application de l'Eq. 2.28 et de l'Eq. 2.5 permet d'obtenir l'évolution temporelle de la SSA (voir Fig. 2.20).

La SSA calculée à partir de l'Eq. 2.28 a été utilisée dans le passé pour coupler Crocus avec des modèles qui simulent les propriétés électromagnétiques du manteau neigeux dans le domaine des microondes (Wiesmann et al., 2000; Brucker et al., 2011b; Toure et al., 2011). Elle a été utilisée également dans le cadre de comparaisons des résultats de Crocus avec l'estimation des propriétés physiques de la neige à partir de mesures par satellite (Fily et al., 1999; Lyapustin et al., 2009; Dumont et al., 2012a). Une comparaison entre les valeurs de SSA simulées par Crocus et des mesures de terrain obtenues au Col de Porte (France) avec l'instrument DUFISSE (voir Sect 3.1.1, Gallet et al., 2009) a été effectuée par Morin et al. (2013). Cette étude a permis d'évaluer l'estimation de la SSA à partir des variables microstructurales de Crocus et a montré que les profils de SSA simulés sont en général en bon accord avec les observations. Dans le cas de la neige humide, l'accord est généralement moins bon, d'une part à cause des hétérogénéités spatiales de la teneur en eau liquide au sein du manteau neigeux et d'autre part à cause du fait que Crocus ne simule pas de façon adéquate le diamètre optique des gros grains (Morin et al., 2013). Bien que ce problème soit important dans le cadre d'une simulation complète et satisfaisante de la microstructure de la neige, son impact est néanmoins négligeable en termes du bilan énergétique de surface, car l'albédo infrarouge est sensible surtout aux variations de SSA qui ont lieu dans la plage supérieure du domaine des valeurs possibles de SSA.

Le fait de considérer la SSA comme une variable diagnostique, estimée indirectement à partir d'autres variables prognostiques, constitue la limite principale de cette l'approche.

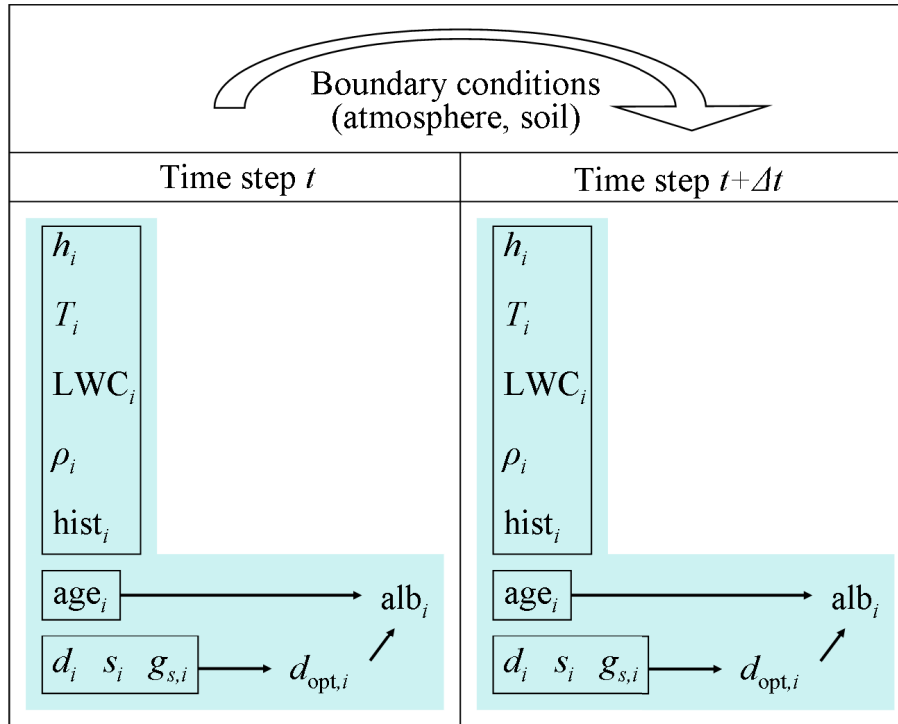


FIGURE 2.19 – Évolution temporelle des variables qui caractérisent les couches de neige dans Crocus. Chaque couche  $i$  est caractérisée par son épaisseur ( $h_i$ ), sa température ( $T_i$ ), sa teneur en eau liquide ( $LWC_i$ ), sa masse volumique ( $\rho_i$ ), son âge ( $age_i$ ) et par des grandeurs décrivant les grains de neige ( $d_i$ ,  $s_i$ ,  $g_{s,i}$  et  $hist_i$ , voir Sect. 2.3.2). Le diamètre optique ( $d_{opt}$ ) n'évolue pas explicitement au cours du temps, mais il est diagnostiqué à partir des valeurs de  $d$ ,  $s$  et  $g_s$ . Le diamètre optique et l'âge des couches permettent ensemble de calculer l'albédo de surface ( $alb_i$ ). Le passage au pas de temps suivant est effectué en appliquant des conditions aux limites aux interfaces neige/air et neige/sol et en résolvant le bilan d'énergie et de masse à l'intérieur du manteau neigeux. Des nouvelles valeurs de  $d$ ,  $s$  et  $g_s$  peuvent ainsi être calculées en utilisant les équations présentées dans la Table 2.4 et le cycle recommence.

Les erreurs dans les valeurs simulées de SSA, en fait, résultent de la combinaison des erreurs dans les paramétrisations des variables microstructurales et des erreurs commises sur l'évolution de ces dernières en fonction des conditions physiques du manteau neigeux (forçage météorologique, bilan d'énergie de surface, etc.). Afin d'améliorer la description de la SSA, il serait donc nécessaire d'améliorer tant les relations reliant la SSA aux variables microstructurales (Eq. 2.28) que les lois de métamorphisme décrivant l'évolution de ces variables (Table 2.4). Cependant, comme Morin et al. (2013) l'ont souligné, “none of these options are worth the effort, because in any case  $d$ ,  $s$  and  $g_s$  are snow descriptors which can neither be measured readily in the field nor linked objectively to relevant snow properties.” Une approche différente pour décrire la microstructure consiste à s'affranchir des variables semi-empiriques et à transformer la SSA en variable prognostique, évoluant explicitement au cours du temps. Cette approche est décrite en détail dans le Chapitre 4.

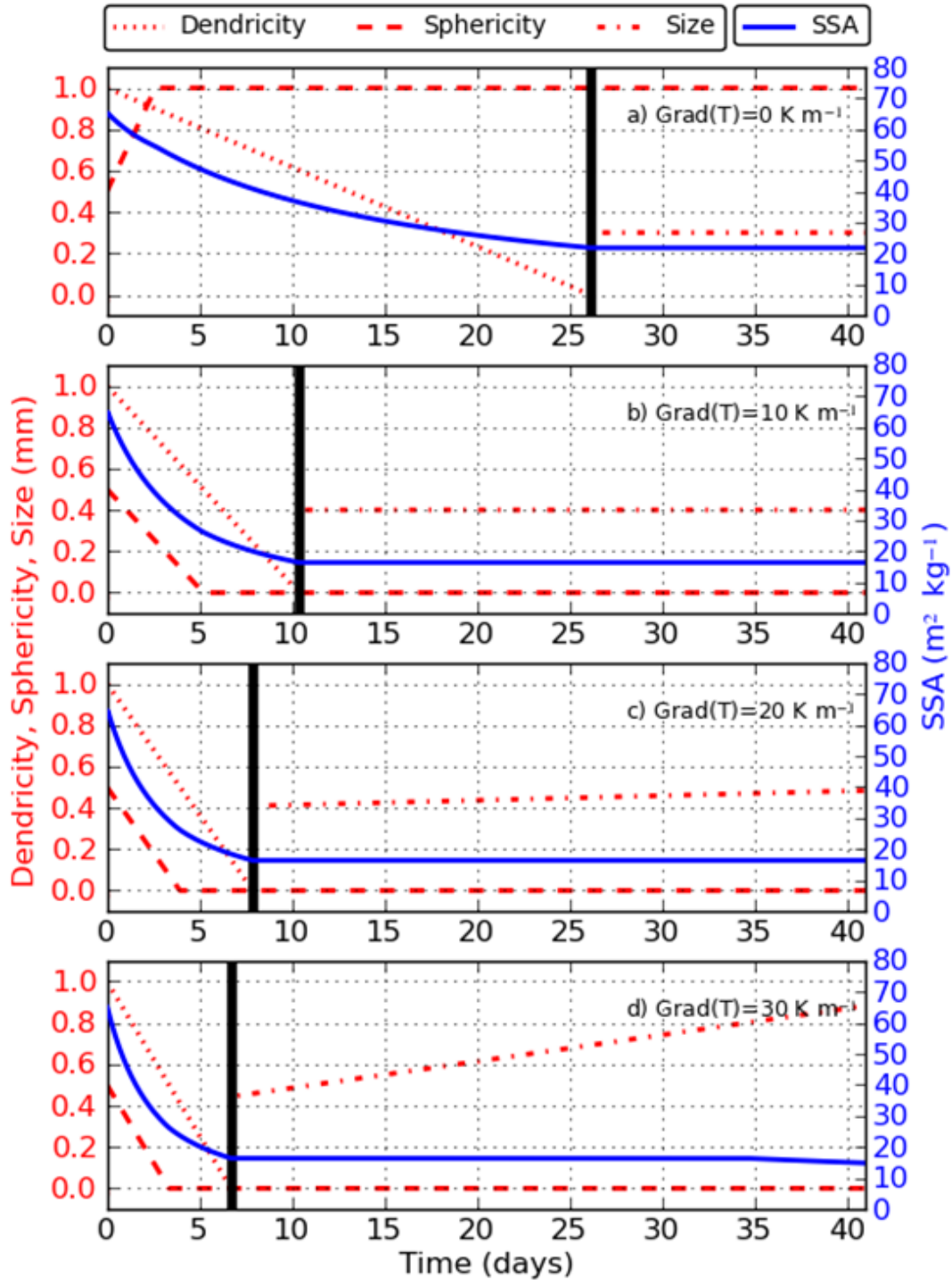


FIGURE 2.20 – Évolution au cours du temps de la dendricité, de la sphéricité et de la taille, trois variables caractérisant les grains de neige dans le modèle Crocus, et de la SSA, déterminée à partir de ces trois variables en utilisant les Eqs. 2.28 et 2.5. Les simulations ont été réalisées pour une température constante ( $-5^{\circ}\text{C}$ ) et des conditions de gradient de température variables (entre 0 et  $30\text{ K m}^{-1}$ ). Les lignes noires verticales indiquent la transition de l'état dendritique à l'état non-dendritique de la microstructure de la neige. Image tirée de Morin et al. (2013).

# Chapitre 3

## Mesures de terrain

Ce chapitre est entièrement dévolu aux mesures de terrain et notamment aux mesures de la surface spécifique de la neige. Dans une première partie, nous présentons les instruments que nous avons utilisés, nous décrivons leurs potentialités et leurs limites et nous explorons les possibilités de comparer les données acquises à l'aide de ces instruments. Ensuite, nous présentons les deux principales campagnes de terrain qui forment la matière première de ce travail de thèse. Ces campagnes, qui ont eu lieu en 2011 à Summit (Groenland) et en 2011/2012 au Col de Porte (France), nous ont permis d'acquérir un riche jeu de données qui a été indispensable pour évaluer le nouveau schéma de métamorphisme implémenté dans Crocus (voir Chapitre 4) et pour tester le lien entre microstructure de la neige et albédo (voir Chapitre 5). Les stratégies adoptées lors de ces campagnes et les principaux résultats obtenus sont décrits dans cette deuxième section. Enfin, nous faisons un bref bilan général sur les méthodes et les protocoles de mesure de la surface spécifique.

### 3.1 Instruments

#### 3.1.1 DUFIS (DUal Frequency Integrating Sphere for Snow SSA measurement)

Dans la Sect. 2.1.2 on a vu que les propriétés électromagnétiques de la neige sont corrélées à sa surface spécifique (Giddings and LaChapelle, 1961; Wiscombe and Warren, 1980; Grenfell et al., 1994). En particulier, Domine et al. (2006) ont confirmé, à partir de mesures simultanées d'albédo et de SSA dans différents types de neige, que la SSA est la principale variable physique qui détermine les variations de la réflectance de la neige dans le proche infrarouge (voir Fig. 3.1). De plus, ces auteurs ont trouvé que la forme de grains n'impacte pas la corrélation SSA/albédo de manière détectable. D'autres études ont confirmé ces résultats (Matzl and Schneebeli, 2006; Painter et al., 2006). En simulant l'albédo de la neige dans le proche infrarouge avec un modèle de lancer de rayons, Picard et al. (2009) ont montré que du point de vue théorique la forme de grains peut induire une variation d'environ  $\pm 20\%$  dans la détermination de la SSA à partir de mesures d'albédo. Cependant, puisque la neige naturelle n'est pas constituée de cristaux de même forme, mais plutôt d'un mélange de formes différentes, cette incertitude est en pratique beaucoup plus basse. Il est donc possible d'estimer la SSA de la neige à partir de la réflectance dans le proche infrarouge. Ce principe de mesure est exploité par plusieurs instruments.

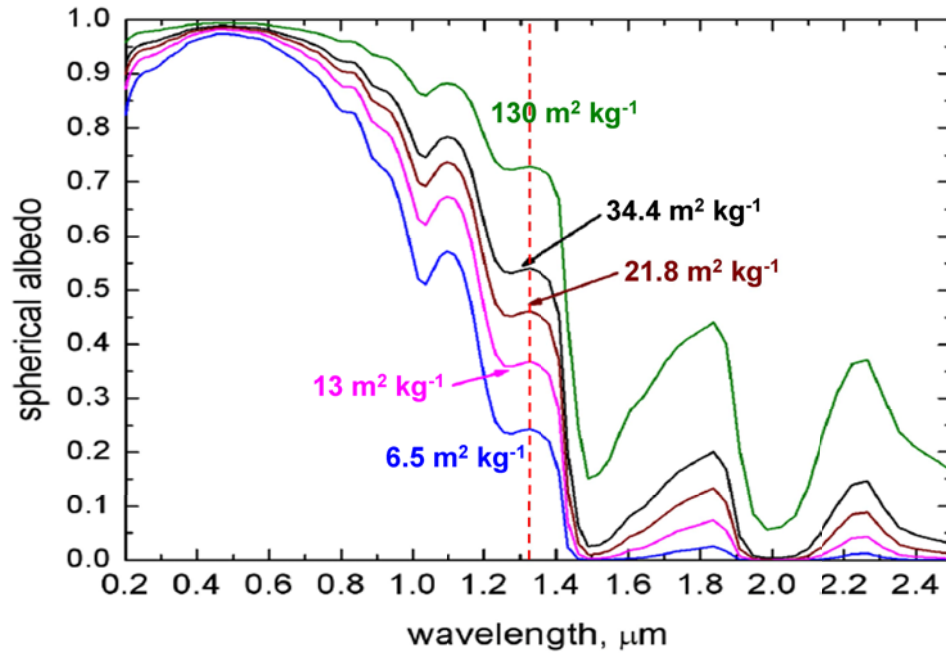


FIGURE 3.1 – Albédo spectral de la neige calculé pour 5 valeurs de SSA. Le ligne rouge verticale correspond à la longueur d’onde où l’impact de la SSA sur l’albédo est le plus fort (environ 1310 nm). Figure tirée de Domine et al. (2008).

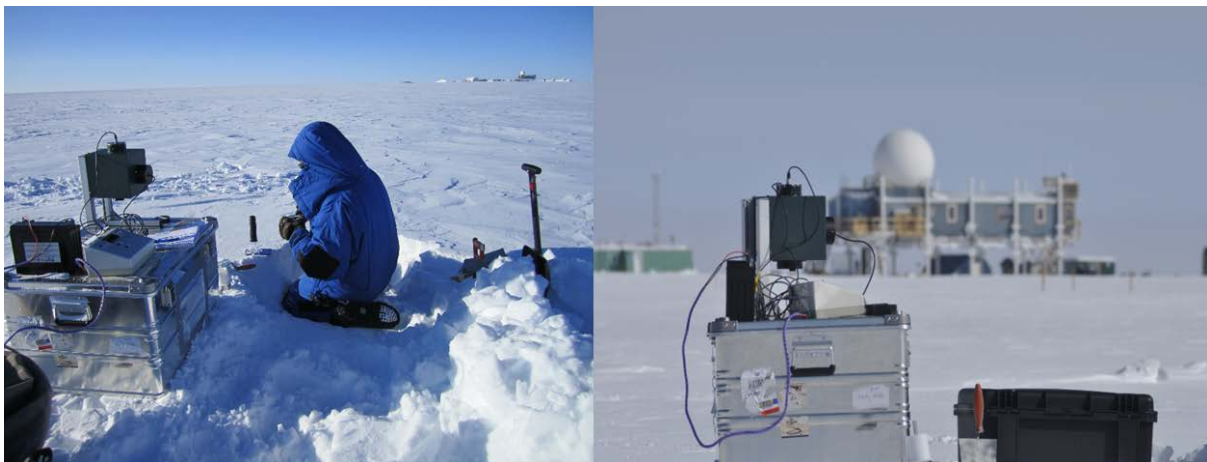


FIGURE 3.2 – Mesures de la SSA de la neige avec l’instrument DUFISSS. Les deux photos ont été prises à Summit en mai 2011.

L’instrument DUFISSS (DUal Frequency Integrating Sphere for Snow SSA measurement, Gallet et al., 2009) permet d’obtenir la SSA d’un échantillon de neige à partir de la mesure de sa réflectance dans le proche infrarouge (voir Fig. 3.2). L’échantillon de neige doit être prélevé à l’aide d’un carottier et inséré à l’intérieur d’un porte-échantillon cylindrique de 6.3 cm de diamètre et 3 cm d’épaisseur. La procédure de préparation de l’échantillon est assez délicate et est décrite dans la Sect. 5.3.1. Une fois préparé,



l'échantillon est illuminé par un faisceau laser collimaté à 1310 nm provenant d'une diode laser. La lumière réfléchiée par la neige est ensuite collectée, via une sphère intégrante, par une photodiode InGaAs. L'instrument enregistre ainsi un signal en mV, qui doit être converti en réflectance à l'aide d'une calibration. La courbe de calibration signal/réflectance est obtenue en utilisant 6 standards dont on connaît la réflectance en % et dont on mesure le signal en mV. La réflectance de l'échantillon de neige est enfin convertie en SSA en utilisant des courbes de calibration réflectance/SSA. Ces courbes ont été obtenues en mesurant, pour différents types de neige, la réflectance avec DUFISSS et la SSA avec la méthode de l'absorption du méthane (voir Sect. 2.1.2). Les mesures de réflectance effectuées avec DUFISSS sont sujettes à des artefacts de mesure, car la lumière réfléchiée par les grains situés plus en profondeur dans le porte-échantillon a une plus faible probabilité de s'enfuir (son champ de vision étant plus réduit). De plus, dans les neiges peu denses la lumière peut pénétrer jusqu'au fond du porte-échantillon, où elle est absorbée. Pour quantifier et corriger ces effets, Gallet et al. (2009) ont calculé la réflectance avec le modèle de transfert radiatif DISORT (Stamnes et al., 1988). Ceci a permis d'une part d'investiguer les conditions dans lesquelles les mesures étaient valides et d'autre part de déterminer comment préparer les échantillons pour limiter les artefacts (en particulier, comment tasser les échantillons de neige légère pour augmenter leur épaisseur optique). Du fait que la longueur de pénétration de la lumière à 1310 nm est de l'ordre du cm, la SSA mesurée par DUFISSS peut être considérée comme une moyenne pondérée de la SSA de l'échantillon de neige sur une profondeur d'1 cm. L'incertitude des mesures est estimée autour de 10%. La Fig. 3.3 montre le principe de fonctionnement de DUFISSS et deux profils verticaux de SSA obtenus en utilisant cet instrument.

L'algorithme qui permet de passer des mesures brutes en mV aux valeurs finales de SSA a été décrit par Gallet et al. (2009). Vu la grande quantité de mesures acquises pendant cette thèse, pour simplifier et automatiser le traitement de données nous avons recodé cet algorithme dans le langage Python. Le programme procède en trois étapes. Dans un premier temps, on calcule les valeurs de  $f$ ,  $w$  et  $n$  (qui représentent respectivement la fraction de photons collimatés, l'albédo de la sphère et son facteur d'amplification) permettant d'ajuster la courbe signal/réflectance de la photodiode pour les 6 standards. L'ajustement de cette courbe s'effectue en minimisant le résidu de la régression. Ensuite, une fois les valeurs de  $f$ ,  $w$  et  $n$  connues, on peut calculer la réflectance à partir de chaque mesure en mV. Enfin, la dérivation de la SSA est basée sur des courbes de calibration réflectance/SSA. Les coefficients du polynôme de degré 6 qui permet d'obtenir la SSA en fonction de la réflectance sont calculés pour différentes valeurs de  $f$  et  $w$  et pour un intervalle de SSA entre 2 et 260  $\text{m}^2 \text{kg}^{-1}$ .

Lors de l'utilisation de l'instrument DUFISSS pendant nos campagnes de mesures, nous avons rencontré deux problèmes principaux. Tout d'abord, nous nous sommes aperçus que le bruit de fond ou bruit blanc (i.e. le signal obtenu avec la diode laser éteinte) n'était pas pris en compte dans certaines équations. Ce bruit a un impact sur  $f$  et sur  $n$  et intervient donc dans l'équation reliant le signal à la réflectance. Si on rajoute le bruit blanc dans les équations, l'erreur totale algébrique est de 5%. En d'autres termes, si on n'a pas tenu compte de ce bruit on commet une erreur qui correspond à la moitié de la précision de la mesure de DUFISSS (10%). Cela nous a obligé à corriger toutes les mesures de SSA effectuées précédemment.

Le deuxième problème concerne l'utilisation de la diode laser à 1550 nm. En effet,

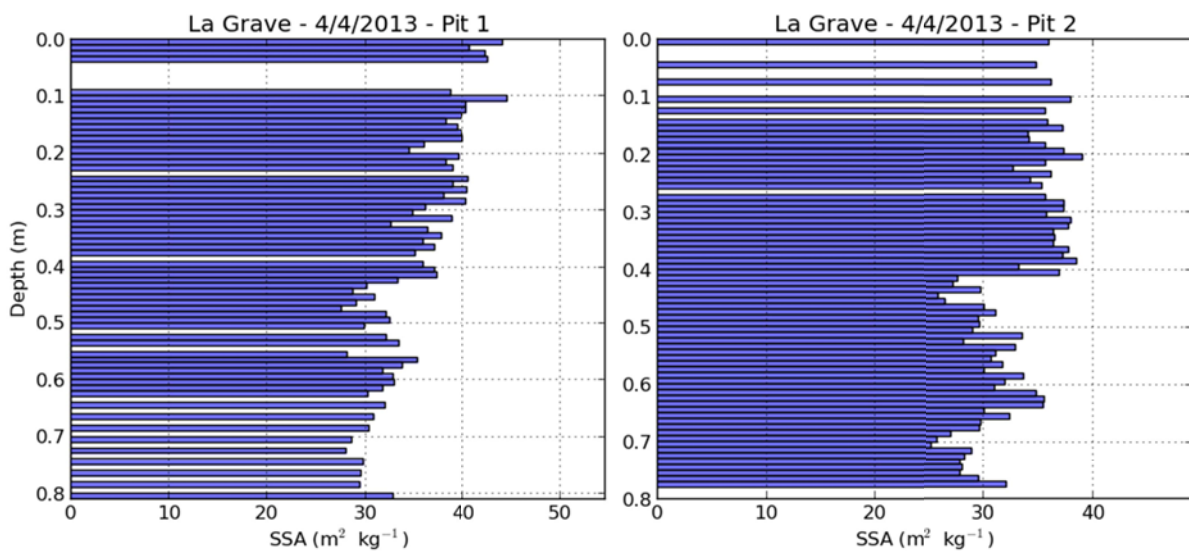
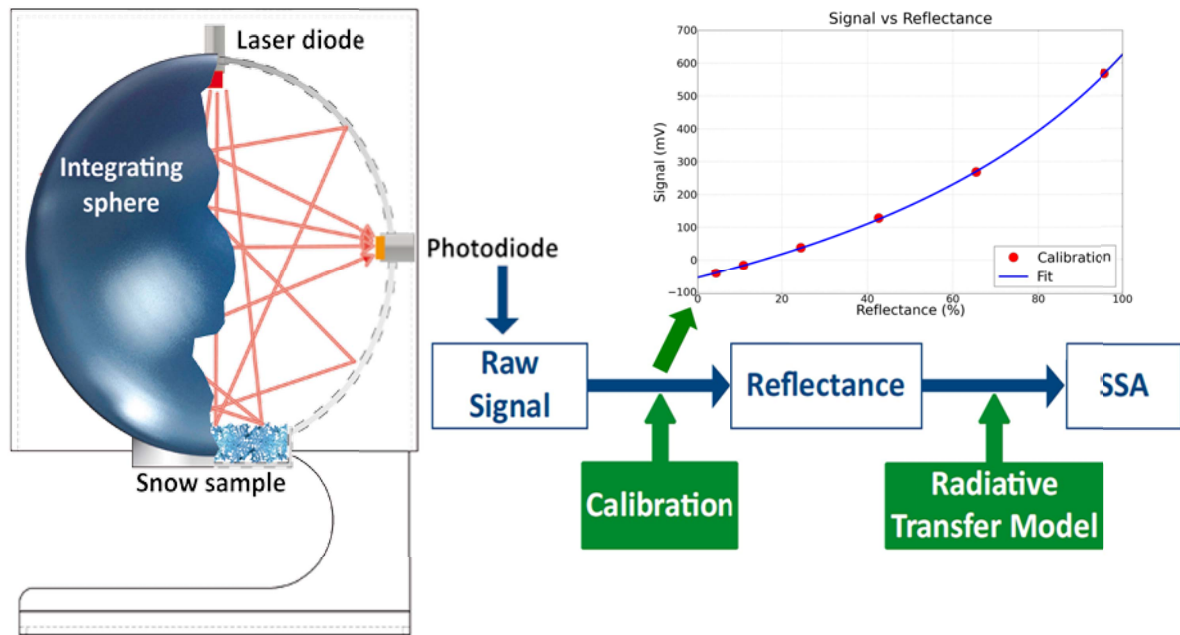


FIGURE 3.3 – En haut : le principe de fonctionnement de DUFISSS. En bas : deux profils verticaux de SSA jusqu'à 80 cm de profondeur obtenus en utilisant DUFISSS à La Grave (France) le 4 avril 2013.

DUFISSS peut fonctionner avec une diode à 1310 nm et avec une diode à 1550 nm, qui permet de sonder les propriétés d'une fine couche de surface (la profondeur de pénétration de la lumière à cette longueur d'onde étant d'environ 1 mm). Puisque cette couche de surface influence grandement les propriétés électromagnétiques de la neige, il aurait été particulièrement intéressant d'utiliser la diode à 1550 nm dans le cadre de notre campagne à Summit (voir Sect. 3.2.1). Cependant, nous nous sommes aperçus lors de cette campagne que les deux diodes à 1550 nm dont on disposait n'étaient pas stables en fréquence. En particulier, aux basses températures les fréquences subissaient des fluctuations de 2 à 5

nm au bout de quelques heures (voir Fig. 3.4). L'albédo de la neige dépendant fortement de la fréquence autour de 1550 nm, cela nous a empêché d'obtenir des valeurs fiables de réflectance. Finalement, nous n'avons donc pas pu remonter à la SSA du premier mm de neige de surface en nous servant des diodes à 1550 nm.

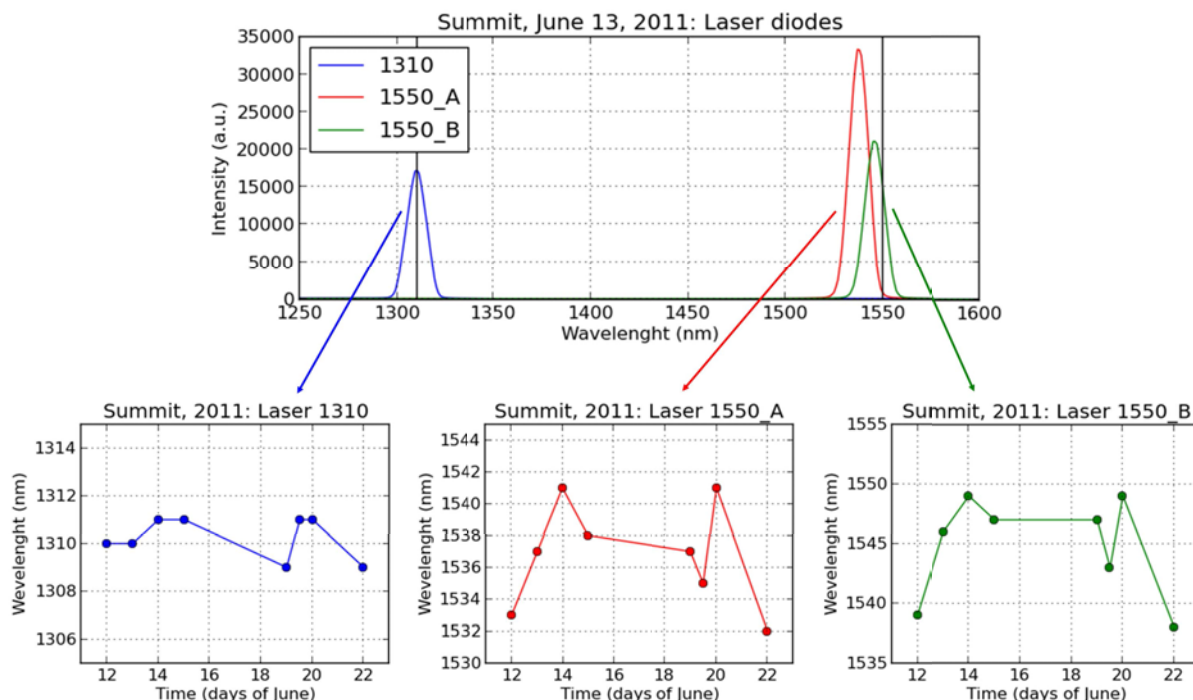


FIGURE 3.4 – Fréquences des diodes laser de DUFISSS mesurées à Summit en juin 2011. La fréquence de la diode à 1310 nm (en bleue) oscille entre 1309 et 1311 nm, alors que celles des diodes à 1550 nm varient entre 1532 et 1541 nm (en rouge) et entre 1538 et 1549 nm (en vert). Ces mesures ont été effectuées en utilisant un spectroradiomètre ASD (voir Sect 3.2.1 et 5.3.1).

### 3.1.2 ASSSAP (Alpine Snowpack Specific Surface Area Profiler)

L'instrument ASSSAP (Alpine Snowpack Specific Surface Area Profiler) a été conçu et développé au Laboratoire de Glaciologie et Géophysique de l'Environnement de Grenoble (LGGE) par L. Arnaud, G. Picard, N. Champollion et E. Lefebvre. Il s'agit de la version allégée de l'instrument POSSSUM (Arnaud et al., 2011), lequel est adapté à l'étude des calottes polaires et permet d'obtenir des profils de SSA jusqu'à 20 m de profondeur. ASSSAP, au contraire, a été pensé pour les manteaux saisonniers. La profondeur maximum que l'on peut atteindre en une passe avec cet instrument est d'environ 1 m, avec une résolution verticale du cm pour les mesures de SSA.

Contrairement à DUFISSS, pour lequel chaque échantillon de neige doit être préalablement prélevé, ASSSAP s'insère directement dans un trou cylindrique creusé dans le manteau neigeux à l'aide d'un carottier. Ce carottier en plexiglas est équipé avec des dents en

métal pour pouvoir s'enfoncer plus facilement. Si la neige est assez tendre il est possible d'enfoncer la carottier juste en s'appuyant dessus (voir Fig. 3.5b), alors que dans des neiges plus dures on peut se servir d'un manche en bois pour le faire tourner (voir Fig. 3.5a). La neige à l'intérieur du carottier est d'abord compactée à l'aide d'un tasseur et ensuite extraite pour libérer le trou (voir Fig. 3.5c).

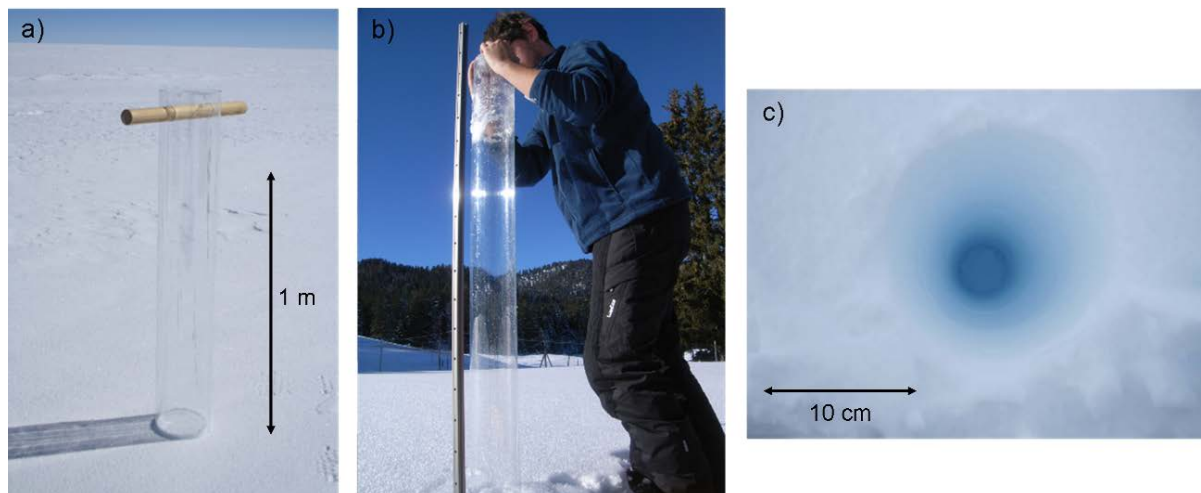


FIGURE 3.5 – Carottier utilisé pour creuser le trou cylindrique dans lequel on insère l'instrument ASSSAP. a) Le carottier avec son manche en bois à Summit en mai 2011. b) Enfoncement du carottier au Col de Porte en février 2012. c) Vue d'en haut d'un trou libéré de la neige.

Une fois le trou creusé, on y insère un guide sur lequel ASSSAP peut glisser verticalement. L'opérateur fait descendre l'instrument à la main, à une vitesse d'environ  $1 \text{ cm s}^{-1}$ , en se servant d'une corde. Quant on arrive au fond du trou, on remonte ASSSAP à la même vitesse. Cela permet d'obtenir deux profils verticaux de SSA, l'un pour la descente et l'autre pour la montée, qui sont en général très similaires.

Deux versions d'ASSSAP ont été développées. La première, ASSSAP-1, est équipée d'une poulie qui permet de faire glisser verticalement l'instrument et qui enregistre au même temps la profondeur à laquelle il se trouve. Puisque ce système n'est pas très stable lors de l'acquisition (l'opérateur ayant tendance à tirer vers lui l'instrument), pour que ASSSAP-1 soit toujours bien aligné verticalement on l'haubane à la neige avec trois cordes. Nous avons utilisé ASSSAP-1 pendant la campagne à Summit en 2011. La deuxième version, ASSSAP-2, dispose d'un seul câble qui alimente l'instrument, enregistre les données et permet de faire glisser le système dans le trou. La poulie est remplacée par une roue, fixée à l'instrument, qui tourne le long du guide et enregistre ainsi la profondeur. L'absence de la poulie rend ASSSAP-2 plus stable que ASSSAP-1, ce qui permet de ne pas haubaner le système. ASSSAP-2, en plus d'être plus léger et plus facile à utiliser, dispose aussi d'un écran d'affichage qui montre en temps réel les mesures acquises au cours du temps. Nous avons utilisé ASSSAP-2 pendant la campagne au Col de Porte en 2011/2012.

Mis à part les différences dans la mise en œuvre et dans la partie électronique, les deux versions d'ASSSAP fonctionnent exactement de la même manière. ASSSAP se base

sur le même principe que celui de DUFISSS et mesure la SSA à partir de la réflectance de la neige dans le proche infrarouge. Une diode laser à 1310 nm pointe horizontalement vers la paroi du trou et la lumière réfléchiée par la neige est collectée par 6 photodiodes InGaAs, positionnées à trois angles zénithaux ( $20^\circ$ ,  $30^\circ$  et  $40^\circ$ ) en dessus et au-dessous de la zone de mesure (voir Fig. 3.6).

Dans de la neige avec faible cohésion, la paroi verticale du trou est parfois irrégulière. La variation de distance entre la neige et le système optique de l'instrument doit donc être corrigée afin de garantir une bonne précision dans les mesures. Cette opération est effectuée avec un deuxième laser opérant à 808 nm, longueur d'onde à laquelle la réflectance est moins sensible à la SSA tout en restant indépendante de la quantité d'impuretés dans la neige. L'algorithme pour remonter aux valeurs de SSA comprend donc plusieurs étapes. Tout d'abord, une calibration avec des standards permet de convertir les valeurs de voltage en mesures de réflectance bidirectionnelle. Ensuite, on applique la correction de distance obtenue avec le laser à 808 nm pour corriger les valeurs de réflectance, qui sont intégrées et converties en réflectances hémisphériques. Enfin, une formulation théorique basée sur la solution de l'équation du transfert radiatif permet de remonter au profil vertical de SSA avec une incertitude de 10% sur les mesures. Du fait qu'ASSSAP acquiert une mesure toutes les 0.1 secondes, si la vitesse de descente de l'instrument est maintenue autour de  $1 \text{ cm s}^{-1}$ , on obtient une mesure tous les mm. Cependant, le diamètre de la tache lumineuse du faisceau laser à 1310 nm, et donc la résolution verticale des mesures, est d'1 cm.

Les données enregistrées par ASSSAP peuvent être traitées avec un logiciel créé spécifiquement par les concepteurs de l'instrument. Ce logiciel permet de visualiser les mesures avec des options différentes (afficher seulement la montée ou à la descente, montrer ou ne pas montrer l'effet de correction de distance, etc.) et d'examiner la réponse de chaque photodiode individuellement. De plus, les mesures peuvent être commentées et classifiées selon des critères de qualité. Le logiciel permet aussi de choisir la meilleure calibration signal/réflectance. Si, en fait, on ne dispose pas d'une calibration effectuée le même jour des mesures, on peut choisir une calibration faite dans des conditions similaires, par exemple à des températures proches de celles mesurées sur le terrain.

ASSSAP peut fonctionner en "mode profileur", comme décrit ci-dessus, ou bien en "mode échantillon", en prélevant des échantillons et en les approchant de l'instrument à la manière de DUFISSS. Il existe aussi une troisième façon d'utiliser ASSSAP, qui est le "mode horizontal". Ceci consiste à fixer le guide horizontalement avec des piquets et à faire glisser l'instrument, positionné à quelques cm de la surface, de la gauche vers la droite et puis de la droite vers la gauche. On peut ainsi obtenir deux mesures de la variabilité spatiale de la SSA du premier cm de neige (voir Fig. 3.7).

ASSSAP permet d'acquérir rapidement un grand nombre de mesures de SSA. En effet, il s'agit de l'instrument le plus rapide dont on dispose aujourd'hui pour mesurer la SSA sur le terrain. Cependant, il est encore en phase de développement et il présente quelques potentiels d'amélioration. Tout d'abord, la lumière solaire peut pénétrer dans le trou et perturber les mesures de réflectance. Les premiers 5 à 10 cm à partir de la surface sont souvent fortement perturbés par la pénétration du rayonnement solaire, ce qui se traduit par des valeurs irréalistes de SSA. Une solution consiste à masquer le trou avec des caches en cartons (voir Fig. 3.8). En outre, pour avoir des valeurs fiables de SSA dans les premiers centimètres, il est nécessaire de mesurer toujours la SSA de

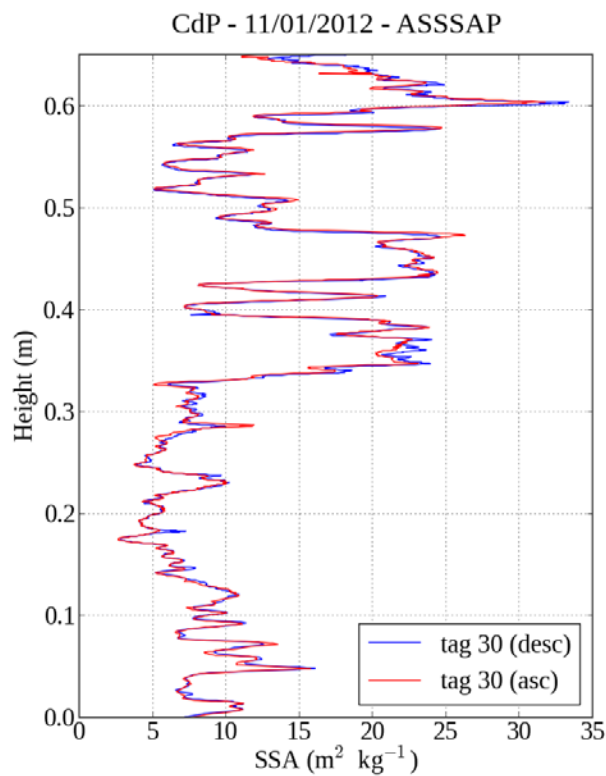
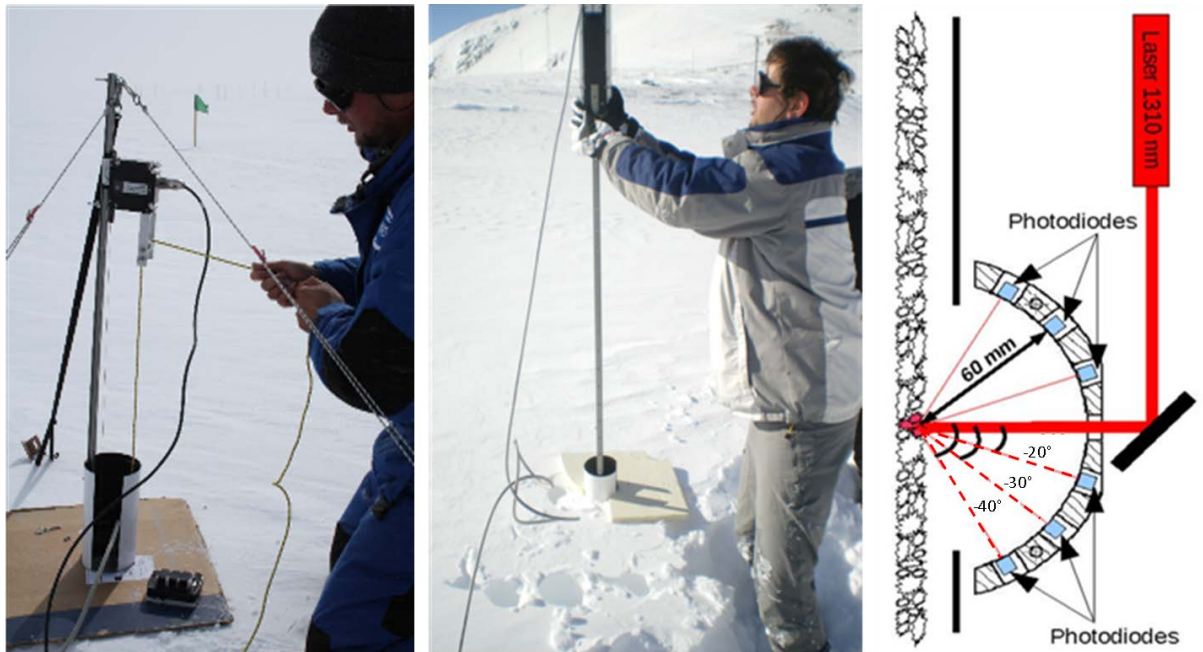


FIGURE 3.6 – L’instrument ASSSAP. En haut : mesures de SSA à Summit en mai 2011 avec la version ASSSAP-1 ; mesures de SSA au Col du Lac Blanc (France) en février 2012 avec la version ASSSAP-2 ; principe de fonctionnement de la partie optique d’ASSSAP. En bas : deux profils verticaux de SSA obtenus au Col de Porte lors de la descente (en bleue) et la montée (en rouge) de l’instrument dans le même trou vertical.

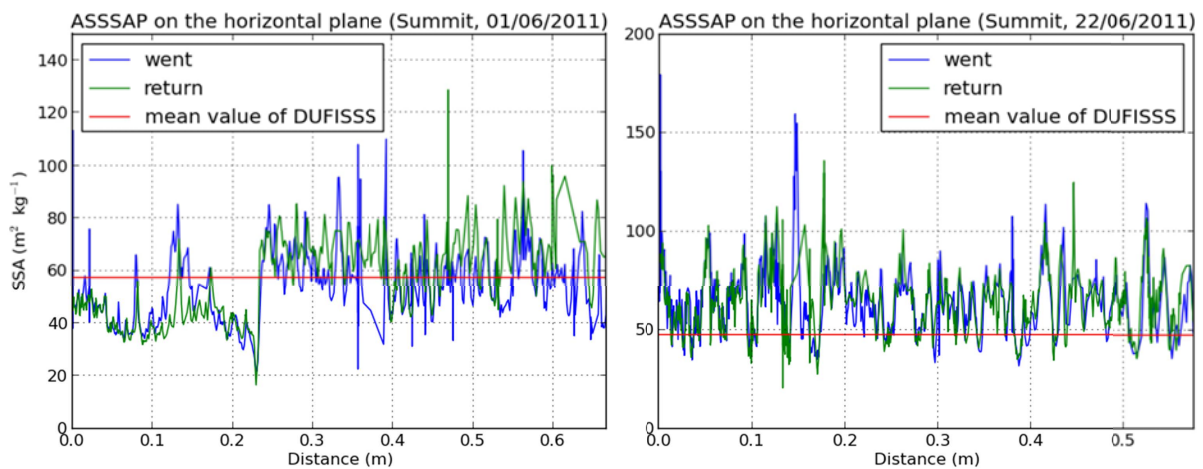


FIGURE 3.7 – Mesures de SSA à Summit avec ASSSAP en mode horizontal. En haut : mise en œuvre de l'instrument, avec la bache qui protège du rayonnement solaire. En bas : résultats des mesures du 1 et du 22 juin 2011, qui montrent une grande variabilité spatiale. Les lignes rouges représentent des mesures ponctuelles de la SSA de surface effectuées avec DUFISSS.

surface avec ASSSAP en mode échantillon ou en mode horizontal. Un autre problème rencontré avec ASSSAP concerne l'écart entre les mesures obtenues en mode profileur, celles obtenues en mode échantillon et celles obtenues avec DUFISSS. La Fig. 3.9 montre une comparaison entre mesures de SSA effectuées avec différents instruments. Dans la Fig. 3.9a, trois profils verticaux de SSA obtenus à Summit sont présentés. Les mesures de ASSSAP en mode échantillon (en bleu) sont cohérentes avec celles de ASSSAP en mode profileur (en noir), mais les mesures de DUFISSS (en vert) sont systématiquement plus basses : même si ASSSAP en mode échantillon montre le même comportement que DUFISSS, l'écart entre les deux varie entre 7 et 10  $\text{m}^2 \text{kg}^{-1}$  le long du profil. Il faut noter que ces mesures ont été faites exactement au même endroit et en moins d'une heure, en passant les mêmes échantillons d'abord sous DUFISSS et ensuite sous ASSSAP. Des tests effectués au Centre d'Études de la Neige (CEN) ont confirmé ces résultats. Le 12 avril

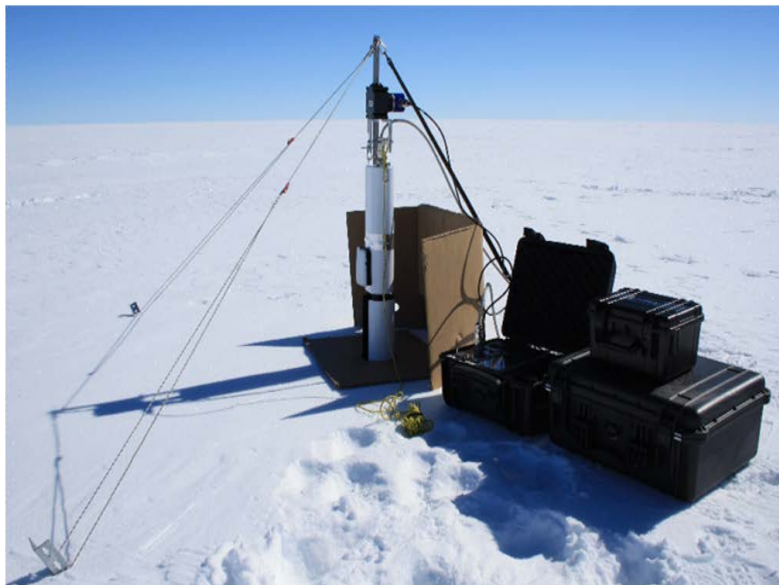
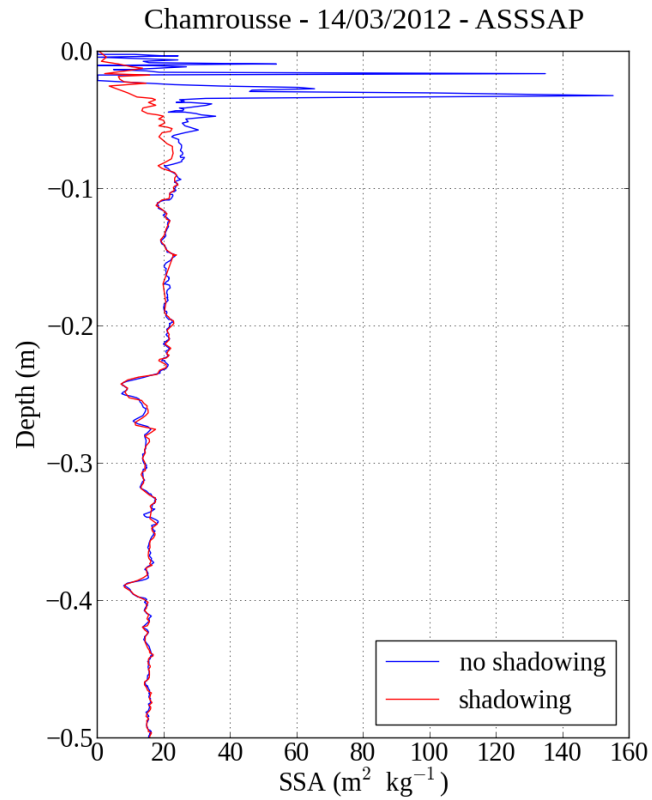


FIGURE 3.8 – Impact du rayonnement solaire sur les mesures de SSA de surface effectuées avec ASSSAP en mode profileur. En haut : deux profils verticaux de SSA obtenus sans (en bleu) et avec (en rouge) des masques en carton. Dans le premier cas les valeurs de SSA dans les 8 premiers cm sont visiblement trop hautes. En bas : la mise en œuvre de ASSSAP-1 à Summit, où les caches en carton protègent non pas seulement de la lumière solaire mais aussi du vent qui peut affecter les mesures en transportant de la neige dans le trou.



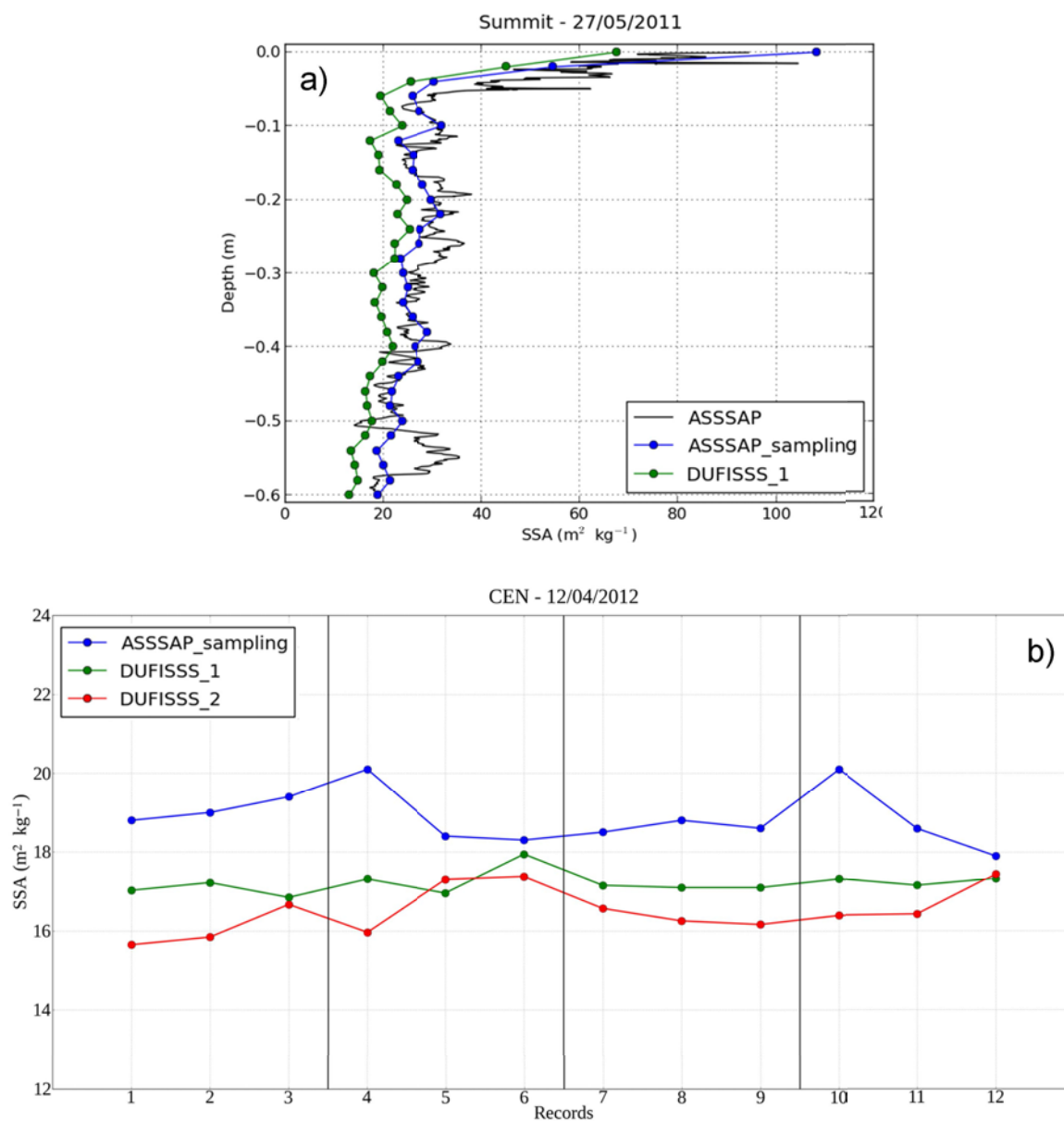


FIGURE 3.9 – Comparaison entre différentes mesures de SSA à Summit (a) et en chambre froide (b). Voir le texte pour plus d'information.

2012, en particulier, nous avons comparé les mesures de ASSSAP avec celles de deux versions de DUFISSS dans la chambre froide du CEN à  $-5^{\circ}\text{C}$ . La neige utilisée pendant cette expérience était entièrement constituée de grains fins de masse volumique autour de  $300\text{ kg m}^{-3}$ . Nous avons prélevé au total 4 échantillons. Chaque échantillon a été mesuré avec ASSSAP et les deux instruments DUFISSS et cette opération a été répétée trois fois pour chaque échantillon (voir Fig. 3.9b). En termes de SSA, l'écart entre les mesures des deux instruments DUFISSS ne dépasse jamais 10%, l'écart moyen étant autour de 6%. ASSSAP, par contre, donne systématiquement des valeurs plus hautes. La différence maximale entre ASSSAP et les DUFISSS est de  $\sim 25\%$ .

Des mesures effectuées dans le manteau neigeux saisonnier du Col de Porte en février 2012 ne semblent pas aller dans la même direction. La Fig. 3.10 montre que, dans ce cas, l'accord entre DUFISSS (en vert) et ASSSAP en mode échantillon (en violet) est très bon. Pour les deux dates pour lesquelles on dispose de mesures couplées DUFISSS-ASSSAP, on trouve des coefficients de corrélation de 0.92 et 0.97, avec un écart quadratique moyen de 2.8 et 1 m<sup>2</sup> kg<sup>-1</sup>. De plus, les valeurs obtenues avec ASSSAP en mode horizontal (en bleu clair) sont, elles aussi, assez proches de celles obtenues avec DUFISSS et ASSSAP en mode échantillon. L'écart avec ASSSAP en mode profileur est plus important, mais il n'apparaît pas systématiquement comme à Summit.

Comment expliquer les résultats de la Fig. 3.9 et de la Fig. 3.10 ? Ces résultats ont été obtenus dans des conditions très différentes (en chambre froide, dans un manteau saisonnier au Col De Porte et sur la calotte groenlandaise à Summit) et pour les interpréter on peut invoquer plusieurs phénomènes. Malheureusement, aucun d'entre eux ne semble capable de rendre compte de toutes les différences observées. Par exemple, on peut imaginer que l'écart entre DUFISSS et ASSSAP en mode profileur à Summit est dû au fait que le carottier de ASSSAP casse les grains de neige lorsqu'il est enfoncé et augmente ainsi artificiellement la SSA. Les hautes valeurs de SSA mesurées avec ASSSAP à Summit peuvent aussi être une conséquence de la condensation solide de la vapeur d'eau sur les froides parois en métal de l'instrument. Ces phénomènes, cependant, n'expliquent pas l'écart entre DUFISSS et ASSSAP en mode échantillon. Cet écart ne peut pas dépendre de la correction de distance opérée par ASSSAP, car dans le mode échantillon elle n'intervient pas. Puisque DUFISSS et ASSSAP ont été soigneusement calibrés tous les jours pendant la campagne à Summit, les différences ne proviennent pas non plus de la mauvaise qualité des calibrations. Si au lieu de regarder les valeurs de SSA on regarde celles de réflectance, on s'aperçoit que l'accord entre DUFISSS et ASSSAP en mode échantillon est généralement meilleur. Il pourrait donc y avoir une erreur dans l'algorithme qui permet d'estimer la SSA à partir de la réflectance. Mais cela ne semble plus vrai si on regarde les résultats du Col de Porte, où les valeurs de SSA de DUFISSS et de ASSSAP en mode échantillon sont assez cohérentes. Bref, le désaccord entre les mesures de ces instruments n'est pas encore complètement éclairé. En particulier, l'écart systématique entre DUFISSS et ASSSAP en mode échantillon, qui apparaît dans tous nos profils à Summit, qui semble confirmé par l'inter-comparaison effectuée en chambre froide mais qui n'a pas été observé au Col de Porte, reste pour l'instant inexpliqué.

### 3.1.3 SMP (Snow Micro Pen)

Le micro-pénétrömètre appelé Snow Micro Pen (SMP, Schneebeli et al., 1999) consiste en une petite pointe de forme conique (5 mm de diamètre et 60° d'angle). Cette pointe est connectée à un transducteur de force à haute résolution, situé à l'intérieur d'un cône et d'une longue tige (16 mm de diamètre et environ 1 m de longueur). Le transducteur peut mesurer des forces entre 0 et 500 N avec une résolution de 0.01 N. Cependant, pour ne pas endommager la pointe, assez délicate, un seuil de 41 N est fixé, au delà duquel l'instrument s'arrête automatiquement. Le système pointe-cône-tige est mis en mouvement, à travers une roue dentée, par un moteur qui assure une vitesse de descente constante (20 mm s<sup>-1</sup>). La force exercée par les couches de neige sur la pointe lors de la descente de l'instrument est enregistrée sur une carte SD à l'intérieur d'un boîtier

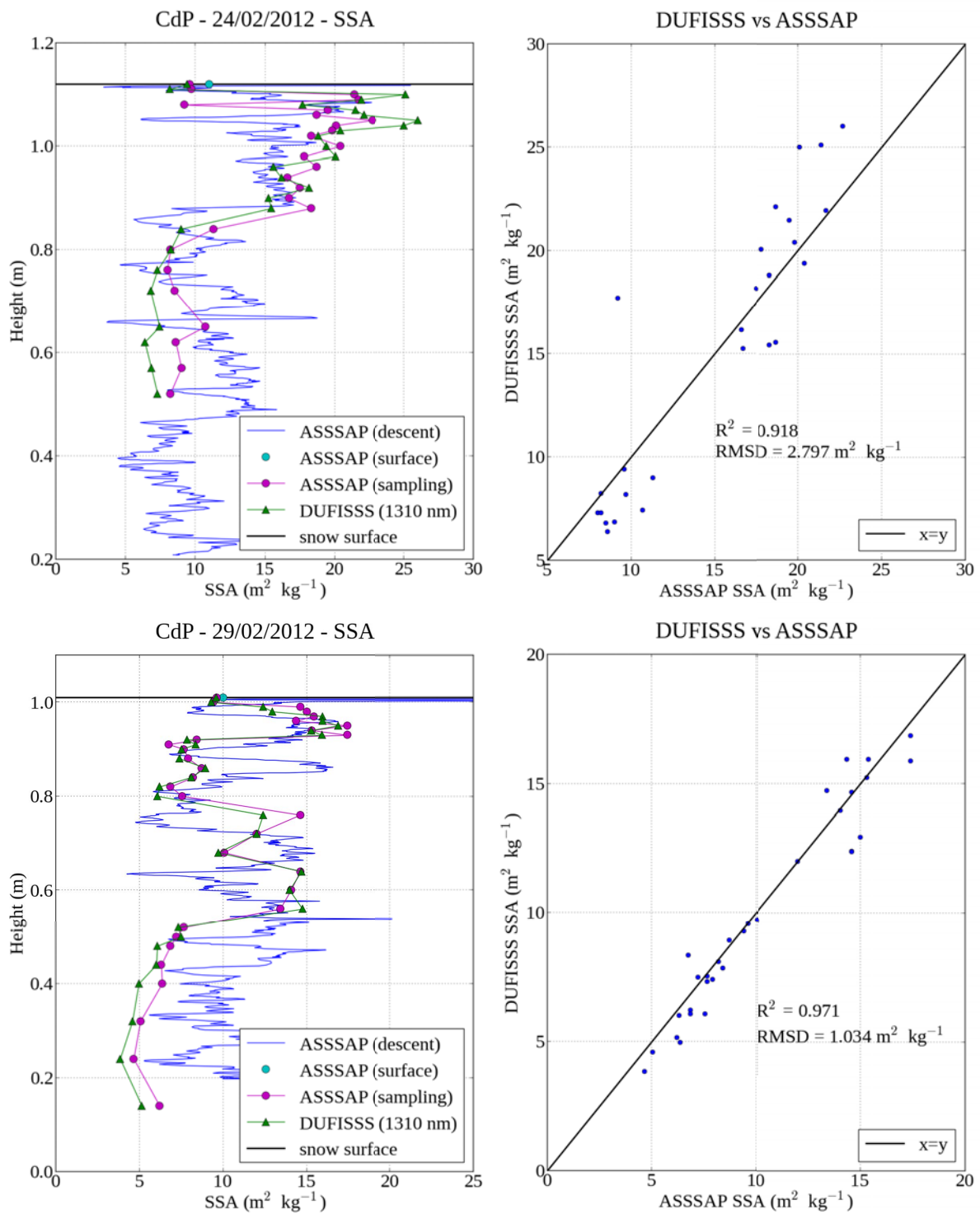


FIGURE 3.10 – Comparaison entre différentes mesures de SSA au Col de Porte. Voir le texte pour plus d'information.

électronique. En se servant de ce boîtier, on peut également, avant de lancer l’acquisition de la mesure, régler la profondeur maximum à laquelle on veut descendre. Le SMP permet de mesurer la résistance à l’enfoncement dans la neige avec une résolution verticale de  $4 \mu\text{m}$ . Cet instrument représente donc une version plus “technologique” de la sonde de battage. Ses applications, allant de la description quantitative de la stratigraphie du manteau neigeux à l’étude de sa stabilité et de sa variabilité spatiale, sont particulièrement prometteuses dans le cadre de la prévision du risque d’avalanches.

Nous avons apporté deux modifications dans le protocole et dans l’analyse des mesures du SMP. En ce qui concerne la mise en œuvre de l’instrument, afin de le stabiliser et de pouvoir effectuer plusieurs mesures rapprochées, nous avons construit un support en bois. Ce support dispose de 4 pieds en métal, de longueur réglable et munis de rondelles, et d’un trou au milieu dans lequel le SMP peut facilement s’insérer (voir Fig. 3.11). En ce qui concerne l’analyse des données, afin de simplifier le traitement des fichiers de sortie (qui sont en format binaire .pnt), nous avons écrit un script en Python qui permet d’aller lire rapidement ces fichiers et d’en tracer le contenu. La Fig. 3.12, par exemple, montre 4 profils verticaux de résistance à l’enfoncement obtenus à quelques dizaine de cm de distance les uns des autres.

A partir du signal du SMP, il est possible d’estimer des paramètres micro-mécaniques en appliquant un modèle statistique (Löwe and van Herwijnen, 2012). L’algorithme de ce modèle nous a été fourni par H. Löwe et a été recodé lui aussi en Python. Ici nous en présentons les lignes principales. Si on appelle  $A$  la surface de projection du cône du SMP et  $H$  la profondeur de pénétration, le volume de neige sur lequel le cône exerce une force est égal à  $V = AH$ . L’idée consiste à décrire cette force de pénétration comme une superposition de ruptures, élastiques et spatialement non-corrélées, des liaisons entre les grains de glace (*Poisson shot noise process*). On suppose donc que les éléments de structure, qui représentent les grains de glace, sont distribués aléatoirement dans le volume  $V$ . Si les éléments de structure contenus dans  $V$  ont une taille moyenne  $L$ , leur nombre moyen est donné par :

$$\bar{N} = \frac{V}{L^3} = \frac{AH}{L^3} = \lambda H \quad (3.1)$$

où  $\lambda$  est l’intensité des éléments de structure. La rupture de chaque élément se produit en correspondance avec une force de rupture moyenne  $f$ , atteinte après un déplacement  $\delta$ . Ces paramètres micro-mécaniques ( $L$ ,  $\lambda$ ,  $f$  et  $\delta$ ) ont été décrits par Johnson and Schneebeli (1999) et sont schématisés dans la Fig. 3.13.

La force verticale exercée sur chaque élément de structure,  $F(z)$ , peut être exprimée en fonction de  $f$  et  $\delta$  :

$$F(z) = \begin{cases} \frac{f}{\delta}z & \text{if } 0 < z < \delta \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (3.2)$$

Le force totale mesurée par le SMP,  $F_T(z)$ , est alors le résultat de la superposition de toutes les réponses mécaniques des éléments dans le volume  $V$  :

$$F_T(z) = \sum_{n=1}^N F(z - z_n) \quad (3.3)$$

où  $N$  est le nombre d’éléments et  $z_n$  sont les positions aléatoires de ces éléments. On peut donc décrire la force totale comme une combinaison linéaire de ruptures spatialement



FIGURE 3.11 – Mesures de résistance à l’enfoncement avec le Snow Micro Pen. En haut : à La Grave, en avril 2013. En bas : au Col de Porte, en janvier 2012.

non-corrélées. Cette représentation s’adapte bien à la description des processus du type *shot noise*, comme ceux dans lesquels les fluctuations temporelles sont déterminées par l’arrivée aléatoire des transporteurs de signal (par exemple, l’émission de photons dans une source laser). En raison de l’absence de toute corrélation spatiale, de nombreuses propriétés statistiques peuvent être calculées analytiquement. En particulier, les moments de la fonction  $F_T(z)$ , nommés  $k_n$ , peuvent s’écrire, en utilisant l’expression de  $F(z)$  :

$$k_n = \lambda \left\langle \int_{-\infty}^{\infty} dz |F(z)|^n \right\rangle = \frac{\lambda \delta \langle f_n \rangle}{n+1} \quad (3.4)$$

L’Eq. 3.4 établit un lien entre les paramètres statistiques de  $F_T(z)$  calculés à partir de la distribution de Poisson des éléments de structure, c’est à dire les moments  $k_n$ , et les

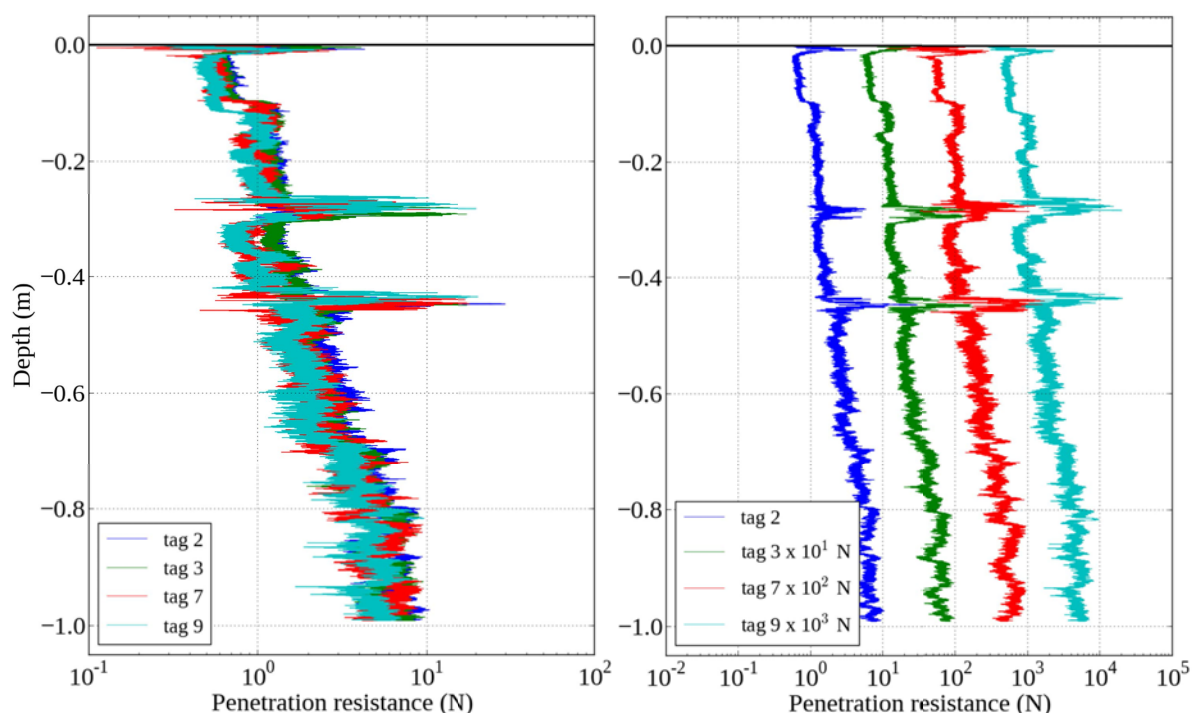


FIGURE 3.12 – Profils verticaux de résistance à l’enfoncement obtenus en utilisant le SMP. Les mêmes profils, qui ont été acquis à quelques dizaine de cm de distance les uns des autres, sont présentés superposés (à gauche) et décalés de 10 N pour pouvoir mieux les distinguer (à droite).

paramètres micro-mécaniques. Par conséquent, en calculant les 3 premiers moments de  $F_T(z)$ ,  $k_1$ ,  $k_2$  et  $k_3$ , on peut dériver les expressions de  $L$ ,  $\lambda$ ,  $f$  et  $\delta$  (voir Fig. 3.14).

Nous avons été confronté à deux problèmes principaux lors de l’utilisation du SMP. Tout d’abord, nous avons remarqué que si la température de l’air est supérieure à environ 10-15°C, l’*offset* de l’instrument augmente au cours du temps. Le bruit instrumental, en d’autres termes, n’est pas constant mais croît linéairement pendant l’acquisition du profil vertical de résistance. Pour contourner ce problème, il est possible de calculer le taux de croissance du signal d’*offset* dans l’air, pour pouvoir ensuite le soustraire à toutes les valeurs mesurées dans la neige. Cette correction a bien évidemment un impact sur la précision finale des mesures, vu l’incertitude de l’ajustement (le bruit croît linéairement seulement au premier ordre). Le deuxième problème a été d’ordre mécanique. En fait, pendant la campagne de mesures en 2011/2012 au Col de Porte, au fil des mois le contact entre la tige et la roue dentée est devenu moins précis. Ceci a créé une résistance mécanique qui se sommait à la résistance mesurée. Le système était donc moins sensible dans les neiges plus tendres, où le signal est plus faible. En présence de neige fraîche en surface, en particulier, l’interface air/neige était difficile à repérer. Ce problème mécanique a été réglé en juillet 2013 par le WSL/SLF (Institute for Snow and Avalanche Research, Davos), qui commercialise cet instrument. Par conséquent, toutes les mesures présentées ici en ont

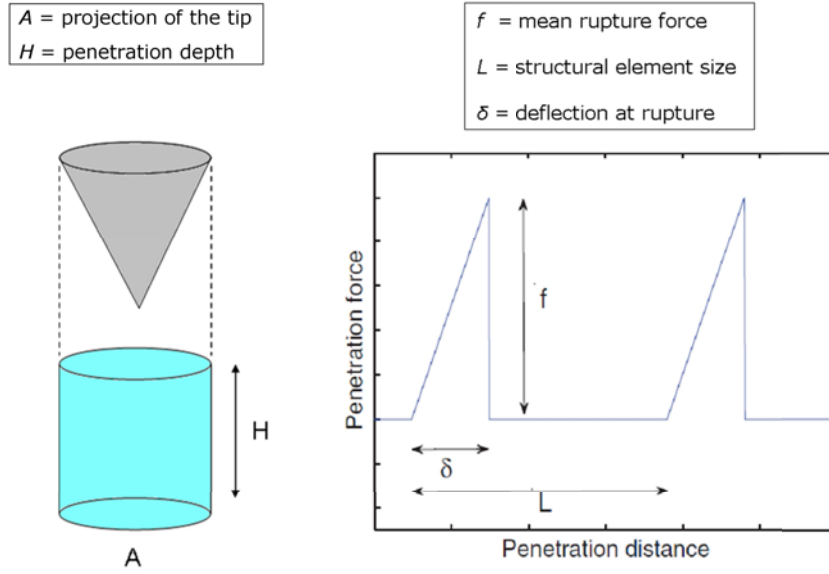


FIGURE 3.13 – Les paramètres micro-mécaniques qui peuvent être estimés à partir du signal du SMP. Voir le texte pour plus d’information.

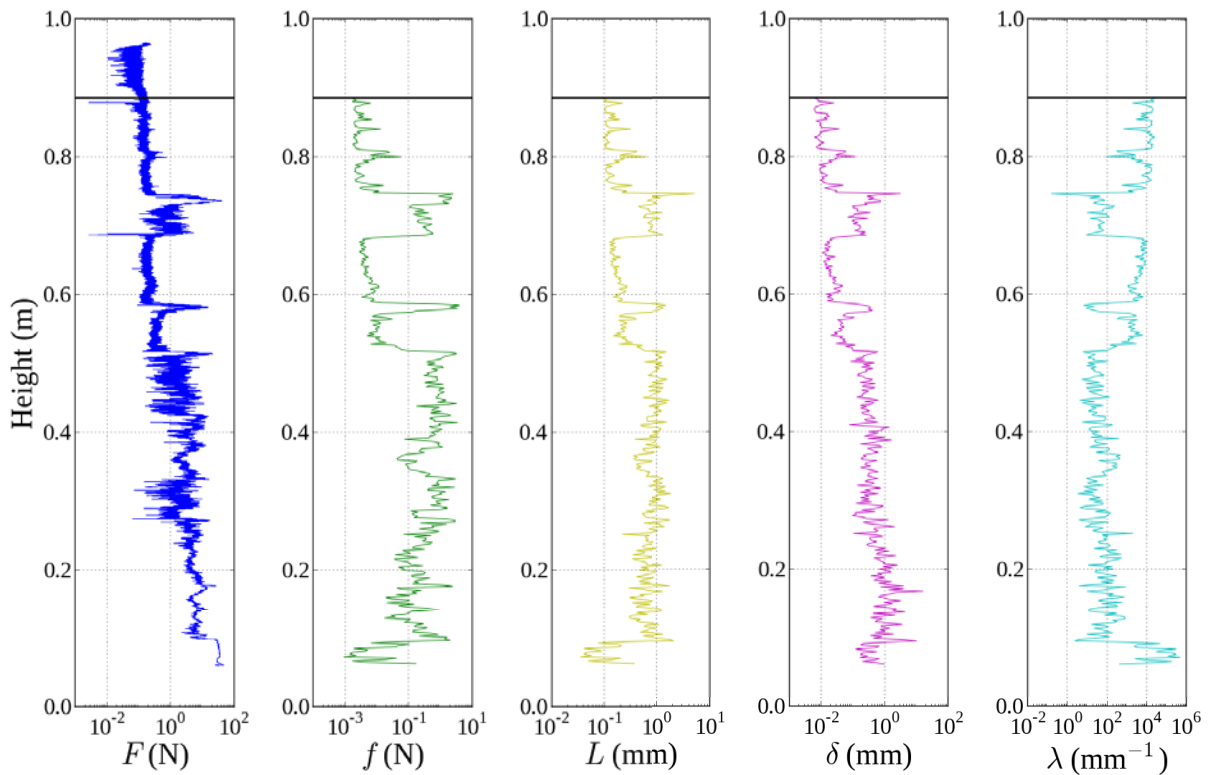


FIGURE 3.14 – Estimation des paramètres micro-mécaniques  $f$ ,  $L$ ,  $\delta$  et  $\lambda$  à partir de la résistance à l’enfoncement  $F$ , mesurée avec le SMP au Col de Porte le 19 janvier 2012.

été impactées (voir Fig. 3.15).

Les informations provenant du SMP et celles provenant de l'instrument ASSSAP (voir Sect. 3.1.2) permettent de caractériser quantitativement les propriétés du manteau neigeux à haute résolution verticale. Ces informations sont, en quelque sorte, complémentaires, car ASSSAP fournit une mesure de la taille optique des grains, tandis que le SMP renseigne sur la distribution spatiale de ces grains (leurs tailles géométriques et distances mutuelles). La Fig. 3.16 montre une comparaison entre un profil de SSA obtenu avec ASSSAP, moyenné sur une grille verticale d'1 cm correspondant à la résolution de l'instrument, et un profil du paramètre  $f$ , échantillonné sur une fenêtre verticale de 2 mm de haut à partir des valeurs de résistance à l'enfoncement mesurées par le SMP. La comparaison des courbes de SSA et de  $f$  permet de mettre en évidence que ces deux grandeurs sont, au premier ordre, anti-corrélées : à des grandes valeurs de SSA correspondent de petites valeurs de résistance, et réciproquement.

Pour investiguer plus en détail le lien entre les profils de SSA mesurés avec ASSSAP et les paramètres micro-mécaniques dérivables du signal du SMP, nous avons suivi l'approche proposée par Proksch et al. (2012). Ces auteurs ont estimé la SSA à partir de la masse volumique et du signal du SMP, en utilisant une corrélation linéaire reliant le paramètre micro-mécanique du SMP représentant la taille moyenne des éléments de structure ( $L$ ) et la longueur de corrélation ( $\rho_c$ ). Pour ce faire, ils ont analysé 27 échantillons de neige de type différent et de masse volumique comprise entre 106 et 376 kg m<sup>-3</sup>. Pour chaque échantillon,  $\rho_c$  a été calculé par micro-tomographie et  $L$  a été obtenu à partir du signal du SMP avec le modèle statistique décrit précédemment. La corrélation entre  $\rho_c$  et  $L$  est presque linéaire ( $R^2 = 0.70$ ) :

$$\rho_c = 0.17L + 0.072 \quad (3.5)$$

La longueur de corrélation  $\rho_c$  est liée à la masse volumique et à la SSA à travers l'équation de Debye (voir Eq. 2.7). Si on connaît la masse volumique d'un échantillon de neige, il est donc *a priori* possible d'estimer sa SSA juste à partir des mesures du SMP. Ces valeurs de SSA, appelées  $SSA_{\text{SMP}}$ , peuvent ensuite être comparées à celles mesurées directement avec ASSSAP ( $SSA_{\text{ASSSAP}}$ ) :

$$SSA_{\text{SMP}} = \frac{4 \left(1 - \frac{\rho}{\rho_{\text{ice}}}\right)}{(0.17L + 0.072) \rho_{\text{ice}}} \Leftrightarrow SSA_{\text{ASSSAP}} \quad (3.6)$$

Les valeurs de  $SSA_{\text{SMP}}$  montrent plus de variabilité dans les couches plus profondes et sont systématiquement plus hautes que celles de  $SSA_{\text{ASSSAP}}$ . L'incertitude des mesures de masse volumique ne suffit pas à expliquer cet écart. Les différences ne semblent pas non plus dépendre du type de grains. Cela peut être mis en évidence en interpolant les profils de  $SSA_{\text{ASSSAP}}$  sur la même grille de 2 mm sur laquelle les profils  $SSA_{\text{SMP}}$  ont été calculés et en traçant  $SSA_{\text{ASSSAP}}$  en fonction de  $SSA_{\text{SMP}}$ . La Fig. 3.17 présente des mesures acquises au Col de Porte pendant la saison 2011/2012 et montre que les valeurs de  $SSA_{\text{SMP}}$  surestiment généralement les mesures effectuées avec ASSSAP.

Pour expliquer l'écart entre  $SSA_{\text{SMP}}$  et  $SSA_{\text{ASSSAP}}$ , on peut mettre en cause les coefficients de l'Eq. 3.5. En fait, si on considère que l'Eq. 3.6 est valide (ce qui est vrai seulement pour un milieu isotrope), que les mesures effectuées avec ASSSAP et le SMP ne sont pas biaisées (même si on a vu que ces mesures ont été problématiques, notamment celles du SMP) et que le modèle de Löwe and van Herwijnen (2012) est correct, alors les



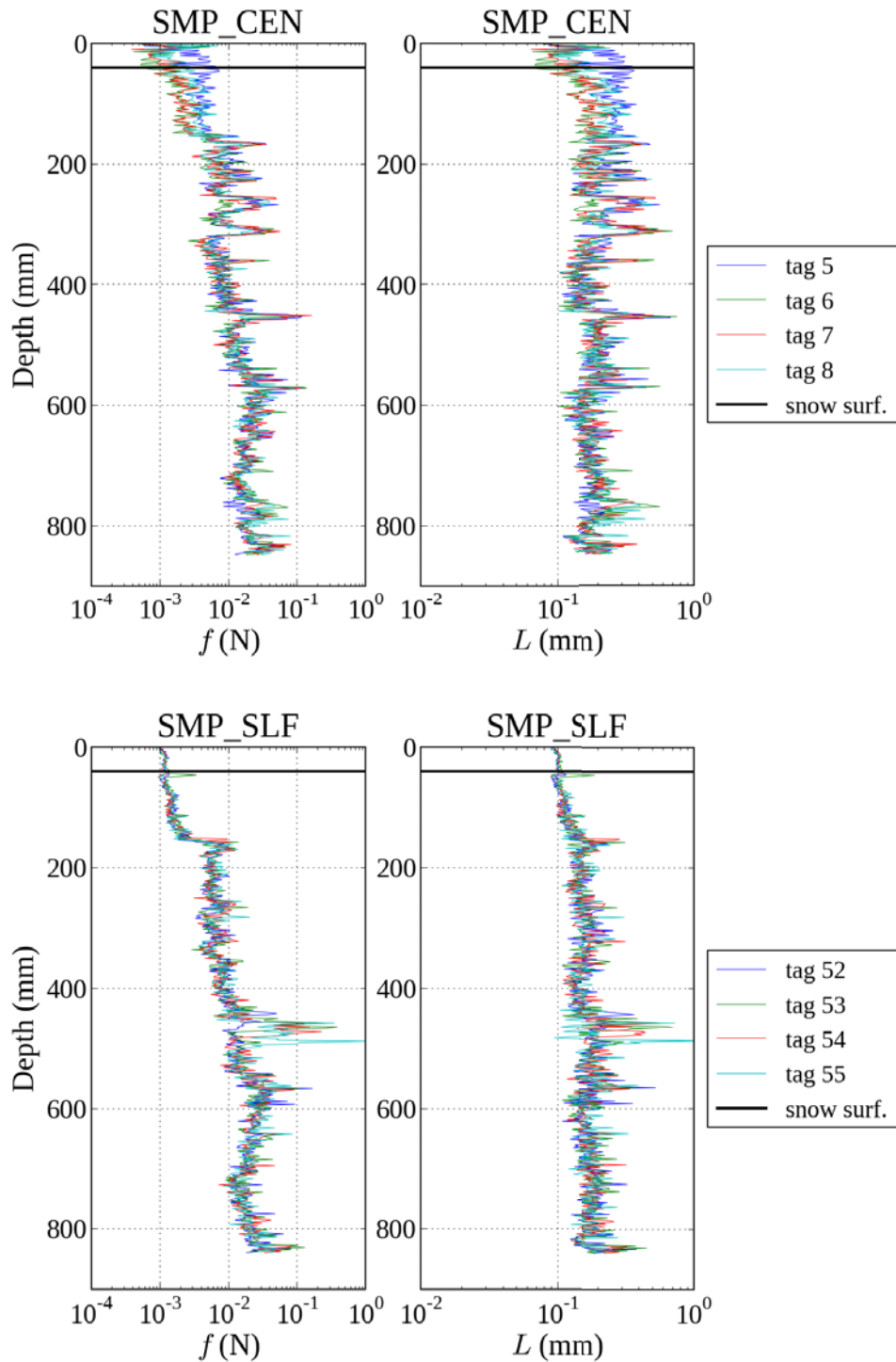


FIGURE 3.15 – Comparaison entre deux exemplaires du SMP, celui utilisé au cours de ce travail de thèse, appelé SMP\_CEN, et un autre appartenant au WSL/SLF, appelé SMP\_SLF. Les graphiques montrent les valeurs de  $f$  et de  $L$  calculées à partir de 4 profils verticaux de résistance à l'enfoncement. Les mesures ont été effectuées à La Grave en avril 2013. On voit bien que dans les couches de surface et dans l'air, là où le signal est plus faible, les profils obtenus avec SMP\_CEN sont plus bruités.

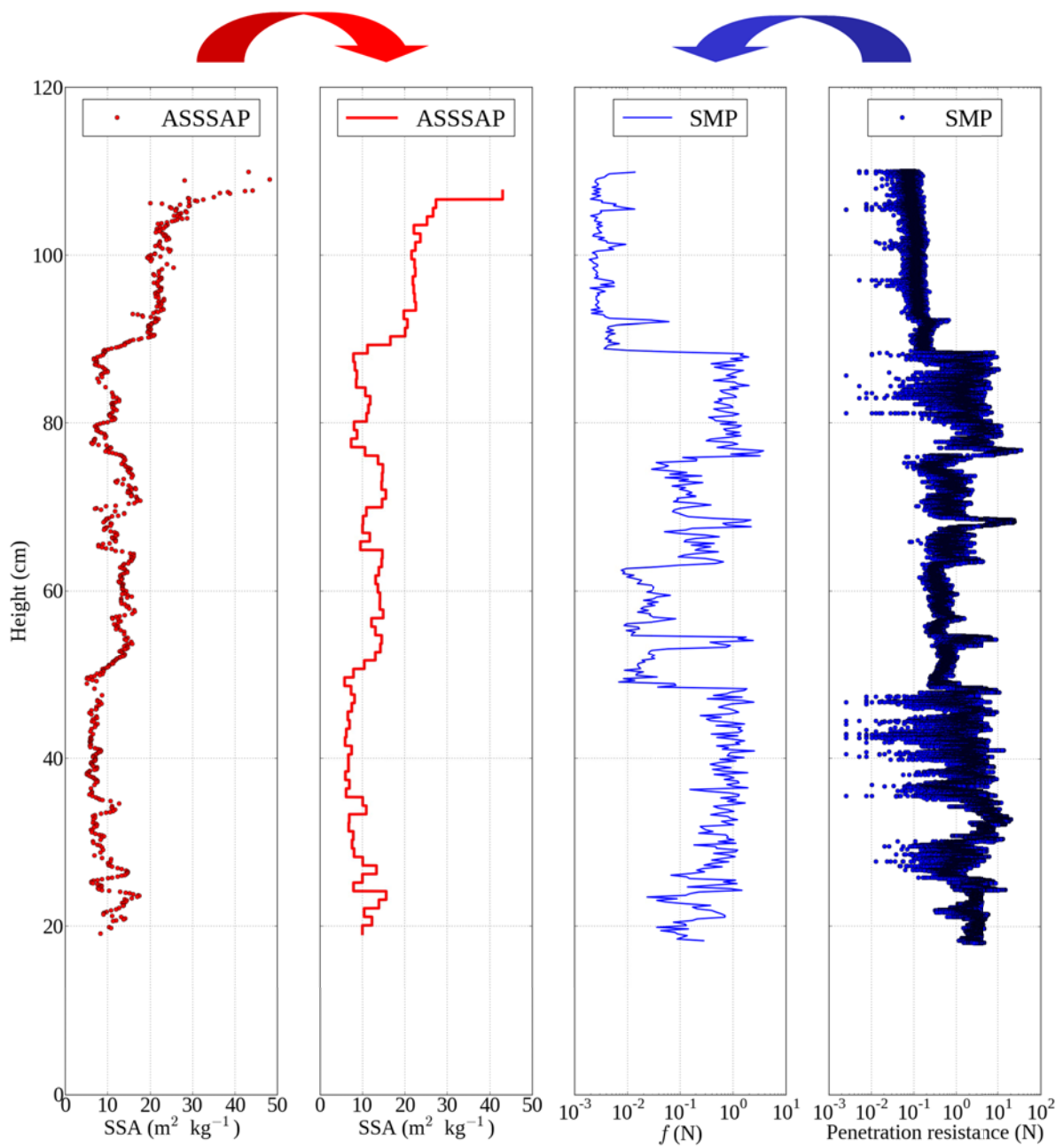


FIGURE 3.16 – Profils verticaux de SSA, moyennés sur 1 cm à partir des données brutes mesurées par ASSSAP, et de  $f$ , calculés sur une fenêtre verticale de 2 mm de haut à partir des valeurs de résistance à l'enfoncement mesurées par le SMP. Les profils ont été obtenus au Col de Porte le 6 février 2012.

Col de Porte - 2011/2012

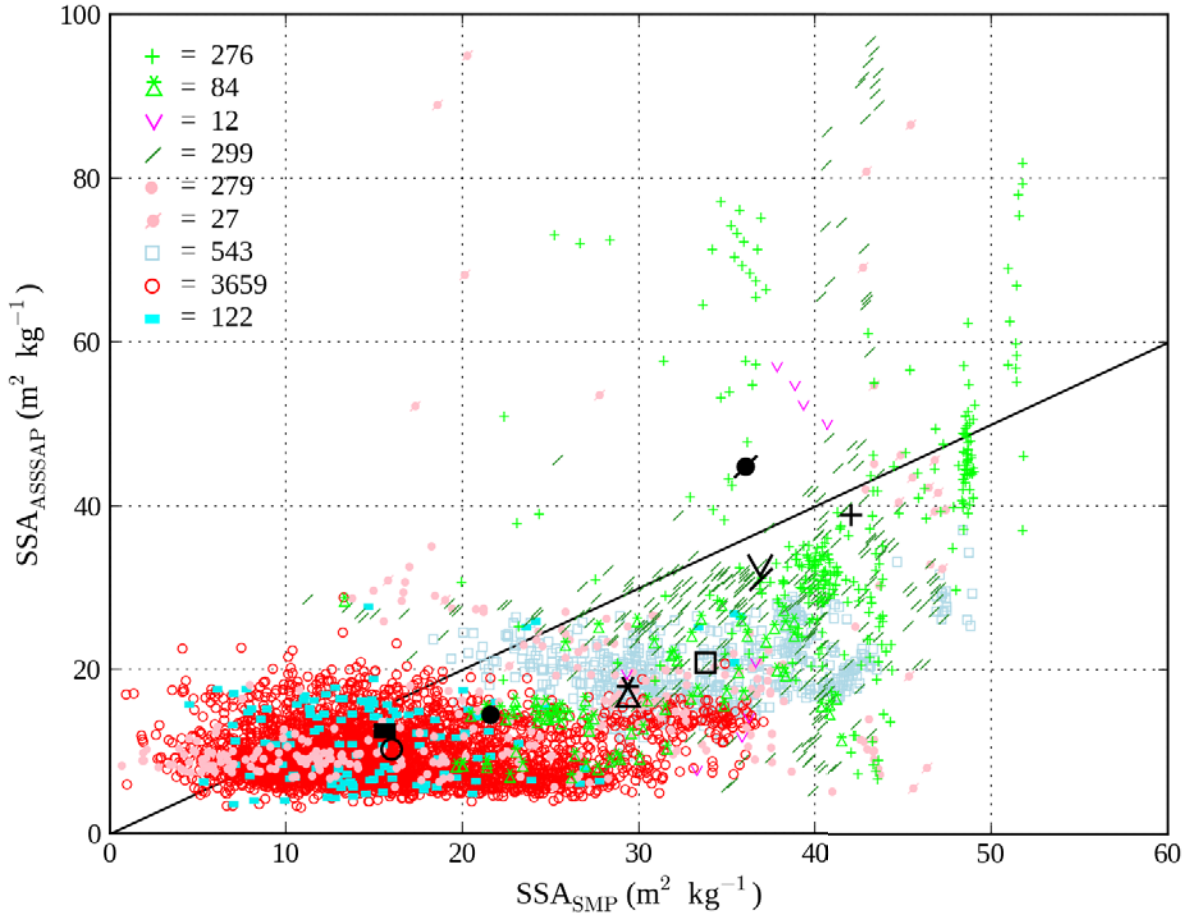


FIGURE 3.17 – Valeurs de SSA mesurées avec ASSSAP en fonction de celles estimées à partir du signal du SMP pour différents types de grains. La légende indique, pour chaque type de grains, le nombre de mesures couplées ASSSAP-SMP dont on dispose. Les symboles noirs représentent les valeurs moyennes.

différences entre  $SSA_{SMP}$  et  $SSA_{ASSAP}$  ne peuvent provenir que de la corrélation entre  $\rho_c$  et  $L$ . Nous avons donc inversé l'Eq. 3.6 pour estimer les nouveaux coefficients de l'Eq. 3.5 (appelés  $a$  et  $b$ ) qui minimisent l'écart entre  $SSA_{SMP}$  et  $SSA_{ASSAP}$ , en conservant une relation affine entre ces deux variables :

$$aL + b = \frac{4 \left(1 - \frac{\rho}{\rho_{ice}}\right)}{SSA_{ASSAP} \cdot \rho_{ice}} \quad (3.7)$$

Les valeurs de  $a$  et  $b$  calculées en considérant tous les profils dont on dispose sont différentes de celles de l'Eq. 3.5 ( $0.11 \pm 0.02$  et  $0.17 \pm 0.02$  au lieu de, respectivement,  $0.17$  et  $0.072$ ). La Fig. 3.18 montre trois profils de  $SSA_{SMP}$  obtenus avec les anciennes et les nouvelles valeurs de  $a$  et  $b$ . Tous les profils ont été moyennés sur une grille d'1 cm, qui correspond à la résolution verticale d'ASSSAP. Les nouveaux profils de  $SSA_{SMP}$  s'avèrent plus "aplatis" que les précédents et plus proches des profils de  $SSA_{ASSAP}$ .

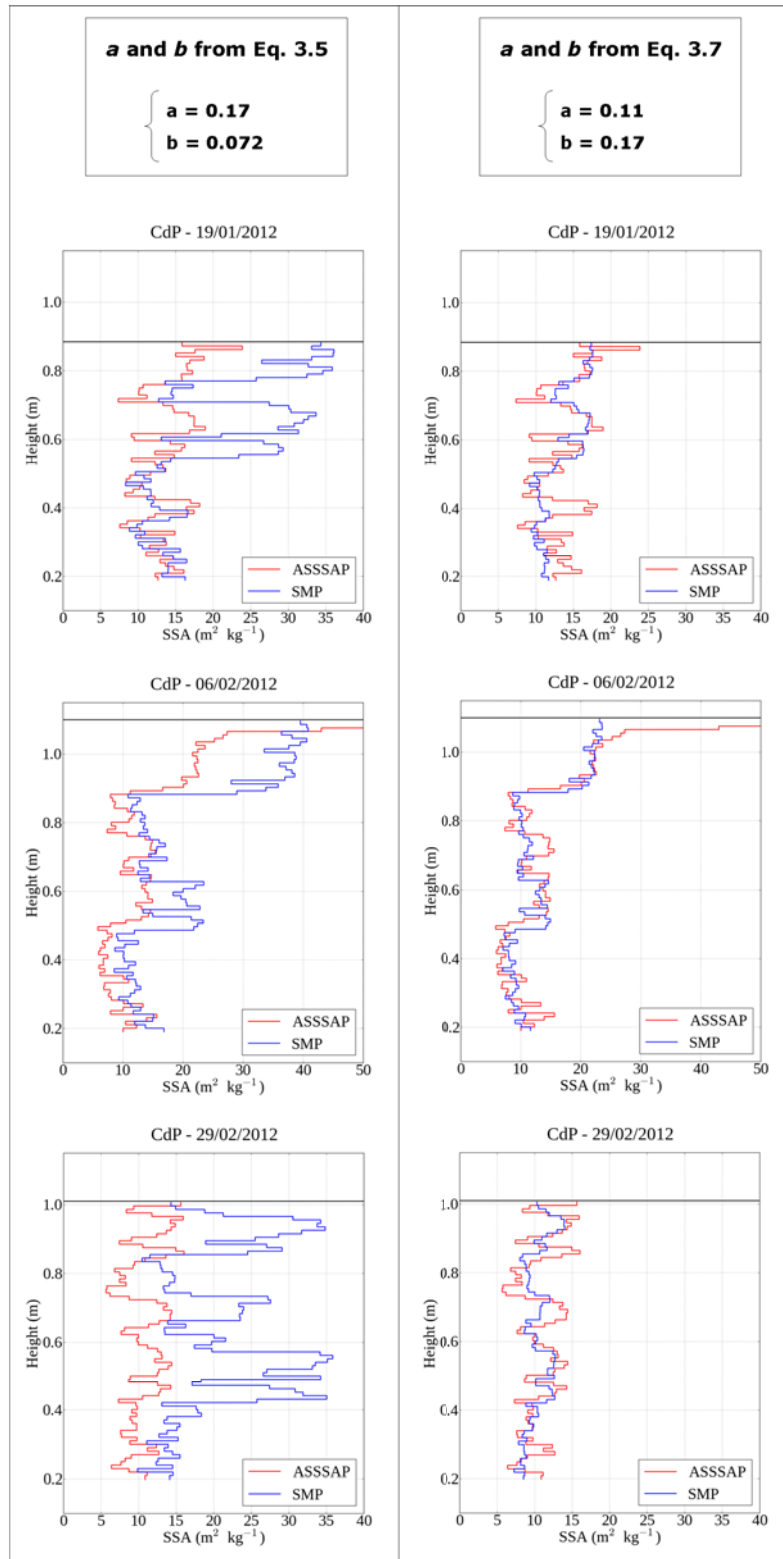


FIGURE 3.18 – Profils verticaux de SSA obtenus avec ASSSAP (en rouge) et à partir du signal du SMP (en bleu) pendant la saison 2011/2012 au Col de Porte. Les courbes bleues ont été tracées en utilisant les coefficients  $a$  et  $b$  de l'Eq. 3.5 (à gauche) et ceux calculés avec l'Eq. 3.7 (à droite).

Ce travail de comparaison entre les mesures de SSA et celles de résistance à l'enfoncement est encore en cours. Nous pouvons tout de même résumer les résultats principaux auxquels nous sommes parvenus lors de ces tests préliminaires. L'estimation des valeurs de SSA à partir des mesures de masse volumique et de résistance à l'enfoncement mesurée par le SMP, bien que possible en théorie, s'est avérée difficile dans la pratique. Les profils de  $SSA_{SMP}$  ne reproduisent pas bien ceux de  $SSA_{ASSSAP}$ , peut-être à cause du fait que les valeurs des coefficients de l'Eq. 3.5 ne sont pas forcément adéquates. Cependant, vue la différence entre ces valeurs et celles que nous trouvons en minimisant l'écart entre  $SSA_{SMP}$  et  $SSA_{ASSSAP}$ , d'autres sources d'erreur doivent être estimées. La principale d'entre elles réside probablement dans les problèmes que nous avons rencontré lors des mesures avec le SMP. Une autre remarque peut être faite à propos de la possibilité d'utiliser le SMP pour décrire la microstructure de la neige. Les mesures de résistance à l'enfoncement obtenues avec le SMP sont sensibles à la présence de ponts entre les cristaux de glace, alors que les mesures de SSA avec ASSSAP se basent sur une description des grains comme particules déconnectées. De ce point de vue, les informations contenues dans le signal du SMP sont donc potentiellement plus riches que celle fournies par ASSSAP. Cependant, le SMP ne permet pas de quantifier la forme ou l'anisotropie de la microstructure, car il mesure les propriétés mécaniques de la neige seulement selon l'axe vertical. Pour ce faire, d'autres pistes doivent être explorées (voir Sect. 4.11).

## 3.2 Campagnes de mesures

Les instruments décrits dans la Sect. 3.1 ont été utilisés lors de missions de terrain dans les Alpes françaises (au Col du Lautaret, au Col du Lac Blanc, à Chamrousse, au Lac Robert et à La Grave). En plus de ces missions sporadiques, pendant lesquelles les instruments ont été testés et leur protocole d'utilisation a été mis au point, nous avons participé à deux campagnes intensives de mesures, en mai et juin 2011 à Summit et pendant la saison 2011/2012 au Col de Porte. Les objectifs, les méthodes et les résultats de ces campagnes sont décrits dans les Chapitres 4 et 5. Ici nous présentons quelques informations supplémentaires qui n'ont pas trouvé place dans ces chapitres.

### 3.2.1 Summit Camp - 2011

La station de recherche Summit Camp est située au sommet de la calotte glaciaire du Groenland (3210 m a.s.l., 72°36' N, 38°25' W). Une description de Summit et de la vie quotidienne pendant la campagne a été publiée dans Nimbus, la revue officielle de la météorologie italienne (Carmagnola et al., 2012). La Fig. 3.19 regroupe quelques images de la base et du paysage environnant.

L'objectif principal de la campagne à Summit était celui d'étudier les différents processus qui influencent l'albédo spectral de la neige, afin de mieux comprendre leur impact sur l'énergie absorbée par le manteau neigeux (Chapitre 5). Nous avons donc collecté toutes les données nécessaires pour pouvoir simuler l'albédo à partir des propriétés physiques et chimiques de la neige en utilisant un modèle de transfert radiatif. Les propriétés suivantes ont été mesurées pendant la campagne (voir Fig. 3.20).

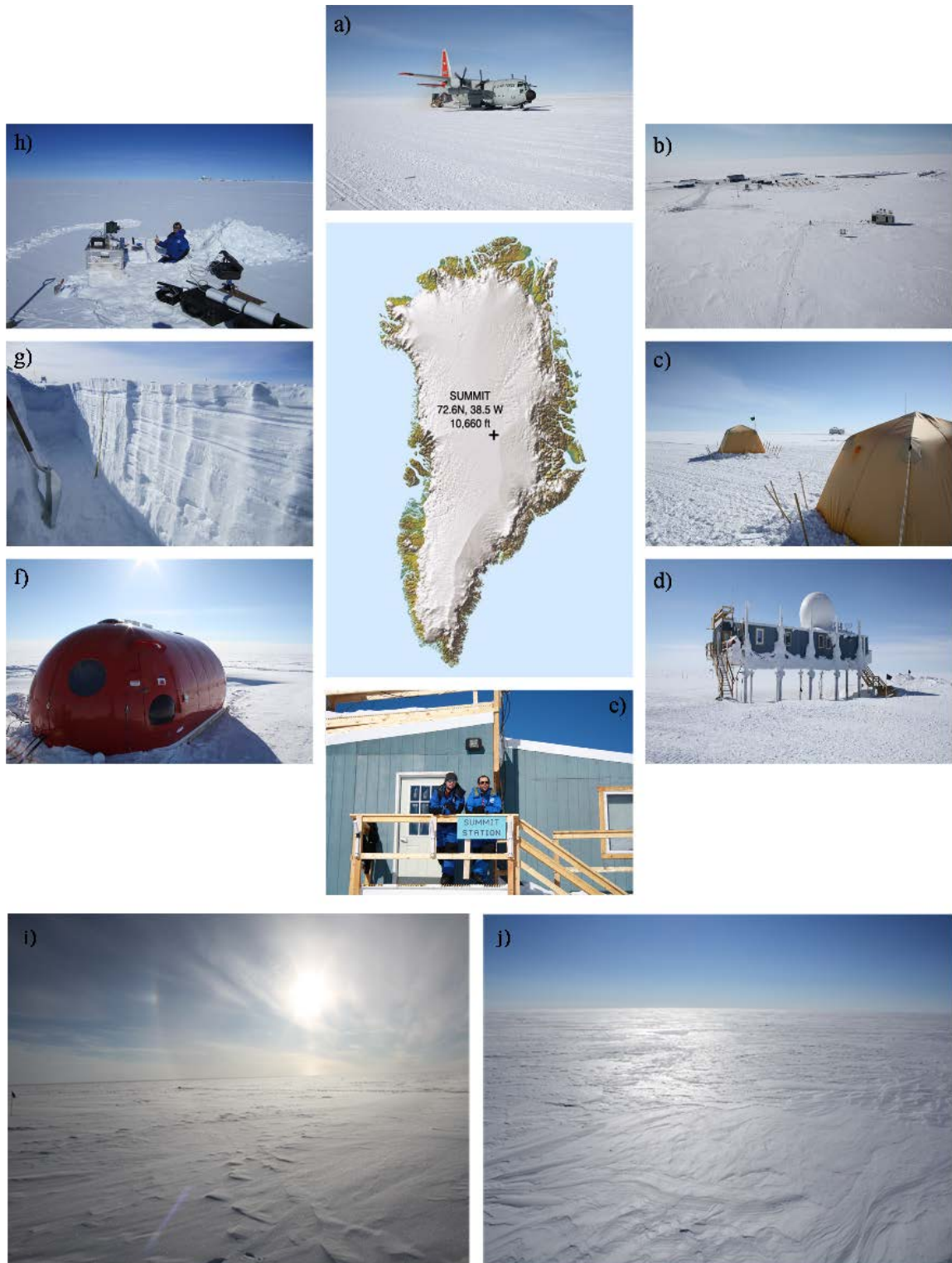


FIGURE 3.19 – Summit Camp. a) Le C-130 Hercules sur la piste d’atterrissage. b) Vue de la base du haut de la SWISS tower. c) Les tentes. d) La Big House. e) L’entrée de la Big House. f) Le laboratoire de physique “Tomato”. g) Une tranchée creusée dans la neige. h) Mesures avec DUFISSS et ASSSAP. i-j) Paysage autour de la base.

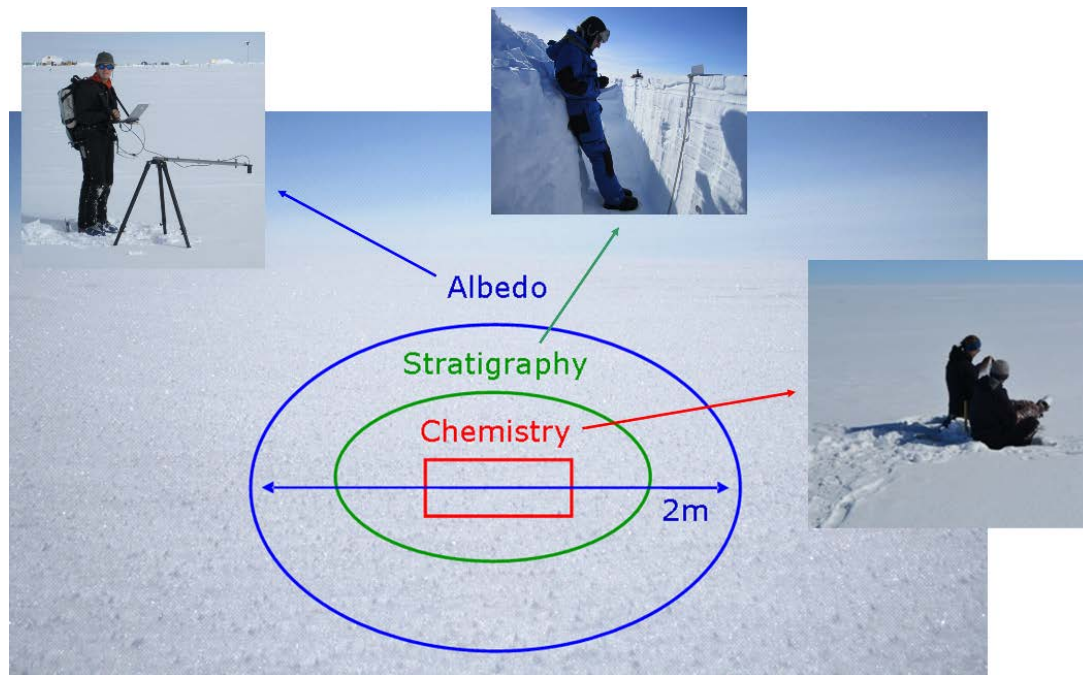


FIGURE 3.20 – Les mesures effectuées pendant la campagne à Summit en 2011.

- Propriétés optiques de la neige :
  - mesures d'albédo spectral avec un spectroradiomètre ASD.
- Propriétés physiques de la neige :
  - stratigraphies classiques jusqu'à environ 80 cm de profondeur, comprenant l'identification des couches et la mesure de leur dureté, du type et de la taille de grains ;
  - mesures de température toutes les 15 minutes avec 5 capteurs enfoncés à différentes profondeurs (5, 10, 15, 25 et 40 cm) ;
  - mesures de masse volumique ;
  - mesures de surface spécifique, avec les instruments DUFISSS et ASSSAP.
- Propriétés chimiques de la neige :
  - estimation du contenu en impuretés, et notamment du carbone suie (*black carbon* ou BC) et des poussières (*dust*), dans les 3 premiers cm du manteau neigeux. La totalité des mesures de BC et de *dust*, dont dans le Chapitre 5 on présente seulement des moyennes temporelles, est montrée dans la Fig. 3.21.

Les mesures d'albédo et des propriétés chimiques de la neige ont été effectuées, respectivement, par P. Wright (University of Houston) et J. Dibb (University of New Hampshire) et par M. Bergin et B. Strellis (Georgia Tech). Avec F. Domine, nous nous sommes occupés des mesures des propriétés physiques de la neige. La masse volumique et la surface spécifique, en particulier, ont été au cœur de notre travail sur le terrain, car ce sont les variables qui, vu le faible contenu en impuretés présent à Summit, ont le plus d'impact sur l'albédo spectral de la neige. Afin d'investiguer l'évolution temporelle de la masse volumique et de la SSA dans les couches de surface, des profils verticaux de ces variables ont

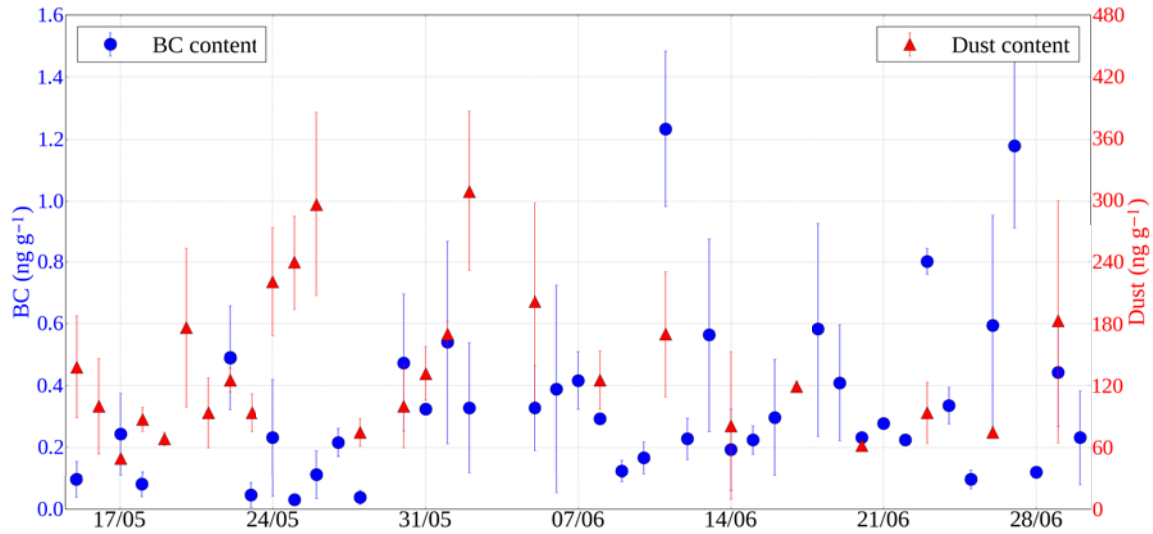


FIGURE 3.21 – Mesures du contenu en BC et *dust* à Summit en mai et juin 2011. Chaque point correspond à une moyenne de 1 à 3 mesures effectuées dans les 3 premiers cm de neige. Les barres verticales représentent l'écart type correspondant.

été régulièrement effectués avec une résolution de 1 à 4 cm. Puisque ces profils montrent une grande variabilité spatiale (surtout à cause de l'effet du vent), pour pouvoir mettre en lumière leur évolution temporelle il est utile de considérer des moyennes (voir Fig. 3.22). Pour la SSA, nous avons moyenné 8 profils, pour les périodes 5-19 mai, 22-31 mai, 1-10 juin et 11-25 juin. Pour la masse volumique, seulement 2 profils verticaux ont été mesurés pendant la période 22-31 mai; ils ont donc été regroupés avec les profils du 5-19 mai. La diminution au cours du temps de la SSA dans les 20 premiers cm est particulièrement frappante. Plus en profondeur, au contraire, ce phénomène s'atténue. En concomitance avec la décroissance de la SSA, il apparait évident que la masse volumique a augmenté au cours du temps, en particulier autour de 20 cm de profondeur. Même si les deux phénomènes ne se produisent pas exactement à la même profondeur, ils indiquent clairement que les couches de surface ont subi un processus de métamorphisme. Il s'agit probablement de l'effet du gradient de température, lequel, d'après nos mesures, peut être localement supérieur à  $80 \text{ K m}^{-1}$  dans les 25 premiers cm. Ce gradient est responsable de la formation de grains fins facettés, que nous avons fréquemment observés dans les couches de surface et qui peuvent se transformer en givre de profondeur pendant l'été, quand la hausse de température accélère le métamorphisme.

Les profils verticaux de SSA présentés dans la Fig. 3.22 vont jusqu'à 60 cm de profondeur. Pour investiguer le comportement de cette variable dans les couches plus profondes, nous avons effectué deux carottages, le premier jusqu'à environ 4 m de profondeur et le deuxième jusqu'à environ 14 m. La SSA des deux carottes a été ensuite mesurée avec DUFISSS. La Fig. 3.23 montre que la SSA décroît d'abord rapidement avec la profondeur (ou l'âge) des couches jusqu'à 4-5 m, pour ensuite se stabiliser autour de  $5\text{-}7 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ .

Les profils verticaux de SSA présentés dans la Fig. 3.22 ont été obtenus avec DUFISSS. Une comparaison systématique a été effectuée entre ces profils et ceux obtenus avec



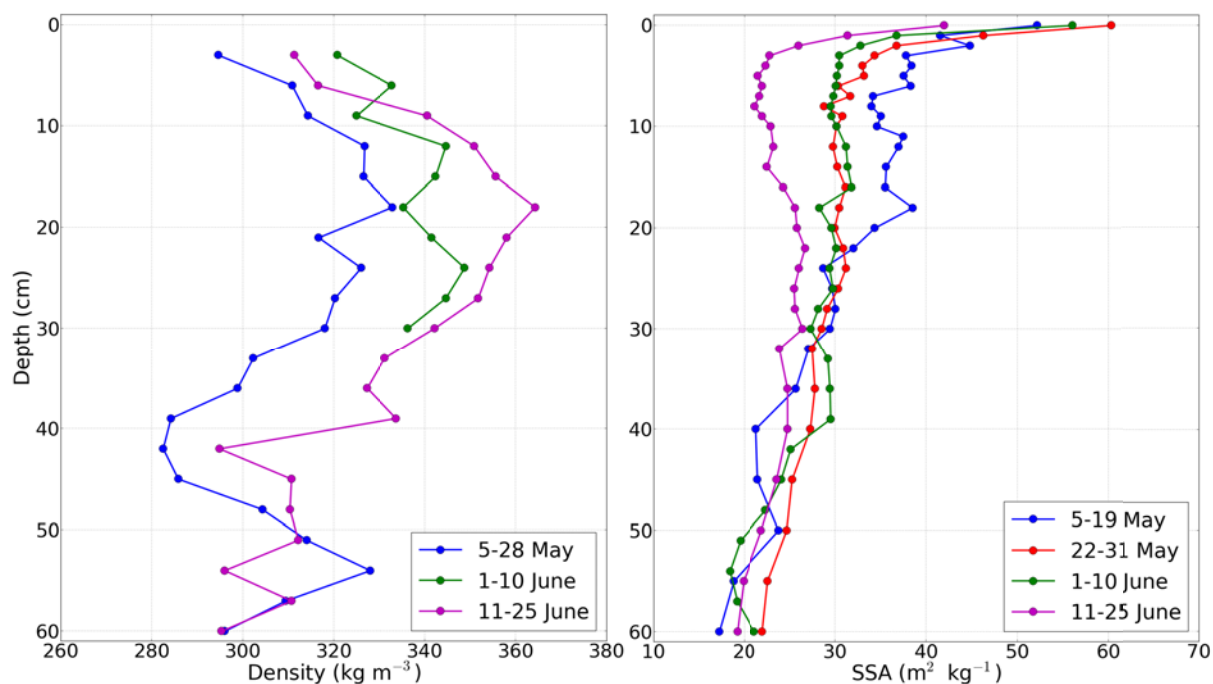


FIGURE 3.22 – Évolution temporelle des profils verticaux de masse volumique (à gauche) et de SSA (à droite) pendant la campagne à Summit, en mai et juin 2011.

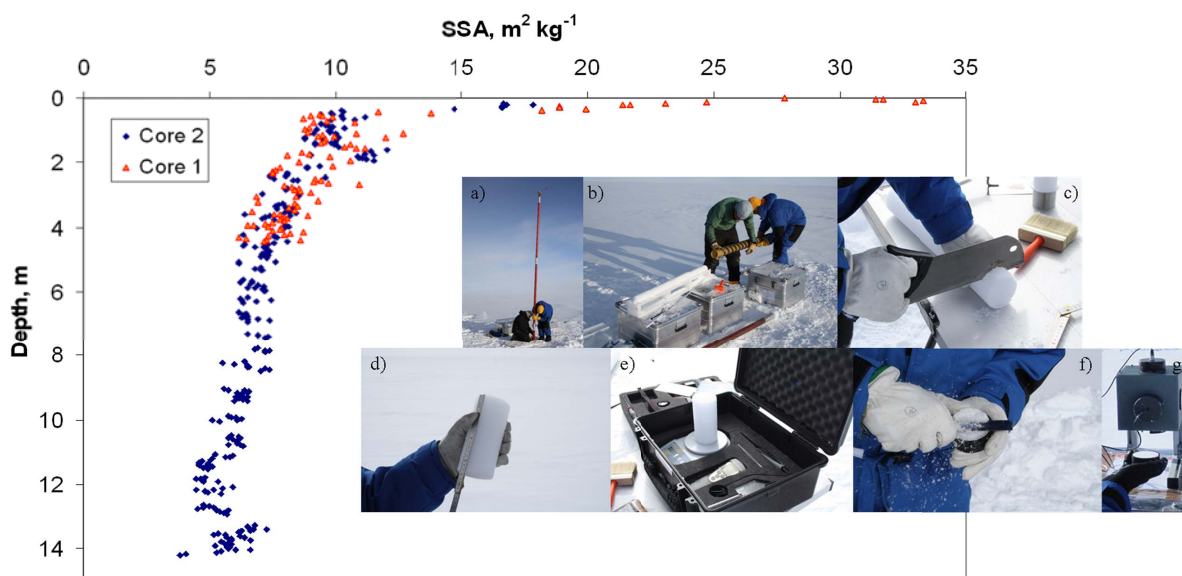


FIGURE 3.23 – Profil de SSA à Summit jusqu'à 14 m de profondeur. Les photos décrivent les différentes étapes pour arriver à mesurer la SSA. a) Carottage. b) Extraction d'une partie de la carotte. c) Coupe de la carotte en morceaux. d) Mesure de la longueur d'un morceau de carotte. e) Mesure de masse volumique. f) Préparation de l'échantillon pour la mesure de SSA. g) Mesure de SSA avec DUFISSS.

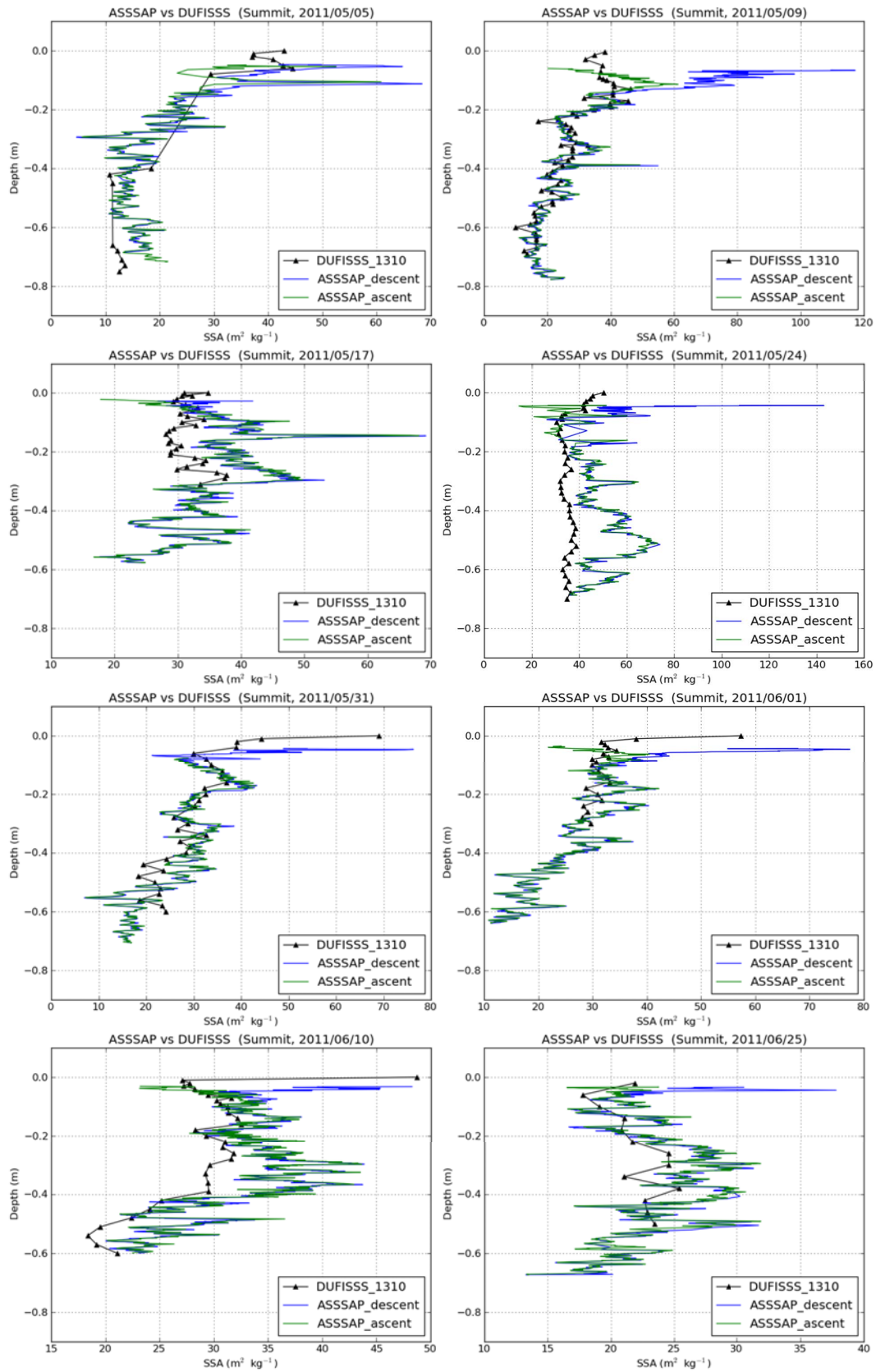


FIGURE 3.24 – Profils verticaux de SSA à Summit, obtenus avec DUFISSS (en noir) et ASSSAP (en bleu et en vert).

ASSSAP (voir Fig. 3.24). Dans la Sect. 3.1.2 nous avons discuté des différences entre ces deux instruments et du fait qu'à Summit les valeurs mesurées par ASSSAP (en mode échantillon et en mode profileur) sont généralement plus hautes que celles mesurées par DUFISSS. La Fig. 3.24 montre que ceci est vrai dans la plupart des cas, car seuls les profils du 9 mai et du 31 mai sont en bon accord. Les hautes valeurs de SSA mesurées près de la surface par ASSSAP sont parfois dues à la présence d'une fine couche de neige fraîche ou de givre de surface (par exemple le 31 mai, le 1 juin et le 6 juin). D'autres fois, ces valeurs sont tout simplement un artefact de mesure causé par la pénétration du rayonnement solaire dans le trou de ASSSAP (par exemple le 24 mai et le 25 juin); en effet, même avec la présence d'un cache en carton, le rayonnement diffus peut toujours affecter les mesures. Afin de distinguer entre ces deux cas, les mesures de la SSA de surface obtenues avec DUFISSS s'avèrent particulièrement utiles.

### 3.2.2 Col de Porte - 2011/2012

Le Col de Porte est situé près de Grenoble, dans le massif de la Chartreuse (1325 m a.s.l., 45°30' N, 5°77' E). Sur ce site de montagne, dans un champ de mesure assez plat, depuis 1961 le Centre d'Études de la Neige collecte des mesures météorologiques et nivologiques, avec une acquisition automatique en continu depuis 1993 (Morin et al., 2012). Ces mesures sont indispensables à la construction et l'évaluation de modèles de manteau neigeux tels que Crocus.

L'objectif de la campagne de mesures qui s'est déroulée en 2011-2012 était celui de caractériser quantitativement le profil des propriétés physiques de la neige à haute résolution verticale ( $\sim 1$  cm). Au cours de cette campagne, les stratigraphies conventionnelles du manteaux neigeux ont été comparées aux profils verticaux de SSA, obtenus avec ASSSAP, et de résistance à l'enfoncement, obtenus avec le SMP. Toutes les mesures ont été effectuées, une fois par semaine, à quelques dizaine de cm les unes des autres. Nous avons mesuré, dans l'ordre, les propriétés suivantes (voir Fig. 3.25).

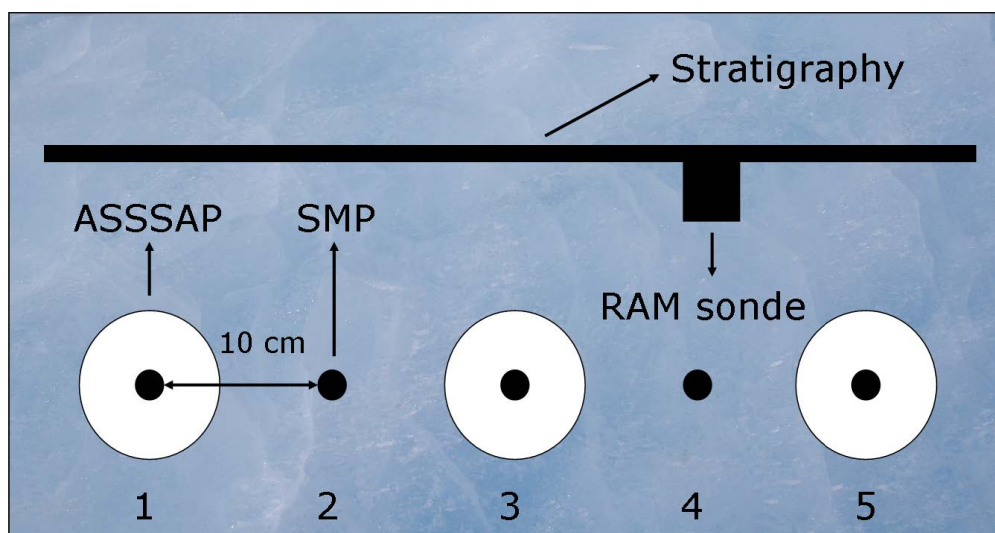


FIGURE 3.25 – Stratégie de mesure pour la campagne au Col de Porte en 2011/2012.

- Mesures de résistance à l'enfoncement :
  - 5 profils verticaux avec le SMP. Pour pouvoir effectuer un profil tous les 10 cm, nous nous sommes servi du support décrit dans la Sect. 3.1.3. Les profils obtenus le 31 janvier 2012 sont montrés dans la Fig. 3.26a.
- Mesures de surface spécifique :
  - 3 profils verticaux avec le ASSSAP. Les trous dans lesquels ASSSAP a été enfoncé ont été creusés autour du premier, troisième et cinquième trou du SMP. Les profils obtenus le 31 janvier 2012 sont montrés dans la Fig. 3.26b.
- Mesures de résistance à l'enfoncement :
  - un profil vertical avec une sonde de battage (*Ram sonde*).
- Stratigraphie :
  - mesures de la hauteur du manteau et de son équivalent en eau (SWE) ; identification des couches, du type et de la taille des grains ; mesures de la dureté, de la masse volumique, de la température et du contenu en eau liquide (LWC).

La Fig. 3.27 montre une comparaison, pour 4 dates différentes, entre les profils de SSA, les profils de  $f$  (un paramètre micro-mécanique qui représente la force de rupture et qui est estimé à partir de la résistance à l'enfoncement mesurée avec le SMP, voir Sect. 3.1.3) et les stratigraphies classiques. L'anti-corrélation entre les valeurs de SSA et celles de  $f$  est particulièrement remarquable. Les couches plus tendres, en fait, ont généralement des valeurs de SSA plus hautes, alors que celles plus dures ont des valeurs de SSA plus basses. La haute résolution verticale de ASSSAP et du SMP permet de distinguer les moindres différences de taille et de dureté entre les couches. Le niveau de détail atteint par ces instruments est largement supérieur à celui des mesures visuelles. Cependant, la quantité d'informations contenues dans les stratigraphies classiques n'est pas toujours complètement reproduite par les profils de SSA et de résistance à l'enfoncement. C'est le cas, par exemple, des grains facettés (faces planes et givre de profondeur), qui ont des valeurs de SSA proches de celles des grains fins et des valeurs de résistance proches de celles de la neige fraîche. Même en combinant les informations issues de ASSSAP et du SMP, il n'est probablement pas possible de déterminer sans ambiguïté le type de grains. Par contre, ces deux instruments permettent d'obtenir des informations objectives à propos, respectivement, d'une dimension caractéristique de la microstructure et des profils de dureté et de battage.

La campagne de terrain au Col de Porte a permis d'étudier l'évolution des propriétés physiques de la neige au cours d'une saison entière. La Fig. 3.28 montre la hauteur totale de neige, mesurée avec un capteur laser, et le tassement des couches, mesuré avec des disques qui sont placés à la surface du manteau et qui peuvent glisser le long d'un fil vertical (Morin et al., 2012). La position des disques de tassement est représentée aussi sur les profils verticaux de SSA et de  $f$  montrés dans la même figure. À cause de la grande variabilité spatiale du manteau neigeux (due à l'orographie, à l'effet du vent, au phénomène du matelassage en période de fonte, etc.), il est difficile de s'apercevoir de l'évolution temporelle des propriétés physiques juste en comparant une série de profils juxtaposés. Si on considère par exemple les 6 profils mesurés entre le 31 janvier et le 21

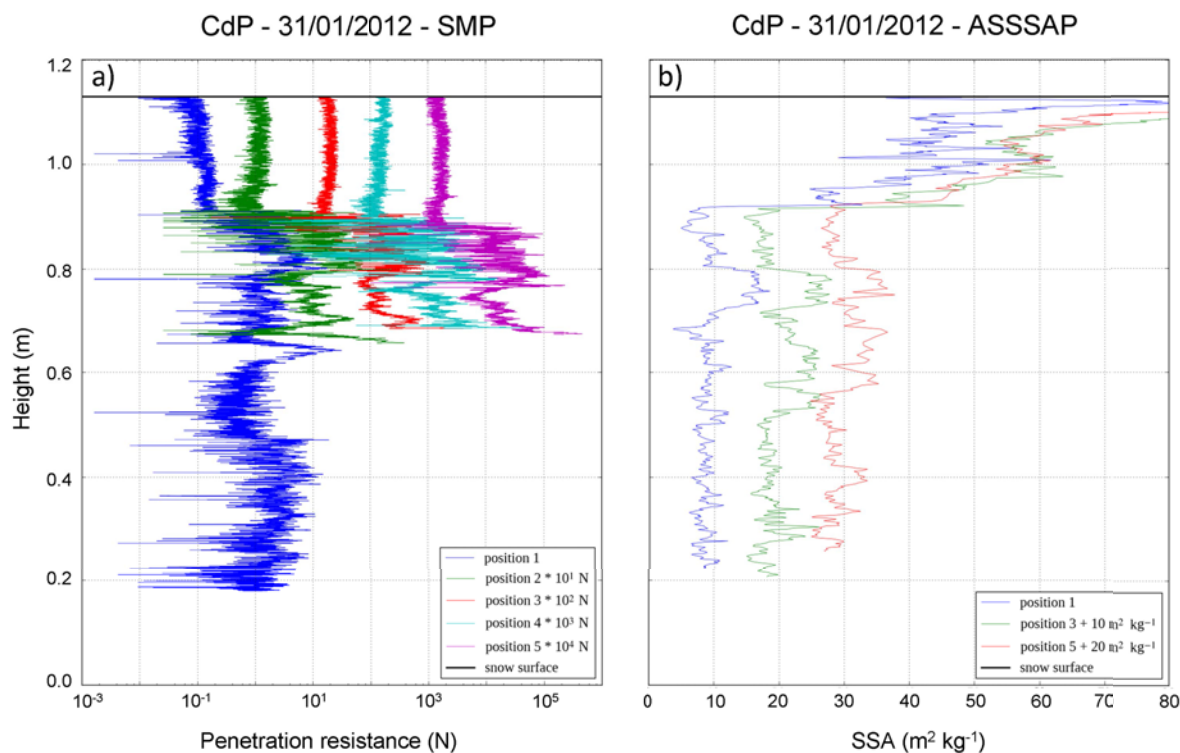


FIGURE 3.26 – Mesures des propriétés de la neige au Col de Porte. a) 5 profils verticaux de résistance à l’enfoncement obtenus avec le SMP (les profils sont décalés de 10 N les uns des autres pour mieux les distinguer). Quatre fois sur cinq l’acquisition s’est arrêtée à environ 70 cm du sol, là où il y avait une croûte de résistance supérieure à 41 N. b) 3 profils verticaux de SSA obtenus avec ASSSAP (les profils sont décalés de 10 m<sup>2</sup> kg<sup>-1</sup> les uns des autres pour mieux les distinguer). À partir de la surface, on remarque la présence d’une couche de neige fraîche d’environ 20 cm (de faible résistance et haute SSA) suivie par des couches de grains ronds alternées avec des croûtes de regel (de plus forte résistance et plus basse SSA).

février, on voit qu’ils sont décalés verticalement les uns par rapport aux autres, sous l’effet du tassement et de l’hétérogénéité horizontale de l’épaisseur relative des couches de neige. Afin de mettre en évidence l’évolution de la SSA et de  $f$  pendant cette période, il faut donc “recaler” les courbes. Pour ce faire, on peut par exemple prendre comme référence la position de la couche de grains ronds qui le 31 janvier se trouvait à environ 20 cm de profondeur et sur laquelle les couches plus récentes se sont accumulées. En faisant ceci, l’augmentation de la résistance et, surtout, la décroissance de la SSA dans les couches superficielles apparaissent plus clairement (voir Fig. 3.29).

L’intérêt des mesures acquises pendant cette campagne, et notamment des mesures de SSA, est double. D’une part, leur haute résolution verticale a permis de caractériser avec précision le profil des propriétés physiques de la neige. D’autre part, la grande variabilité des conditions météorologiques au cours de la saison d’hiver 2011/2012, qui a donné lieu à un manteau neigeux assez diversifié (précipitations fréquentes, formation de givre de surface, présence de forts gradients de température avec formation de cristaux

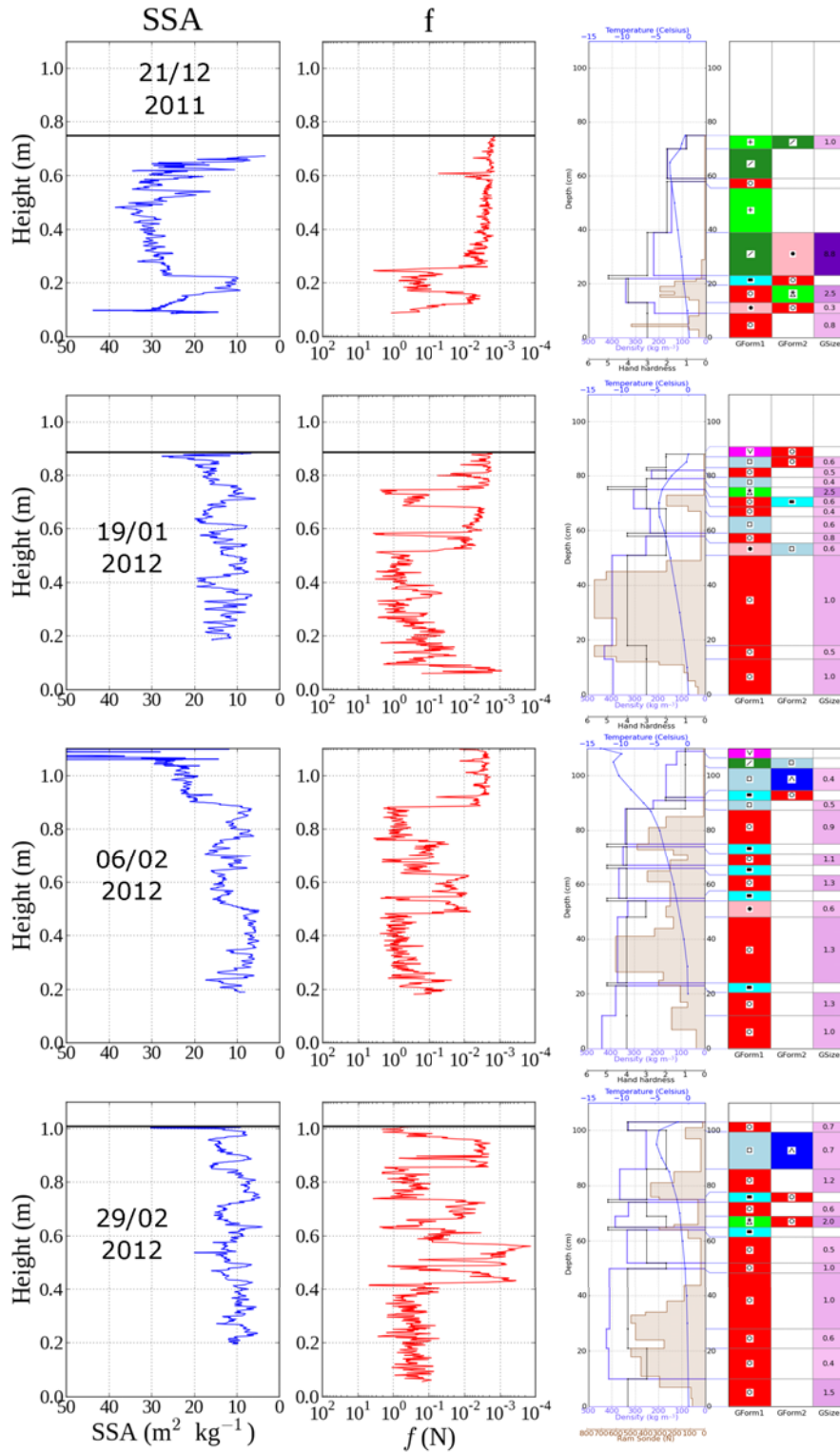


FIGURE 3.27 – Comparaison entre profils verticaux de SSA (obtenus avec ASSSAP), profils verticaux du paramètre  $f$  (obtenus à partir du signal du SMP) et stratigraphies classiques. Les graphiques présentent les résultats pour 4 dates de la saison 2011/2012 au Col de Porte.

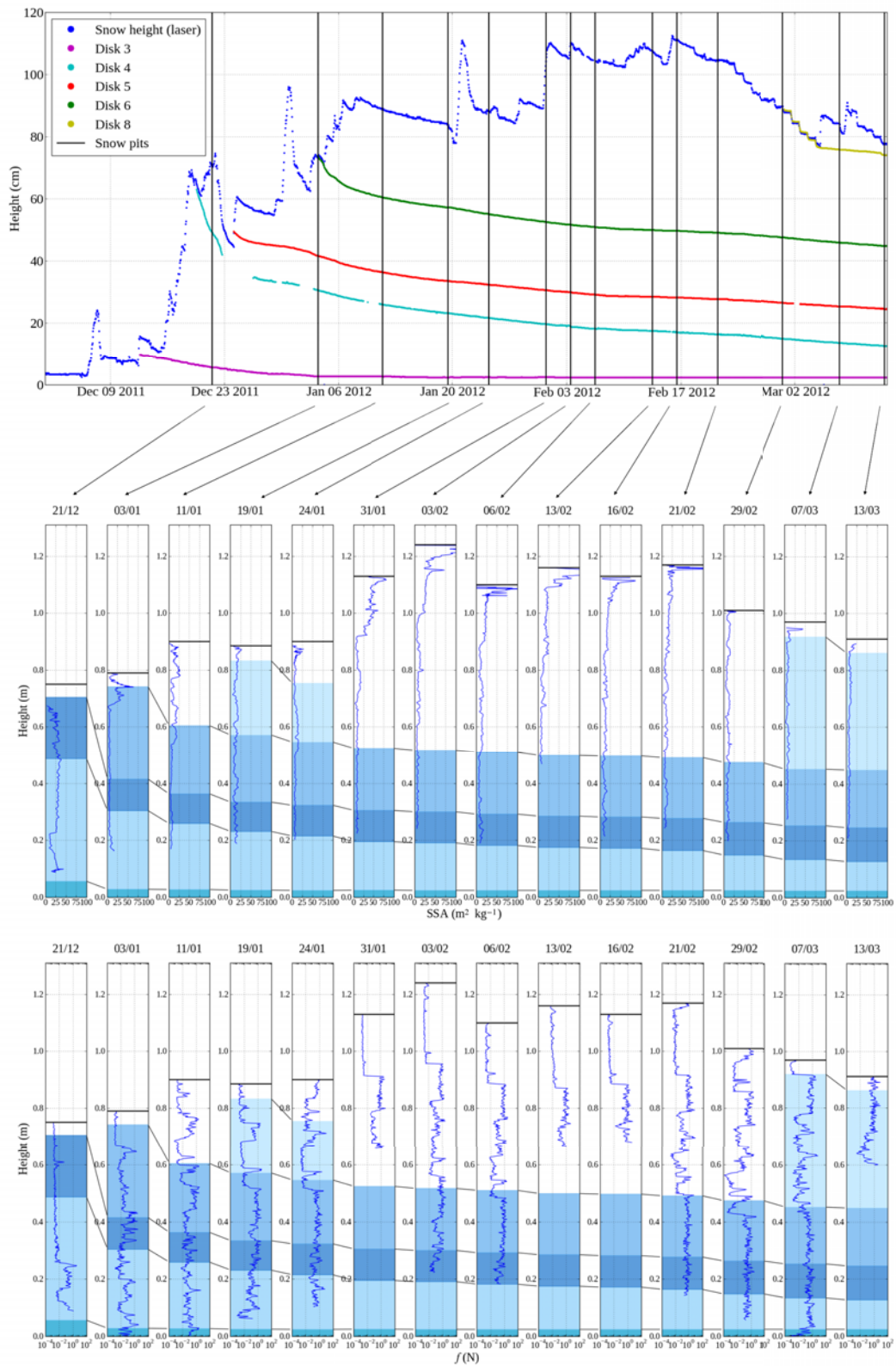


FIGURE 3.28 – Hauteur de neige, tassement des couches et profils verticaux de SSA et de  $f$  mesurés au Col de Porte pendant la saison 2011/2012.

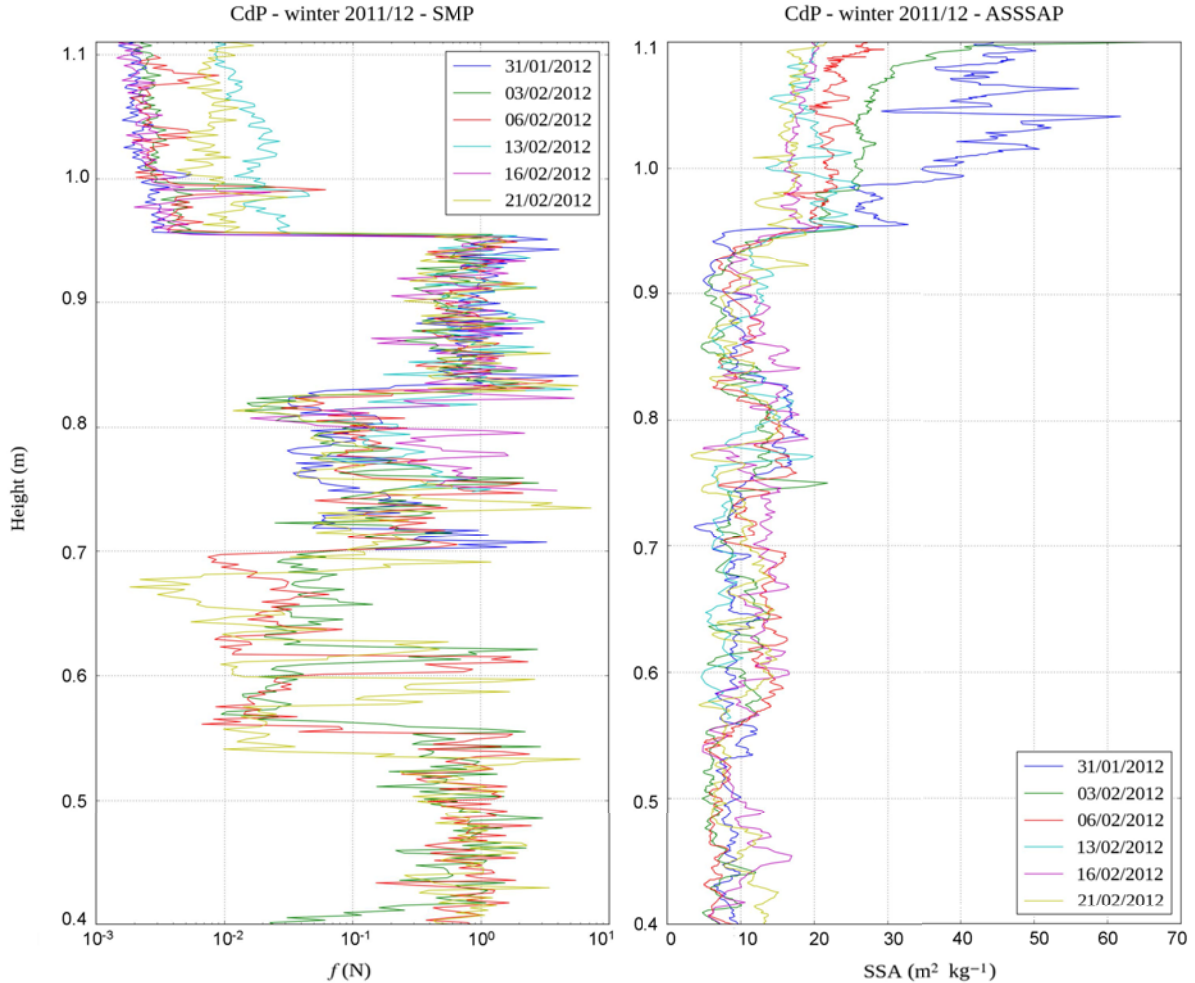


FIGURE 3.29 – Évolution temporelle des profils de SSA et de  $f$  au Col de Porte, entre le 31 janvier et le 21 février 2012.

facettés, humidification en fin de saison, etc.), a permis d’obtenir un jeu de données particulièrement riche. Ces mesures se sont donc avérées indispensables pour évaluer les différentes formulations du métamorphisme implémentées dans le modèle Crocus (voir Chapitre 4).

### 3.3 Synthèse

La surface spécifique de la neige peut être mesurée par différentes techniques (voir Sect. 2.1.2). Dans ce chapitre, nous avons présenté des mesures de SSA obtenues par méthode optique en utilisant les instruments DUFISSS (voir Sect. 3.1.1) et ASSSAP (voir Sect. 3.1.2). Nous avons également montré qu’il est possible d’estimer la SSA à partir des profils de résistance à l’enfoncement mesurés avec le SMP (voir Sect. 3.1.3). Les différentes techniques permettant de mesurer la SSA donnent des résultats parfois très différents et un consensus sur les méthodes et les protocoles de mesure n’a pas encore



été atteint.

Dans ce contexte, un *workshop* international sur “La taille des grains de neige - mesures et applications” a été organisé du 2 au 5 avril 2013 à Grenoble (France) par G. Picard, H. Löwe et S. Morin, sous l’égide de l’IACS (International Association of Cryospheric Sciences). Cette manifestation s’est proposée d’une part d’investiguer les relations entre différentes notions de “taille de grain” et d’autre part de discuter de l’incertitude, de la reproductibilité et de la comparabilité des techniques existantes pour la mesure de cette grandeur. La SSA est l’une des variables les plus prometteuses pour pouvoir définir une dimension de grains pertinente pour décrire les propriétés physiques et chimiques de la neige (voir Sect. 2.1.2). Pour cette raison, l’accent a été mis sur les différentes techniques de mesure de la SSA, en laboratoire et sur le terrain. En particulier, on s’est interrogé sur la possibilité de définir une méthode de référence pour la mesure de la SSA, à partir de laquelle toutes les autres méthodes puissent être validées. La technique de l’absorption du méthane est la plus ancienne et théoriquement la plus précise des méthodes existantes, mais elle est lente et difficile à mettre en œuvre. Très peu d’équipes dans le monde disposent des compétences et de l’instrumentation nécessaires pour effectuer ce type de mesures. La communauté scientifique s’interroge donc aujourd’hui sur la possibilité de garder cette méthode comme référence ou bien de la remplacer par d’autres techniques, telles que la micro-tomographie.

La nécessité de définir des méthodes et des protocoles communs pour la mesure de la SSA sur le terrain a été mise encore plus en évidence lors d’une journée organisée, dans le cadre de ce *workshop*, sur le glacier de La Girose, près de La Grave (France), le 4 avril 2013. Des instruments de mesure de terrain, basés sur des principes physiques différents (optique, stéréologie, micro-tomographie et micro-pénétrométrie) et avec des différences en termes de reproductibilité, temps d’acquisition et résolution verticale, ont fait l’objet d’une première inter-comparaison. Les résultats préliminaires ont montré une forte dispersion dans les valeurs mesurées. Ces différences peuvent être dues aux conditions de mesures, qui n’étaient pas identiques pour tous les instruments, et du fait que les protocoles standard n’ont pas été parfaitement suivis pendant les mesures. Les différences observées suggèrent donc la nécessité d’organiser une campagne d’inter-comparaison formelle entre les instruments permettant de mesurer la SSA, vu l’impact immédiat que les incertitudes dans la mesure de cette variable ont sur de nombreuses applications dans les domaines de la télédétection, de l’assimilation de données et de la modélisation du manteau neigeux. Cette campagne d’inter-comparaison se tiendra à Davos (Suisse) en mars 2014.

En conclusion, bien que les mesures de SSA permettent de caractériser quantitativement les couches de neige et de s’affranchir des observations visuelles de la taille de grains, elles souffrent encore de quelques “péchés de jeunesse”. Les résultats expérimentaux acquis pendant ce travail de thèse et les conclusions du *workshop* organisé à Grenoble vont dans la même direction et montrent que d’autres études seront nécessaires afin de pouvoir trouver un consensus sur les méthodes et les protocoles de mesure de la SSA.

# Chapitre 4

## Vers une nouvelle formulation du métamorphisme dans un modèle détaillé de manteau neigeux

### 4.1 Diamètre optique comme variable pronostique

Dans la version originale de Crocus présentée dans la Sect. 2.3 (Brun et al., 1989, 1992; Vionnet et al., 2012), la façon de décrire les grains de neige se limite à un descripteur de leur forme (dendricité et sphéricité des grains) et à un descripteur de leur taille moyenne. Même si cette dernière a été définie quantitativement lors d’observations en laboratoire (à l’aide du rayon de courbure le long du périmètre des grains projetés en 2D), il est incontestable que la taille et la forme utilisées restent définies de façon ambiguë et ne sont pas mesurables sur le terrain. Il est également évident qu’une description plus précise et plus riche que la taille et la forme utilisées dans Crocus est une étape indispensable pour la future génération de modèles de neige (Brun, 2011).

Le diamètre optique de la neige,  $d_{\text{opt}}$ , offre des perspectives tout-à-fait prometteuses, qui permettent par exemple de représenter de façon plus physique les processus contrôlant l’albédo de la neige dans la partie infra-rouge du spectre solaire. Au cours de ce travail de thèse, la dendricité et la taille de grains dans Crocus ont été remplacées par le diamètre optique, qui a été implémenté en tant que variable pronostique du modèle. Cela a permis de tester différentes lois d’évolution de  $d_{\text{opt}}$ , qui ont été comparées avec des mesures de terrain. Dans ce chapitre nous décrivons en détail les méthodes et les outils que nous avons utilisés et nous présentons les principaux résultats auxquels nous sommes parvenus.

### 4.2 Tests avec un modèle simplifié de manteau neigeux

Avant de pouvoir reformuler les lois de métamorphisme de Crocus en termes de diamètre optique, il a été nécessaire de bien comprendre comment cette variable évolue au cours du temps. Les paramétrisations et les modèles présentés dans la Sect. 2.2.2 décrivent le taux de croissance de  $d_{\text{opt}}$  (ou le taux de décroissance de la SSA) en fonction de trois variables : la température  $T$ , le gradient de température  $G$  et la masse volu-

mique  $\rho$ . En particulier, dans la paramétrisation de Taillandier et al. (2007) le taux de décroissance de la SSA dépend de  $T$  et de  $G$  (en plus de la SSA initiale de la couche), dans le modèle de Legagneux and Dominé (2005) la SSA décroît en condition d'isothermie en fonction de  $T$  et de  $\rho$  (et de la distribution de taille des particules) et dans le modèle de Flanner and Zender (2006)  $d_{\text{opt}}$  croît en fonction de  $T$ ,  $G$  et  $\rho$  (en plus de la distribution de taille des particules et de l'irrégularité de l'espacement entre les particules). Avant d'implémenter ces formulations dans Crocus, nous avons donc créé un modèle très simplifié de manteau neigeux, codé en langage Python, qui permet de faire évoluer au cours du temps les variables  $T$ ,  $G$  et  $\rho$  en fonction des conditions initiales et aux limites souhaitées. Les valeurs de ces trois variables sont ensuite fournies en entrée des différentes formulations du métamorphisme, qui ont été également intégrées dans ce modèle. La paramétrisation de Taillandier et al. (2007) et le modèle de Legagneux and Dominé (2005) ont été implémentés à partir des équations présentées dans les articles respectifs, alors que pour le modèle de Flanner and Zender (2006) nous nous sommes basé sur l'algorithme original en MatLab, que nous avons recodé en Python. Les lois originales de Crocus (Brun et al., 1992) ont été également recodées en Python à partir du code de SURFEX/ISBA-Crocus, écrit en Fortran. De cette façon, ces différentes formulations ont été regroupées, ce qui nous a permis de les tester et de les comparer plus facilement.

Le modèle simplifié de manteau neigeux dans lequel les différentes formulations du métamorphisme ont été intégrées est un modèle unidimensionnel qui fait évoluer au cours du temps les propriétés physiques des couches de neige. Chaque couche est caractérisée, à chaque pas de temps, par son épaisseur  $\Delta z$ , sa masse volumique  $\rho$  et sa température  $T$ . Cette dernière est calculée aux interfaces  $j = 0, 1, 2, \dots$ , ce qui permet de définir pour chaque couche une température moyenne  $T_m = (T_j + T_{j+1})/2$  et un gradient de température  $G = |(T_j - T_{j+1})|/\Delta z$ .

L'épaisseur et la masse volumique changent au cours du temps, car les couches de neige se tassent sous l'action combinée du métamorphisme et du poids des couches supérieures. La vitesse de tassement est exprimée en fonction de la contrainte exercée par les couches supérieures et dépend de la viscosité de la neige. Dans notre modèle, la loi de viscosité est la même que celle utilisée par Crocus et le tassement est calculé en conservant la masse des couches et en réduisant leur épaisseur au cours du temps. L'effet mécanique est simulé en utilisant l'équation :

$$\frac{\Delta z}{z} = -\frac{\sigma}{\eta} \Delta t \quad (4.1)$$

où  $\sigma$  est la contrainte verticale due au poids des couches supérieures (en  $\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-2}$ ) et  $\eta$  est la viscosité (en  $\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$ ). Pour simuler l'effet du métamorphisme, non pris en compte explicitement, on applique à la couche de surface une contrainte fictive correspondante à la moitié de son poids. L'épaisseur de chaque couche  $i$  à chaque pas de temps  $t+\Delta t$  est donnée par :

$$\Delta z_i^{t+\Delta t} = \Delta z_i^t \left[ 1 - \frac{\Delta t}{\eta_i^t} \cdot g \cdot (z_{<i}^t \cdot \rho_{<i}^t) \right] \quad (4.2)$$

où  $g$  est l'accélération de gravité et l'indice  $<i$  indique le fait que chaque couche est affectée par le poids de toutes les couches supérieures. La masse volumique peut donc être

calculée à partir de la conservation de la masse :

$$\rho_i^{t+\Delta t} = \rho_i^t \frac{\Delta z_i^t}{\Delta z_i^{t+\Delta t}} \quad (4.3)$$

A l'intérieur du manteau neigeux, les variations d'énergie sont dues principalement aux transferts verticaux de chaleur et de masse. Pour pouvoir connaître le profil vertical de température à l'intérieur du manteau, il faut résoudre l'équation de la chaleur, qui peut être écrite :

$$\frac{\partial \rho C_p T}{\partial t} = \frac{\partial^2 k_T T}{\partial z^2} + Q \quad (4.4)$$

où  $C_p$  est la chaleur spécifique de la glace (fonction linéaire de la température),  $k_T$  est la conductivité thermique dans la neige (fonction de la masse volumique de la neige) et  $Q$  est une source locale de chaleur. Notre modèle résout cette équation en appliquant un forçage aux interfaces neige/sol et neige/air. Ce forçage peut être fourni sous forme de température (condition aux limites de Dirichlet) ou bien de flux (condition aux limites de Neumann). La méthode utilisée pour résoudre l'équation de la chaleur est la même que celle employée par Crocus. Il s'agit du schéma de Crank-Nicholson (Crank and Nicolson, 1947), qui permet de résoudre des systèmes d'équations aux dérivées partielles en utilisant les différences finies. La discrétisation temporelle et spatiale est obtenue avec les expressions suivantes :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{T_i^{t+\Delta t} - T_i^t}{\Delta t} \quad (4.5a)$$

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \frac{1}{2} \left( \frac{T_{i+1}^{t+\Delta t} - T_{i-1}^{t+\Delta t}}{2\Delta z} + \frac{T_{i+1}^t - T_{i-1}^t}{2\Delta z} \right) \quad (4.5b)$$

$$\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = \frac{1}{2\Delta z^2} [(T_{i-1}^{t+\Delta t} - 2T_i^{t+\Delta t} + T_{i+1}^{t+\Delta t}) + (T_{i-1}^t - 2T_i^t + T_{i+1}^t)] \quad (4.5c)$$

Après linéarisation du terme  $Q$  par rapport à la température, le nouveau profil de température,  $T_i^{t+\Delta t}$ , provient de la résolution d'un système linéaire de dimension  $N$  (où  $N$  est le nombre de couches que l'on veut simuler).

$$\begin{pmatrix} b_1 & c_1 & 0 & 0 & 0 \\ a_2 & b_2 & c_2 & 0 & 0 \\ 0 & \dots & \dots & \dots & 0 \\ 0 & 0 & a_{N-1} & b_{N-1} & c_{N-1} \\ 0 & 0 & 0 & a_N & b_N \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} T_1^{t+\Delta t} \\ \dots \\ \dots \\ \dots \\ T_N^{t+\Delta t} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} d_1 \\ \dots \\ \dots \\ \dots \\ d_N \end{pmatrix} \quad (4.6)$$

La Fig. 4.1 montre l'évolution temporelle des profils verticaux de masse volumique et de température. Dans cet exemple, le manteau neigeux a été initialisé avec  $\rho = 50 \text{ kg m}^{-3}$  et  $T = -15^\circ\text{C}$ . Comme conditions aux limites pour la température nous avons pris une valeur constante ( $-10^\circ\text{C}$ ) à l'interface neige/sol et une valeur oscillante (entre  $-5^\circ\text{C}$  et  $-15^\circ\text{C}$ ) à l'interface neige/air, afin de simuler un cycle journalier. La masse volumique augmente au cours du temps en accord avec les Eqs. 4.1-4.3 pendant que la température évolue en accord avec les Eqs. 4.4-4.6.

Une fois les valeurs de  $T$ ,  $G$  et  $\rho$  connues, le modèle permet d'investiguer les lois d'évolution de la SSA. Dans la Fig. 4.2, par exemple, nous avons simulé la décroissance

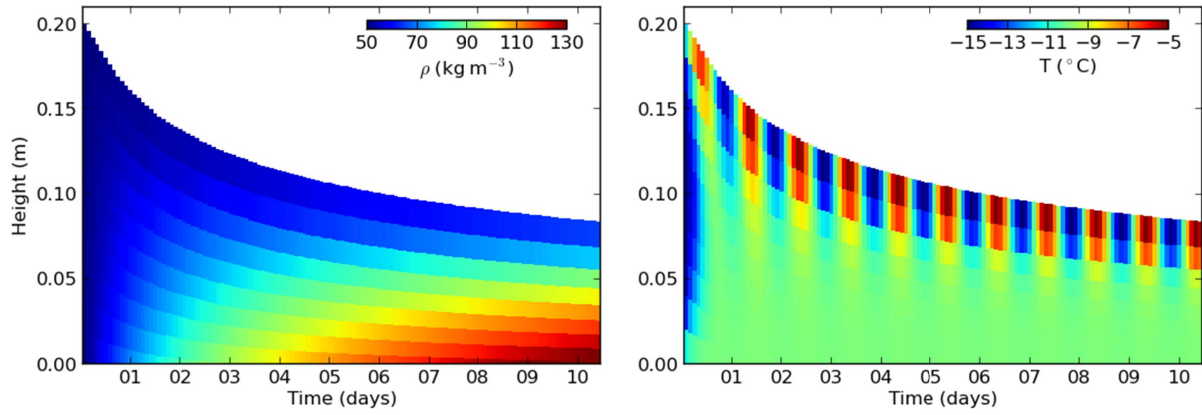


FIGURE 4.1 – Simulation de l'évolution temporelle des profils de masse volumique (à gauche) et de température (à droite) avec un modèle simplifié de manteau neigeux.

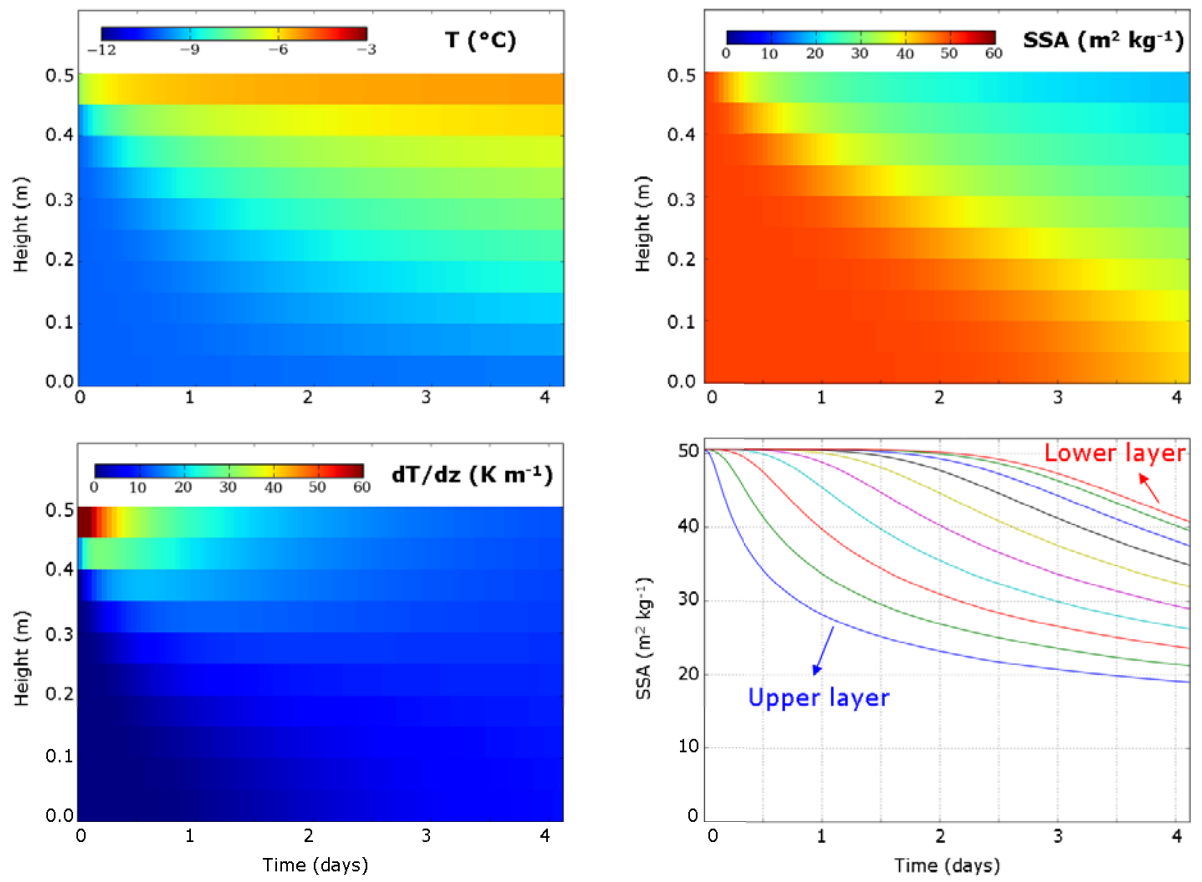


FIGURE 4.2 – Évolution temporelle des profils de température et de gradient de température (à gauche) et de SSA (à droite). La température a été calculée avec l'équation de la chaleur et la SSA a été simulée avec le modèle de Flanner and Zender (2006).

de la SSA pendant 4 jours, à partir de la température et du gradient de température,

en utilisant le modèle de Flanner and Zender (2006). La température a été initialisée à  $-10\text{ °C}$  et forcée à  $-5\text{ °C}$  en haut et  $-10\text{ °C}$  en bas du manteau. Au bout de quelques jours le système se stabilise à une valeur homogène de gradient d'environ  $10\text{ K m}^{-1}$ . La SSA évolue donc plus vite dans les couches de surface, relativement plus chaudes, que dans celles enfoncées, relativement plus froides.

Quand on dispose de mesures de terrain de  $T$ ,  $G$  et  $\rho$ , il est possible de les rentrer directement dans le modèle. Pendant la campagne à Summit, par exemple, nous avons effectué des profils quotidiens de masse volumique et, parallèlement, des mesures de température à des profondeurs différentes (voir Sect 3.2.1). Les valeurs de  $T$ ,  $G$  et  $\rho$  ainsi obtenues peuvent donc être utilisées pour simuler l'évolution de la SSA (voir Fig. 4.3).

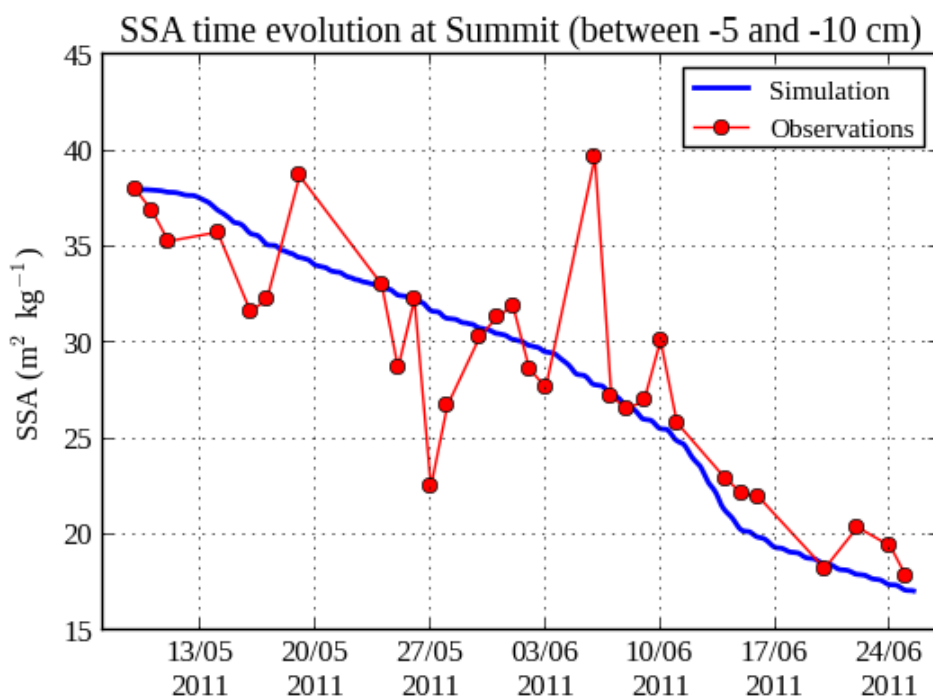


FIGURE 4.3 – Évolution temporelle de la SSA entre 5 et 10 cm de profondeur à Summit, en mai et juin 2011. Les cercles rouges représentent des moyennes de toutes les valeurs de SSA mesurées chaque jour avec DUFISSS entre 5 et 10 cm. La courbe bleue représente la simulation de la SSA avec le modèle de Flanner and Zender (2006), alimenté par les données de température, de gradient de température et de masse volumique mesurées sur le terrain.

### 4.3 Implémentation du diamètre optique dans Crocus

Afin d'implémenter le diamètre optique comme variable prognostique du modèle Crocus, nous avons tout d'abord inversé l'Eq. 2.28. Cela nous a permis d'obtenir des expressions de la dendricité  $d$  et de la taille de grains  $g_s$  en fonction de la sphéricité  $s$  et du

diamètre optique  $d_{\text{opt}}$ . L'introduction de ces expressions dans le modèle a conduit à une formulation dans laquelle la microstructure de la neige était représentée exclusivement par  $d_{\text{opt}}$  et  $s$  (voir Sect. 4.6.3).

L'étape suivante a consisté à reformuler les lois de métamorphisme décrivant l'évolution de la microstructure au sein du manteau neigeux (voir Table 2.4) en termes de  $d_{\text{opt}}$  et  $s$ . Les équations du taux de changement de  $s$  sont restées inchangées et celles de  $d$  et  $g_s$  ont été remplacées par des lois d'évolution de  $d_{\text{opt}}$  :

$$\frac{\partial s}{\partial t} \rightarrow \frac{\partial s}{\partial t} \quad (4.7a)$$

$$\frac{\partial d}{\partial t}, \frac{\partial g_s}{\partial t} \rightarrow \frac{\partial d_{\text{opt}}}{\partial t} \quad (4.7b)$$

Pour obtenir les expressions de  $\partial d_{\text{opt}}/\partial t$ , l'Eq. 2.28 a été dérivée par rapport au temps :

$$\frac{\partial d_{\text{opt}}}{\partial t} = 10^{-4} \left[ \frac{\partial s}{\partial t} (d - 1) + \frac{\partial d}{\partial t} (s - 3) \right] \quad \text{cas dendritique} \quad (4.8a)$$

$$\frac{\partial d_{\text{opt}}}{\partial t} = -2 \cdot 10^{-4} s \frac{\partial s}{\partial t} \quad \text{cas non-dendritique} \quad (4.8b)$$

En remplaçant  $d$  (à partir de l'Eq. 4.10) et  $\partial d/\partial t$  (à partir des expressions de la Table 2.4) dans les équations ci-dessus, nous sommes finalement parvenus à une formulation du métamorphisme où les lois sont exprimées uniquement en fonction de  $d_{\text{opt}}$  et  $s$  (voir Table 4.2).

À part le fait d'avoir remplacé deux variables semi-empiriques ( $d$  et  $g_s$ ) par une variable microstructurale bien définie ( $d_{\text{opt}}$ ), cette nouvelle formulation n'ajoute rien du point de vue physique, car elle constitue tout simplement une reformulation en termes de diamètre optique des lois précédentes. Cependant, le taux de croissance du diamètre optique apparaît maintenant explicitement dans les équations, ce qui permet d'implémenter facilement différentes lois d'évolution de  $d_{\text{opt}}$ , telles que la paramétrisation proposée par Taillandier et al. (2007) et le modèle développé par Flanner and Zender (2006). Ces lois d'évolution ont donc été d'abord testées (voir Sect 4.2) et ensuite intégrées dans Crocus (voir Sect. 4.6.3). Le modèle de Legagneux and Dominé (2005) n'a pas été implémenté, car il ne reproduit pas bien l'évolution de la SSA et il ne prend pas en compte l'effet du gradient de température.

Dans la version actuelle de Crocus, il est désormais possible de choisir la formulation du métamorphisme que l'on veut. Si on décide d'utiliser la formulation originale de Brun et al. (1992), la microstructure est décrite par  $d$ ,  $s$  et  $g_s$ . Dans ce cas,  $d_{\text{opt}}$  est diagnostiqué indirectement à partir de ces variables en utilisant l'Eq. 2.28. Si, au contraire, on utilise la reformulation des lois originales en termes de  $d_{\text{opt}}$  ou la paramétrisation de Taillandier et al. (2007) ou le modèle de Flanner and Zender (2006), la microstructure est alors décrite directement par  $d_{\text{opt}}$  et par  $s$ .

## 4.4 Résultats et évaluation des simulations

Les différentes formulations du métamorphisme implémentées dans Crocus ont été évaluées en comparant les résultats des simulations avec des mesures de terrain. Ces

comparaisons ont été effectuées et en termes de variables intégrées, telles que la hauteur de neige, l'équivalent en eau et l'albédo, et en termes de profils verticaux de masse volumique, de diamètre optique et de SSA. Ci-dessous nous résumons brièvement les principaux résultats de ce travail, qui sont présentés plus en détail dans la Sect. 4.8.

La nouvelle représentation de la microstructure de la neige en termes de diamètre optique ne réduit pas significativement les différences entre simulations et observations que l'on trouve en utilisant l'ancienne formulation basée sur la dendricité et la taille de grains. En fait, les différentes formulations conduisent à des résultats similaires, indépendamment des lois d'évolution du diamètre optique que l'on choisit. Dans tous les cas, l'écart quadratique moyen entre la SSA simulée et observée est inférieur à  $10 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ . L'intérêt de l'implémentation du diamètre optique comme variable prognostique réside dans le fait que cette variable présente deux grands avantages par rapports aux variables semi-empiriques telles que la dendricité et la tailles de grains : d'une part, elle permet de décrire quantitativement et sans ambiguïté la microstructure de la neige et d'autre part elle peut être mesurée sur le terrain. Le diamètre optique permet donc de faire le pont entre les observations de terrain de la microstructure de la neige et la modélisation du manteau neigeux. Concrètement, il est par exemple possible maintenant d'initialiser Crocus avec un profil de SSA mesuré directement sur le terrain, de faire évoluer explicitement la SSA dans le modèle et de comparer les résultats des simulations avec d'autres profils observés. Ceci n'est pas le seul intérêt d'avoir reformulé le métamorphisme en termes de diamètre optique. Cette variable, en fait, est liée à de nombreuses propriétés physiques, et notamment électromagnétiques, du manteau neigeux. Par conséquent, décrire de façon physique l'évolution au cours du temps du diamètre optique ne permet pas seulement de mieux caractériser la microstructure, mais aussi d'améliorer la représentation des processus contrôlant, par exemple, l'albédo de la neige.

Les travaux principaux de ce chapitre sont regroupés dans l'article reproduit dans les pages suivantes :

**Implementation and evaluation of prognostic representations of the optical diameter of snow in the detailed snowpack model SURFEX/ISBA-Crocus**



# Implementation and evaluation of prognostic representations of the optical diameter of snow in the detailed snowpack model SURFEX/ISBA-Crocus

C.M. Carmagnola<sup>1</sup>, S. Morin<sup>1</sup>, M. Lafaysse<sup>1</sup>, F. Domine<sup>2</sup>, B. Lesaffre<sup>1</sup>, Y. Lejeune<sup>1</sup>, G. Picard<sup>3</sup> and L. Arnaud<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Météo France - CNRS, CNRM - GAME UMR 3589, Centre d'Etudes de la Neige, Grenoble, France

<sup>2</sup>Takuvik Joint International Laboratory, CNRS and Université Laval, Québec (QC), Canada

<sup>3</sup>CNRS, UJF Grenoble, LGGE, Grenoble, France

## Abstract

In the SURFEX/ISBA-Crocus multi-layer snowpack model, the snow microstructure was up to now characterized by the grain size and by semi-empirical shape variables which cannot be measured easily in the field or linked to other relevant snow properties. In this work we introduce a new formulation of snow metamorphism directly based on equations describing the rate of change of the optical diameter ( $d_{\text{opt}}$ ). This variable is considered here to be equal to the equivalent sphere optical diameter, which is inversely proportional to the specific surface area (SSA).  $d_{\text{opt}}$  thus represents quantitatively some of the geometric characteristics of a porous medium. Different prognostic rate equations of  $d_{\text{opt}}$ , including a re-formulation of the original Crocus scheme and the parametrizations from Taillandier et al. (2007) and Flanner and Zender (2006), were evaluated by comparing their predictions to field measurements carried out at Summit Camp (Greenland) in May and June 2011 and at Col de Porte (French Alps) during the 2009/10 and 2011/12 winter seasons. We focused especially on results in terms of SSA. In addition, we tested the impact of the different formulations on the simulated density profile, the total snow height, the snow water equivalent (SWE) and the surface albedo. Results indicate that all formulations perform well, with median values of the RMSD between measured and simulated SSA lower than  $10 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ . Incorporating the optical diameter as a fully-fledged prognostic variable is an important step forward in the quantitative description of the snow microstructure within snowpack models, because it opens the way to data assimilation of various electromagnetic observations.

## 4.5 Introduction

Snow is a dynamic medium that undergoes continuous thermodynamical and mechanical processes leading to changes in its microstructure (Colbeck, 1983; Dominé and Shepson, 2002; Flin et al., 2004; Schneebeli and Sokratov, 2004). A good representation of this so-called “snow metamorphism” within snowpack models is crucial, since the snow microstructure has a significant impact on many macroscopic properties of the snowpack itself. For instance, optical properties such as the transmission of light through the snowpack or the surface albedo and chemical exchanges between air and snow are strongly affected by the snow microstructure (Warren, 1982; Domine et al., 2008). Therefore, designing snow physical models in such a way that they can accurately simulate the metamorphic processes can improve the calculation of the energy and mass budget of snow-covered surfaces (Flanner and Zender, 2006; Taillandier et al., 2007), the avalanche forecasting (Brun et al., 1989, 1992; Durand et al., 1999) and the modelling of climate and of air-snow exchanges of reactive chemical species (Barret et al., 2011).

Few snowpack models incorporate an explicit representation of snow metamorphism. In simplest physically-based models, snow layers are described by their thickness, temperature, density and liquid water content (Essery et al., 2013). More detailed models, in order to simulate snow aging and albedo evolution, include a representation of grain size growth. In the Community Land Model (CLM, Oleson et al., 2010), for instance, dry snow aging is represented as an evolution of the ice effective grain size, which evolves following the microphysical model described by Flanner and Zender (2006). More complex models also incorporate a notion of grain shape (Brun et al., 1989, 1992; Lehning et al., 2002). This notion can be important if the aim is to predict an estimate of the avalanche risk (Durand et al., 1999). In the SURFEX/ISBA-Crocus (Crocus hereinafter) multi-layer snow model (Brun et al., 1989, 1992; Vionnet et al., 2012), metamorphism is currently represented by equations describing the evolution of the snow grain size, the dendricity and the sphericity. These variables, however, are semi-empirical and can neither be measured easily in the field or directly linked to other relevant snow properties. In addition, this representation makes data assimilation efforts operating on physical properties of snow particularly cumbersome (Touret et al., 2011; Dumont et al., 2012a).

Among scalar variables describing the microstructure of snow and which can be derived from the 3D geometry of this porous medium (Flin et al., 2003; Löwe et al., 2011), the specific surface area (SSA) has gained increased attention over the past decade. SSA is defined as the total area at the ice/air interface in a given snow sample per unit mass. This variable is impacted by snow aging in a potentially predictable way (Flin et al., 2004; Legagneux and Dominé, 2005; Flanner and Zender, 2006) and generally decreases over time, with values ranging from  $224 \text{ m}^2\text{kg}^{-1}$  for diamond dust crystals (Domine et al., 2012) to less than  $2 \text{ m}^2\text{kg}^{-1}$  for melt-freeze crusts (Domine et al., 2007b). Moreover, SSA is a practical metric for relating the microphysical state of the snowpack to snow electromagnetic characteristics, such as snow albedo and penetration depth (Wiscombe and Warren, 1980; Flanner and Zender, 2006) and microwave behaviour (Brucker et al., 2011a; Roy et al., 2013a). A rich dataset of SSA measurements is now available, since SSA can be retrieved from remote sensing (Kokhanovsky and Schreier, 2009; Dumont et al., 2012b; Mary et al., 2013), computed by micro-tomography under both isothermal (Flin et al., 2004; Löwe et al., 2011; Schleef and Loewe, 2013) and temperature gradient

conditions (Schneebeili and Sokratov, 2004; Calonne et al., in prep.; Riche et al., 2013) and measured in the field using optical methods (Matzl and Schneebeili, 2006; Gallet et al., 2009; Arnaud et al., 2011).

SSA is inversely proportional to the equivalent spheres' diameter, which is the diameter of a monodisperse collection of disconnected spheres featuring the same surface area/mass ratio. The equivalent spheres' diameter is often used interchangeably with the snow optical diameter ( $d_{\text{opt}}$ ). This allows for writing :

$$SSA = \frac{6}{d_{\text{opt}} \times \rho_{\text{ice}}} \quad (4.9)$$

where  $\rho_{\text{ice}}$  is the density of ice ( $917 \text{ kg m}^{-3}$ ). Unlike grain size, a quantity with an ambiguous definition and for which it is difficult to obtain accurate values from visual inspections (Fily et al., 1997; Grenfell and Warren, 1999; Fierz et al., 2009),  $d_{\text{opt}}$  is a well-defined variable representing some geometric characteristics of a porous medium (Giddings and LaChapelle, 1961; Warren, 1982; Grenfell et al., 1994). If the purpose is to model air-snow exchanges of chemical species, it is more convenient to use SSA, whereas  $d_{\text{opt}}$  is more adequate to describe snow optical properties. In the following we will discuss in terms of both  $d_{\text{opt}}$  and, alternatively, SSA.

Crocus already included a description of the optical diameter, because of its impact on near-infrared albedo. However, this variable was only diagnosed from the dendricity ( $d$ ), the sphericity ( $s$ ) and the snow grain size ( $g_s$ ). This generates errors on the parametrization of  $d_{\text{opt}}$  which add up to the errors on the model internal variables. The main consequence, as stated by Morin et al. (2013), is that “this formalism hampers direct improvements of the model performance, because improving the optical diameter prediction would require improving either the relationships between  $d$ ,  $s$  and  $g_s$  or the metamorphism laws acting on them”. In this work we introduce an alternative approach, in which snow metamorphism within the Crocus model is now described by equations formulated in terms of the rate of change of two state variables, sphericity and optical diameter. In other words, we replaced two of the primary Crocus variables (dendricity and size) with optical diameter, turning the latter into a prognostic variable. We decided to represent the evolution of the optical diameter instead of SSA because small errors in low SSA values produce large differences in  $d_{\text{opt}}$  (see Eq. 4.9), with a large impact on the optical properties. This new formalism allows for simplifying the model by reducing from 3 to 2 the number of variables which evolve over time. Moreover, it makes it easier to implement into Crocus different parametrizations of the rate of increase of  $d_{\text{opt}}$ , which is one of the purposes of this paper. In particular, we tested four evolution laws of dry metamorphism : the original Crocus formulation (Brun et al. (1992); Vionnet et al. (2012), B92 hereinafter) using  $d$ ,  $s$  and  $g_s$ ; our new formulation (C13) using  $s$  and  $d_{\text{opt}}$ , in which the rate of change of the optical diameter is deduced, making some simplifications, from the same equations as B92; the parametrization proposed by Taillandier et al. (2007) (T07); the model developed by Flanner and Zender (2006) (F06). All the above-mentioned formulations were evaluated by comparing them to field measurements. Two instruments which retrieve snow specific surface area from infrared reflectance measurements at 1310 nm., DUFISSE (Gallet et al., 2009) and ASSSAP (a light version of POSSSUM, Arnaud et al., 2011), were used at Summit Camp (Greenland) in May and June 2011 and during 2009/2010 and 2011/2012 winter seasons at Col de Porte (French Alps). During these field

campaigns, SSA data were acquired with high vertical resolution (about 1 cm), allowing for testing the accuracy of the different representations of dry metamorphism.

## 4.6 Metamorphism in SURFEX/ISBA-Crocus

### 4.6.1 Model overview

SURFEX (Surface Externalisée, Masson et al., 2013) is the surface modelling platform developed by Météo-France. It has been designed to be coupled with atmospheric and hydrological models and contains independent physical schemes like ISBA for natural land surface, TEB (Town Energy Balance model) for urbanized areas and FLake for lakes. ISBA (Interaction Sol-Biosphère-Atmosphère) includes, in turn, several sub-modules simulating the exchanges of energy and water between the continuum soil-vegetation-snow and the atmosphere above. For snow, different scheme options are available within ISBA, the most detailed of them being Crocus (Brun et al., 1989, 1992; Vionnet et al., 2012).

Crocus is a unidimensional model able to compute the energy and mass balance of the snowpack. To this end, the vertical profile of the physical properties of snow is represented by a large number of numerical layers (Vionnet et al., 2012). The model includes a detailed description of the time evolution of the snow microstructure. To implement the metamorphism laws, a semi-quantitative formalism describing snow as a function of continuous parameters has been introduced into Crocus (Brun et al., 1992). These parameters are the dendricity  $d$  (dimensionless, varying between 0 and 1), the sphericity  $s$  (dimensionless, also varying between 0 and 1) and the grain size  $g_s$  (corresponding to the diameter of the grain, in m). Two main classes of snow types are considered by Crocus. Initial  $d$  and  $s$  values are prescribed to every freshly-fallen snow layer, depending on wind-speed and temperature. In the case of low wind and cold temperature conditions,  $d$  and  $s$  are set to 1 and 0.5, respectively. A layer is considered dendritic as long as precipitated snow crystals are still recognizable. When  $d$ , which always decreases with snow aging, reaches 0, snow enters the non-dendritic state and the variables describing its microstructure are switched to  $s$  and  $g_s$  (Vionnet et al., 2012; Morin et al., 2013). The time evolution of dendricity, sphericity and grain size follows empirical laws whose parameters were adjusted through experimental investigations. In the case of dry snow, these laws depend mostly on temperature  $T$  and temperature gradient  $G$  (Brun et al., 1989, 1992; Vionnet et al., 2012). In particular, three regimes are distinguished : weak temperature gradient ( $G \leq 5 \text{ K m}^{-1}$ ), middle temperature gradient ( $5 \text{ K m}^{-1} < G \leq 15 \text{ K m}^{-1}$ ) and strong temperature gradient ( $G > 15 \text{ K m}^{-1}$ ). In the latter case,  $g_s$  increases over time following the parametrization described by Marbouty (1980). For wet snow metamorphism, evolution laws only depend on liquid water content (Brun, 1989).

### 4.6.2 Impact of the snow microstructure within the model

The snow microstructural variables ( $d$ ,  $s$  and  $g_s$ ) are computed for every time step and for each layer within the metamorphism routine of Crocus. Other processes, however, can modify these variables. In addition, the microstructural properties are used in turn to calculate different physical quantities. In this section we describe briefly where and how,

apart from the metamorphism routine, the microstructural variables are used or modified within the model.

## Snow compaction

Snow layer settling due to the combined effect of the metamorphism and the weight of the overlaying layers is computed using a Newtonian viscosity law, which leaves the mass of each layer unchanged and reduces the layer thickness in proportion to density increase. Snow viscosity depends on snow density, temperature and liquid water content, but also on microstructural properties (depth hoar, for instance, has a lower compaction rate).

## Snow surface albedo and solar radiation transmission through the snowpack

In order to calculate the surface albedo and the transmission of short-wave radiation through the snowpack, the optical diameter of snow was empirically derived from the snow microstructural properties based on the experimental work by Sargent et al. (unpublished). Laboratory measurements of the optical diameter using an optical method and of  $d$ ,  $s$  and  $g_s$  using 2D-image analysis (Lesaffre et al., 1998) allowed to formulate two different equations, described in Vionnet et al. (2012) : in the dendritic case the optical diameter is computed as a function of  $d$  and  $s$ , whereas in the non-dendritic case it is computed as a function of  $s$  and  $g_s$  (see Fig. 4.4). The albedo is then calculated from the snow properties of the two upper numerical layers by splitting the solar radiation in three separate spectral bands ( $[0.3-0.8]$ ,  $[0.8-1.5]$  and  $[1.5-2.8]$   $\mu\text{m}$ ). In the UV and visible range ( $[0.3-0.8]$   $\mu\text{m}$ ), albedo depends on the optical diameter and on the amount of light absorbing impurities, the latter being parameterized from the age of snow. In the infrared bands ( $[0.8-1.5]$  and  $[1.5-2.8]$   $\mu\text{m}$ ), albedo depends only on the optical diameter of snow (Vionnet et al., 2012). For instance, increasing the optical diameter from  $1.09 \cdot 10^{-4}$  m (corresponding to a SSA of  $60 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ ) to  $3.27 \cdot 10^{-4}$  m (corresponding to a SSA of  $20 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ ) leads to an albedo decrease from 0.79 to 0.67 in the range 0.8-1.5  $\mu\text{m}$ .

## Snowfall and grid resizing

Crocus can modify the discretization of the vertical grid, in order to keep the number of layers below a predetermined value (typically 50). When a new snowfall layer is added to an existing snowpack, the model first prescribes specific values accounting for its microstructure. Then, if the freshly fallen snow layer and the existing top layer have similar characteristics, they are merged. The similarity between both layers is determined from the value of the sum of their differences in terms of  $d$ ,  $s$  and  $g_s$ , each weighted with an appropriate coefficient ranging from 0 to 200 : 0 corresponds to the case in which the same grains are present in both layers and 200 to very different grains. In other words, merging is only possible for layers which are similar enough in terms of grain characteristics. If a new numerical snow layer is built from two older layers, its characteristics are calculated in order to conserve the averaged weighted optical grain size of the former layers. This ensures a strong consistency in the evolution of surface albedo. When, instead, merging is not possible, a new numerical layer is added to existing snowpack. A complete description of the grid resizing in Crocus can be found in Vionnet et al. (2012).

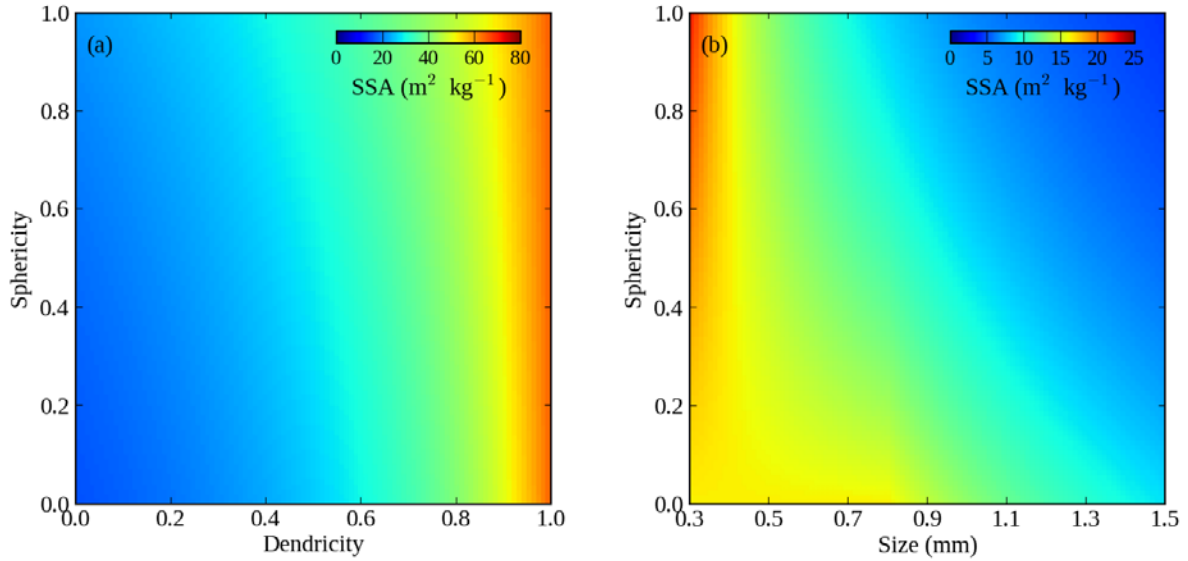


FIGURE 4.4 – Relationship between SSA and grain variables in the original Crocus version. Empirical equations (Vionnet et al., 2012) were used to estimate the optical diameter (a) from dendricity and sphericity in the dendritic case and (b) from sphericity and size in the non-dendritic case. Then, the optical diameter was converted into SSA using Eq. 4.9.

## Drifting snow

Snow compaction and metamorphism due to wind are taken into account by Crocus (Brun et al., 1997; Guyomarc’h and Merindol, 1998; Vionnet et al., 2013). The impact of wind on surface layer properties is evaluated in three steps. First, a mobility index is calculated for each layer from its grain type and density. This index, which describes the potential for snow transport, is highest for fresh snow and tends to decrease with sintering and compaction. Mobility is then combined with wind speed to compute a driftability index. Finally, density and grain types are modified in case of transport : in each layer,  $d$  and  $g_s$  are reduced and  $s$  is increased according to the driftability index.

### 4.6.3 Time evolution of the optical diameter within the model

In Sect. 4.6.1 we have presented the original Crocus formulation of snow metamorphism laws, as developed by Brun et al. (1992). That formulation describing snow grains by their dendricity, sphericity and size and treating the optical diameter as a diagnostic variable of the model is called B92 hereinafter. Here we introduce a new formulation (called C13) in which the original evolution laws are re-formulated in terms of  $d_{\text{opt}}$  and  $s$ . Indeed, both dendricity and grain size, plotted as a function of time, are monotonic functions, the former always decreasing when snow is in a dendritic state and the latter always increasing in a non-dendritic state. Thus, it is possible to replace  $d$  and  $g_s$  by a single variable, the optical diameter, which is always increasing with time and whose rate of change can be easily deduced from the same equations as B92.  $d_{\text{opt}}$  is then turned into a prognostic variable of the model. However, since this variable alone is not sufficient to describe uniquely the snow microstructure, in C13 sphericity still remains, in order to

take into account the shape of the crystals (rounding and facets).

In addition to the original formulation B92 and the new formulation C13, two other representations of dry snow metamorphism were implemented into Crocus : the parametrization of the  $d_{\text{opt}}$  rate of change from Taillandier et al. (2007) (T07) and that from Flanner and Zender (2006) (F06). For C13, T07 and F06, in case of wet snow we used the original B92 equations, reformulated in terms of  $d_{\text{opt}}$  (Table 4.1). The formulations C13, T07 and F06 are described in details in the following sections.

TABLE 4.1 – Metamorphism formulations implemented into Crocus. B92 (Brun et al., 1992) describes snow grains in terms of dendricity ( $d$ ), sphericity ( $s$ ) and size ( $g_s$ ). C13 (this work), T07 (Taillandier et al., 2007) and F06 (Flanner and Zender, 2006) use optical diameter ( $d_{\text{opt}}$ ) and  $s$ . See text for more details.

Formulation	State variables	Dry metamorphism	Wet metamorphism
B92	$d, s, g_s$	Brun et al., 1992	Brun et al., 1992
C13	$d_{\text{opt}}$ $s$	reformulation of Brun et al., 1992 Brun et al., 1992	reformulation of Brun et al., 1992 Brun et al., 1992
T07	$d_{\text{opt}}$ $s$	Taillandier et al., 2007 Brun et al., 1992	reformulation of Brun et al., 1992 Brun et al., 1992
F06	$d_{\text{opt}}$ $s$	Flanner and Zender, 2006 Brun et al., 1992	reformulation of Brun et al., 1992 Brun et al., 1992

### Formulation C13

In the formulation C13, all original equations of B92 including  $d$ ,  $s$  and  $g_s$  were re-written in terms of  $d_{\text{opt}}$  and  $s$ . In practice,  $d$  and  $g_s$  were replaced by expressions that are functions of only  $d_{\text{opt}}$  and  $s$ . Based on the original relationships linking  $d$ ,  $s$  and  $g_s$  to  $d_{\text{opt}}$  described in Sect. 4.6.2, we replaced the dendricity by :

$$d = \frac{\frac{d_{\text{opt}}}{\alpha} - 4 + s}{s - 3} \quad (4.10)$$

and the grain size by :

$$g_s = \alpha (4 - s) \quad (4.11)$$

where  $d_{\text{opt}}$  and  $g_s$  are expressed in m and  $\alpha$  is equal to  $10^{-4}$  m. Since  $d$  and  $s$  vary between 0 and 1, Eq. 4.10 establishes that  $d_{\text{opt}}$  values for dendritic snow range from 0.1 mm, corresponding to a SSA value of  $65 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ , to 0.4 mm, corresponding to a SSA of  $16 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$  (see Fig. 4.4). The transition from dendritic to non-dendritic regime, which occurs when  $d$  reaches 0 in B92, was also re-formulated in terms of  $d_{\text{opt}}$  and  $s$  :

$$d_{\text{opt}} < \alpha(4 - s) \quad \text{dendritic case} \quad (4.12a)$$

$$d_{\text{opt}} \geq \alpha(4 - s) \quad \text{non-dendritic case} \quad (4.12b)$$

Thus, snow enters its non-dendritic state if  $d_{\text{opt}}$  grows beyond a certain threshold. The higher the sphericity value, the easier it will be for  $d_{\text{opt}}$  to exceed this threshold.

The snow optical diameter was introduced in all Crocus routines described in Sect. 4.6.2. In most cases, this leads to a significant simplification of the equations. For example, using the optical diameter as a prognostic variable allows for computing directly the snow albedo, which depends explicitly on  $d_{\text{opt}}$ , and the microstructural characteristics of merged layers, which are calculated in order to conserve the averaged weighted  $d_{\text{opt}}$  of the former layers. Elsewhere, the change of variable is not as trivial. This is the case, for instance, for wind drifting. When a new fresh snow layer is created, its optical diameter is set by default to  $10^{-4}$  m. This value corresponds to the combination of  $d = 1$  and  $s = 0.5$  in B92, as it can easily be seen using Eq. 4.10. In case of drifting snow, however, the  $d_{\text{opt}}$  value is modified depending on the wind speed. Therefore, the evolution rates of the snow microstructural properties caused by the snow drifting (reported in Table 3 of Vionnet et al. (2012) in their B92 formulation) here have to be re-written for the optical diameter as follows :

$$\frac{\partial d_{\text{opt}}}{\partial t} = \alpha \left[ \frac{d}{2\tau} (s - 3) + \frac{1 - s}{\tau} (d - 1) \right] \quad \text{dendritic case} \quad (4.13a)$$

$$\frac{\partial d_{\text{opt}}}{\partial t} = -2\alpha s \frac{1 - s}{\tau} \quad \text{non-dendritic case} \quad (4.13b)$$

where  $t$  is time expressed in hours,  $\tau$  is computed from the driftability index (which depends on the wind speed and the microstructural properties of snow, see Sect. 4.6.2) and represents the time characteristic for snow grain changes under wind transport and  $d$  can be derived through Eq. 4.10. In case of no drifting,  $\tau$  tends to infinity and Eqs. 4.13 lead to unchanged values for  $d_{\text{opt}}$  (Brun et al., 1992, 1997; Vionnet et al., 2012).

The most significant differences between C13 and B92 concern the re-formulation of the dry metamorphism laws. Combining the original Crocus rate equations for the snow microphysical variables (reported in Table 1 of Vionnet et al., 2012) and Eqs. 4.10-4.11, we obtained new parametric laws describing the rate of change of  $d_{\text{opt}}$ . These equations are reported in Table 4.2 along with the rate equations for  $s$ , which are identical to those of B92. The rate of change of  $d_{\text{opt}}$  (always increasing) and  $s$  (either increasing or decreasing) are a function of the vertical temperature gradient ( $G$ , in  $\text{K m}^{-1}$ ), the temperature ( $T$ , in  $\text{K}$ ) and the time ( $t$ , in days). Six cases are distinguished, depending on the  $G$  value (weak, middle and strong temperature gradient) and the regime (dendritic and non-dendritic snow). When  $G > 15 \text{ K m}^{-1}$  and  $s = 0$ ,  $d_{\text{opt}}$  of non-dendritic snow increases over time following the parametrization of Marbouty (1980), which allows for predicting depth hoar growth rate. In the original B92 formulation, non-dendritic  $d_{\text{opt}}$  became a function of  $g_s$  only when the latter exceeded an empirical threshold set to  $8 \cdot 10^{-4}$  m. In C13 we do not have any information about  $g_s$  and therefore we have removed this threshold. This means that in the case of a strong temperature gradient metamorphism, C13 will lead to  $d_{\text{opt}}$



values higher than those of B92. Aside from that difference, formulations C13 and B92 are supposed to give the same results, as C13 consists in a reformulation, in terms of optical diameter, of the original metamorphism laws of B92 expressed in terms of dendricity and snow grain size.

TABLE 4.2 – Metamorphism laws for the formulation C13 in the case of dry snow.  $G$  is the vertical temperature gradient ( $\nabla T = |\partial T/\partial z|$ , in  $\text{K m}^{-1}$ ),  $T$  the temperature (in  $\text{K}$ ) and  $t$  the time expressed in days.  $f$ ,  $g$ ,  $h$  and  $\Phi$  are empirical functions to predict depth hoar growth rate in case of high  $G$  values (Marbouty, 1980; Vionnet et al., 2012).  $\alpha$  is equal to  $10^{-4}$  m.

$\nabla T$	Non-dendritic snow	Dendritic snow
$G \leq 5 \text{ K m}^{-1}$	$\frac{\partial d_{\text{opt}}}{\partial t} = -2\alpha s \frac{\partial s}{\partial t}$ $\frac{\partial s}{\partial t} = 10^9 e^{-6000/T}$	$\frac{\partial d_{\text{opt}}}{\partial t} = \alpha \left[ -2 \cdot 10^8 e^{-6000/T} (s-3) + \frac{\partial s}{\partial t} \frac{d_{\text{opt}} - 1}{s-3} \right]$ $\frac{\partial s}{\partial t} = 10^9 e^{-6000/T}$
$5 < G \leq 15 \text{ K m}^{-1}$	$\frac{\partial d_{\text{opt}}}{\partial t} = -2\alpha s \frac{\partial s}{\partial t}$ $\frac{\partial s}{\partial t} = -2 \cdot 10^8 e^{-6000/T} G^{0.4}$	$\frac{\partial d_{\text{opt}}}{\partial t} = \alpha \left[ -2 \cdot 10^8 e^{-6000/T} G^{0.4} (s-3) + \frac{\partial s}{\partial t} \frac{d_{\text{opt}} - 1}{s-3} \right]$
$G > 15 \text{ K m}^{-1}$	if $s > 0$ : $\frac{\partial d_{\text{opt}}}{\partial t} = -2\alpha s \frac{\partial s}{\partial t}$ and $\frac{\partial s}{\partial t} = -2 \cdot 10^8 e^{-6000/T} G^{0.4}$ if $s = 0$ : $\frac{\partial d_{\text{opt}}}{\partial t} = \frac{1}{2} f(T) h(\rho) g(G) \Phi$ and $\frac{\partial s}{\partial t} = 0$	$\frac{\partial s}{\partial t} = -2 \cdot 10^8 e^{-6000/T} G^{0.4}$

## Formulation T07

Taillandier et al. (2007) performed several experiments during which the SSA was measured under isothermal and temperature gradient conditions. Based on this dataset, they proposed a parametrization of the rate of decay of SSA (formulation T07), whose implementation into Crocus is described in this section.

The SSA decrease over time under isothermal (ET) and temperature gradient (TG) conditions can be written as :

$$SSA_{\text{ET}}(t) = A_{\text{ET}}(SSA_0, T) - B_{\text{ET}}(SSA_0, T) \cdot \ln \left[ t + e^{\frac{C_{\text{ET}}(SSA_0, T)}{B_{\text{ET}}(SSA_0, T)}} \right] \quad (4.14a)$$

$$SSA_{\text{TG}}(t) = A_{\text{TG}}(SSA_0, T) - B_{\text{TG}}(SSA_0, T) \cdot \ln \left[ t + e^{\frac{C_{\text{TG}}(SSA_0, T)}{B_{\text{TG}}(SSA_0, T)}} \right] \quad (4.14b)$$

where  $A$ ,  $B$  and  $C$  are fitted coefficients that depend on the actual temperature of the layer ( $T$ ) and its initial snow SSA ( $SSA_0$ ). No density effect is predicted by those equations, since experiments performed by Taillandier et al. (2007) failed to detect a significant influence of that variable. For  $SSA_0$ , in order to be consistent with the maximum SSA value allowed by the formulation B92, we used :

$$SSA_0 = \frac{6}{(\rho_{\text{ice}} \cdot 10^{-4} \text{m})} \quad (4.15)$$

Eqs. 4.14a and 4.14b can be merged, using a hyperbolic tangent form, into a single equation where SSA evolution depends continuously on temperature gradient. For this aim we defined two new coefficients as follows :

$$D_{\text{TG}}(\nabla T) = 0.5 + 0.5 \cdot \tanh[0.5 \cdot (\nabla T - 10)] \quad (4.16a)$$

$$D_{\text{ET}}(\nabla T) = 1 - D_{\text{TG}}(\nabla T) \quad (4.16b)$$

This allowed to write a unified equation which formulates SSA as a function of the temperature gradient and the temperature :

$$SSA(t) = D_{\text{TG}}(\nabla T) \cdot SSA_{\text{TG}}(t) + D_{\text{ET}}(\nabla T) \cdot SSA_{\text{ET}}(t) \quad (4.17)$$

Eq. 4.17 computes SSA using Eq. 4.14a when  $\nabla T < 5 \text{ K m}^{-1}$  and Eq. 4.14b when  $\nabla T > 15 \text{ K m}^{-1}$ . When the temperature gradient is between these two values, a weighted average of  $SSA_{\text{ET}}$  and  $SSA_{\text{TG}}$  is used. From Eq. 4.17, with a second order Taylor series development we can finally obtain the SSA decay :

$$SSA(t + \Delta t) = SSA(t) + \frac{\partial SSA(t)}{\partial t} \Delta t + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 SSA(t)}{\partial t^2} \Delta t^2 \quad (4.18)$$

Two main issues had to be overcome in order to implement the formulation T07 into Crocus. The first one concerned the temperature appearing in Eqs. 4.14a and 4.14b, which should be, according to Taillandier et al. (2007), the mean temperature of evolution of the snow layer during the period of interest. Since we do not know at each time step the full temperature history of the numerical layers, we decided to use their actual temperature. This approach makes sense, since the actual temperature is used to compute changes in SSA at each model time step, whereas the full temperature history of the layers is already contained in the current SSA value ( $SSA(t)$  in Eq. 10). The second issue was the fact that in T07 the SSA rate of change depends, amongst other variables, on the age of the layer. This does not constitute a problem for one-layer snow models such as CLASS (Canadian LAnd Surface Scheme), in which Roy et al. (2013b) have already implemented the parametrization T07 successfully. In multi-layer snow models, however, when two or more layers merge the age of the new-formed layer has to be chosen arbitrary. For instance, we can decide to keep the age of either the younger or the older of the former layers, or a mean of them. All choices may be equally valid and lead to different SSA rate of change (Fig. 4.5). In our simulations, we computed the age of the new layer by making a weighted average of the ages of the former layers. The weight chosen was the same as that used to compute the new optical grain size (see Sect. 4.6.2).

The formulation T07 uses a logarithmic function to fit the decreasing trend of SSA. Legagneux et al. (2004) showed that this approach leads to a good approximation of a more general evolution law of SSA that can be easily derived from grain coarsening theories. This approximation, however, only applies for times lower than 150 days and predicts that the SSA becomes negative after about a year (Taillandier et al., 2007). For this reason, in order to avoid unrealistic values, in our simulations the minimum SSA was forced to  $8 \text{ m}^2\text{kg}^{-1}$ . This allows the parametric laws of T07 to be adequate for most applications to seasonal snowpacks, in which SSA do not go, in general, below that value (Taillandier et al., 2007). In contrast, the formulation T07 was not designed to simulate the decreasing trend of SSA over time periods longer than few months. In light of these considerations, we decided to evaluate this formulation only on the seasonal snowpack at Col de Porte and not on the permanent snowpack at Summit.

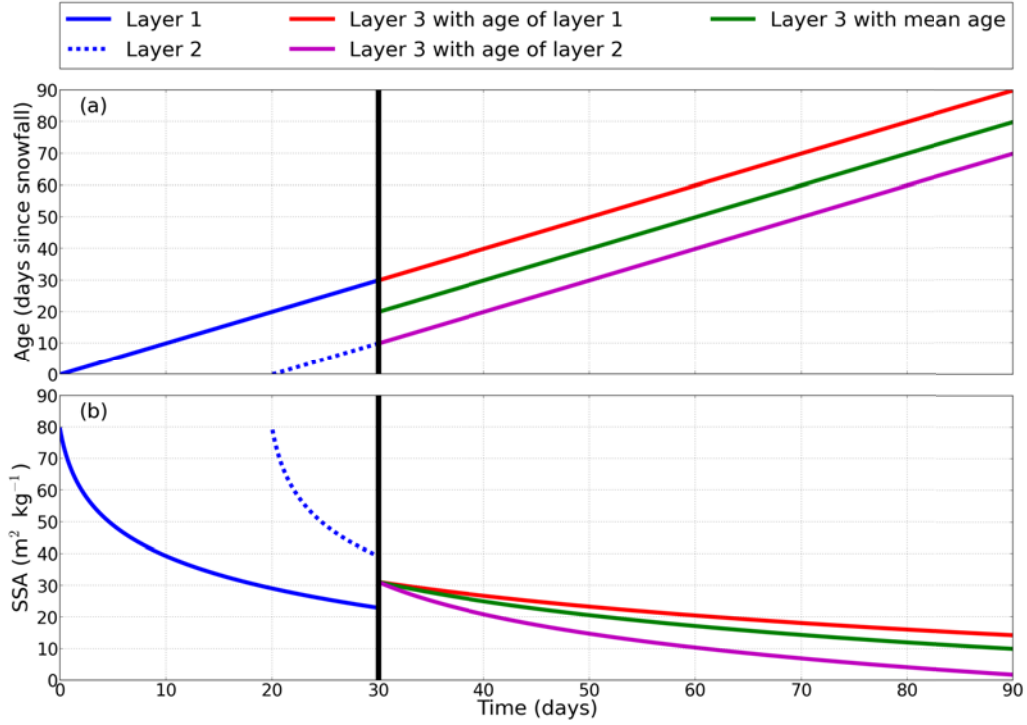


FIGURE 4.5 – Time evolution of layer age (a) and SSA (b) in a multi-layer model, simulated using the parametrization T07 (Taillandier et al., 2007). Layer 1 and layer 2 are created at different times to take into account new snowfalls. At  $t = 30$  days, these two layers aggregate and give rise to layer 3. The age of the new-formed layer has to be chosen arbitrarily and this has an impact on the SSA rate of change.

### Formulation F06

Flanner and Zender (2006) developed a model (referred to as F06 here) able to simulate diffusive vapour flux amongst collections of disconnected ice spheres of different radii. In this model, limited to dry snow, the optical diameter can be computed for any combination of snow density, temperature, temperature gradient and initial size distribution. A parametric equation, which fits model output and is computationally inexpensive, was included in the Community Land Model (CLM, Oleson et al., 2010). Here we followed the same approach to incorporate this equation into Crocus.

The optical diameter was computed as follows :

$$d_{\text{opt}}(t + \Delta t) = d_{\text{opt}}(t) + 2 \cdot \frac{dr}{dt} \cdot \Delta t \quad (4.19)$$

where :

$$\frac{dr}{dt} = drdt_0 \cdot \left[ \frac{\tau}{(r - r_0) + \tau} \right]^{\frac{1}{\kappa}} \quad (4.20)$$

$r$  is the optical radius (in  $\mu\text{m}$ ),  $r_0$  is the initial optical radius for fresh snow (in  $\mu\text{m}$ ) and  $t$  is time (in hours). The initial rate of change of optical radius  $drdt_0$  and the coefficients

$\tau$  and  $\kappa$  depend on snow density, temperature and temperature gradient and can be retrieved from look-up tables (Flanner and Zender, 2006). The domain covered by these tables includes density ranging from 50 to 400 kg m<sup>-3</sup>, temperature ranging from 223.15 to 273.15 K and temperature gradient ranging from 0 to 300 K m<sup>-1</sup>. The initial SSA can be set to 60, 80 or 100 m<sup>2</sup> kg<sup>-1</sup>. In order to be consistent with the maximum SSA value allowed by the formulation B92, we chose an initial SSA of 60 m<sup>2</sup> kg<sup>-1</sup>, which corresponds to  $r_0 = 50 \mu\text{m}$  in Eq. 4.20.

## Comparison of the different formulations

The SSA rates of decay predicted by the above-described formulations are shown in Fig. 4.6. All curves were plotted for a constant temperature of -20°C and a constant density of 200 kg m<sup>-3</sup>. Different temperature gradient values ranging from 0 to 50 K m<sup>-1</sup> were tested; in the lower right panel,  $\nabla T$  was set to 0 K m<sup>-1</sup> until  $t = 22.5$  days and to 50 K m<sup>-1</sup> thereafter. In order to have a similar initial SSA for all schemes, about 60 m<sup>2</sup> kg<sup>-1</sup>, B92 was initialised with  $d = 0.964$  and  $s = 0.5$  and C13 with  $d_{\text{opt}} = 109 \mu\text{m}$  and  $s = 0.5$ . Regardless of the formulation chosen, the most rapid snow aging is always produced by the combination of low density, high temperature and large temperature gradient. However, on closer inspection the comparison of the four metamorphism formulations shows some differences. B92 and C13, for instance, display a discontinuous derivative when snow enters the non-dendritic state. This discontinuity, which has not physical meaning and comes from the empirical parameterization of the rate equations, is not present in T07 and F06. Indeed, in terms of SSA rate of change there is no distinction for T07 and F06 between dendritic and non-dendritic regime; this distinction remains true only for the time evolution of sphericity, which is identical to that of B92 for all formulations. In addition, it is easy to see that B92 and C13 differ only when  $\nabla T$  is high ( $> 15 \text{ K m}^{-1}$ ). In this case, in the C13 formulation SSA starts decreasing following the parametrization of Marbouty (1980) as soon as the non-dendritic state is reached; B92, instead, makes SSA decrease only when  $g_s > 8 \cdot 10^{-4} \text{ m}$ .

In Fig. 4.7, the formulations of the SSA rate of change were compared to cold room measurements. Flin et al. (2004) computed snow SSA from micro-tomography during an isothermal experiment at  $T = -2^\circ\text{C}$ ; Schleef and Loewe (2013) analysed micro-tomographic images acquired during an isothermal experiment at  $T = -20^\circ\text{C}$ ; Taillandier et al. (2007) determined SSA by measuring the adsorption of methane at 77 K on snow that had evolved under temperature gradient conditions ( $T_{\text{mean}} = -10^\circ\text{C}$ ,  $\nabla T = 33 \text{ K m}^{-1}$ ); Calonne et al. (in prep.) used micro-tomographic images to compute SSA under temperature gradient conditions ( $T_{\text{mean}} = -4^\circ\text{C}$ ,  $\nabla T = 43 \text{ K m}^{-1}$ ). Results reveal that, albeit with some differences, all formulations perform similarly. The formulation F06 reproduces the experimental data slightly better than the other formulations, whereas B92 and C13 generally perform not quite as well, mostly because of their change of regime between dendritic and non-dendritic snow, which does not match the observed behaviour of SSA decrease. Analogous results are expected to be found when these different representations of the SSA rate of change are implemented directly into Crocus.

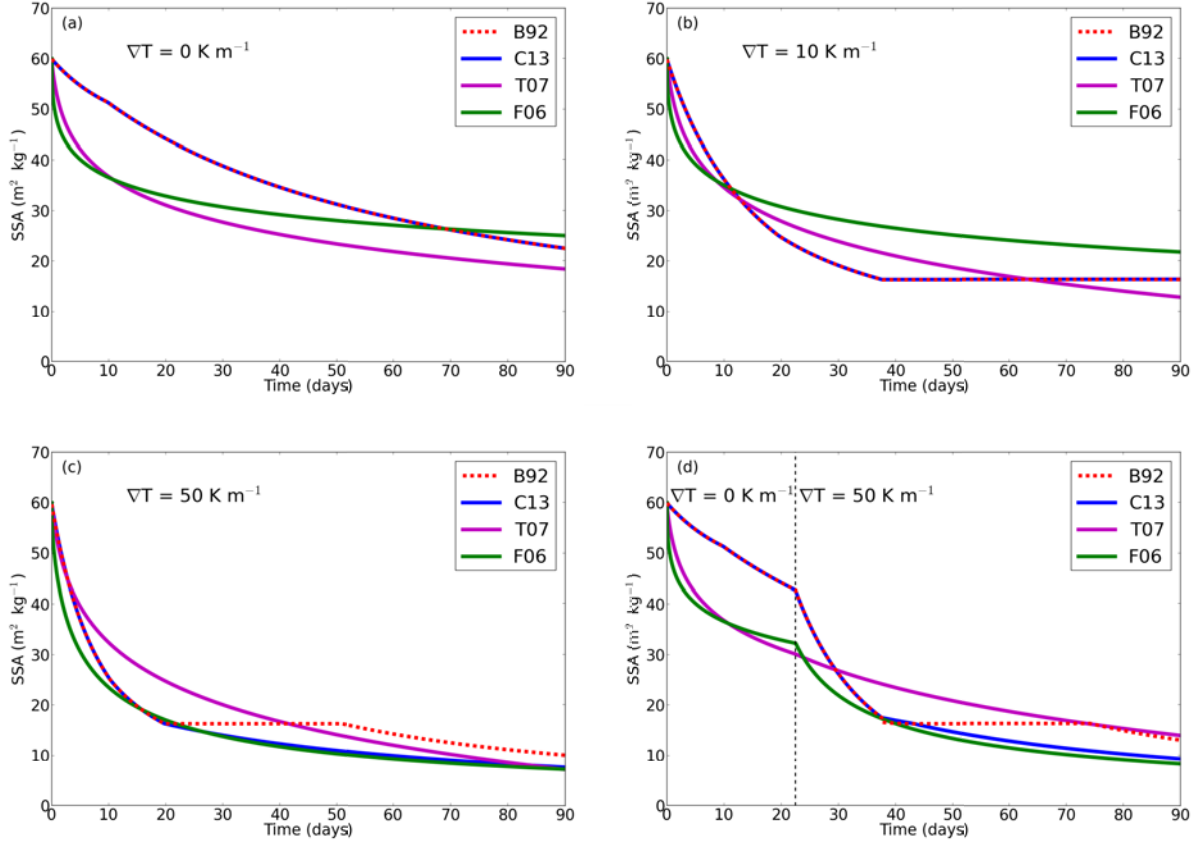


FIGURE 4.6 – Time evolution of snow SSA, according to different metamorphism formulations. B92 stands for Brun et al. (1992), T07 for Taillandier et al. (2007) and F06 for Flanner and Zender (2006), whereas C13 refers to this work. Temperature was set to  $-20^{\circ}\text{C}$  and density to  $200\text{ kg m}^{-3}$ . The four panels correspond to different temperature gradient values.

## 4.7 Materials and methods

In this section we describe the sites where measurements were carried out, the meteorological forcing data used to run the simulations, the snow dataset acquired to evaluate the accuracy of the metamorphism formulations, the model runs and the statistical metrics used to compare Crocus outputs to observations.

### 4.7.1 Experimental sites

#### Summit Camp

A two-months field campaign took place in May and June 2011 at Summit Camp ( $72^{\circ}36' \text{ N}$ ,  $38^{\circ}25' \text{ W}$ ). This research station is located at the peak of the Greenlandic ice cap, at 3210 m a.s.l (<http://www.summitcamp.org/>). In this area, snowfall can occur in all seasons (Albert and Hawley, 2000) and the accumulation rate is not seasonally uniform. Wind conditions can change dramatically during the year (Albert and Shultz, 2002) and have a strong impact on snow surface layers. During our campaign, the air temperature

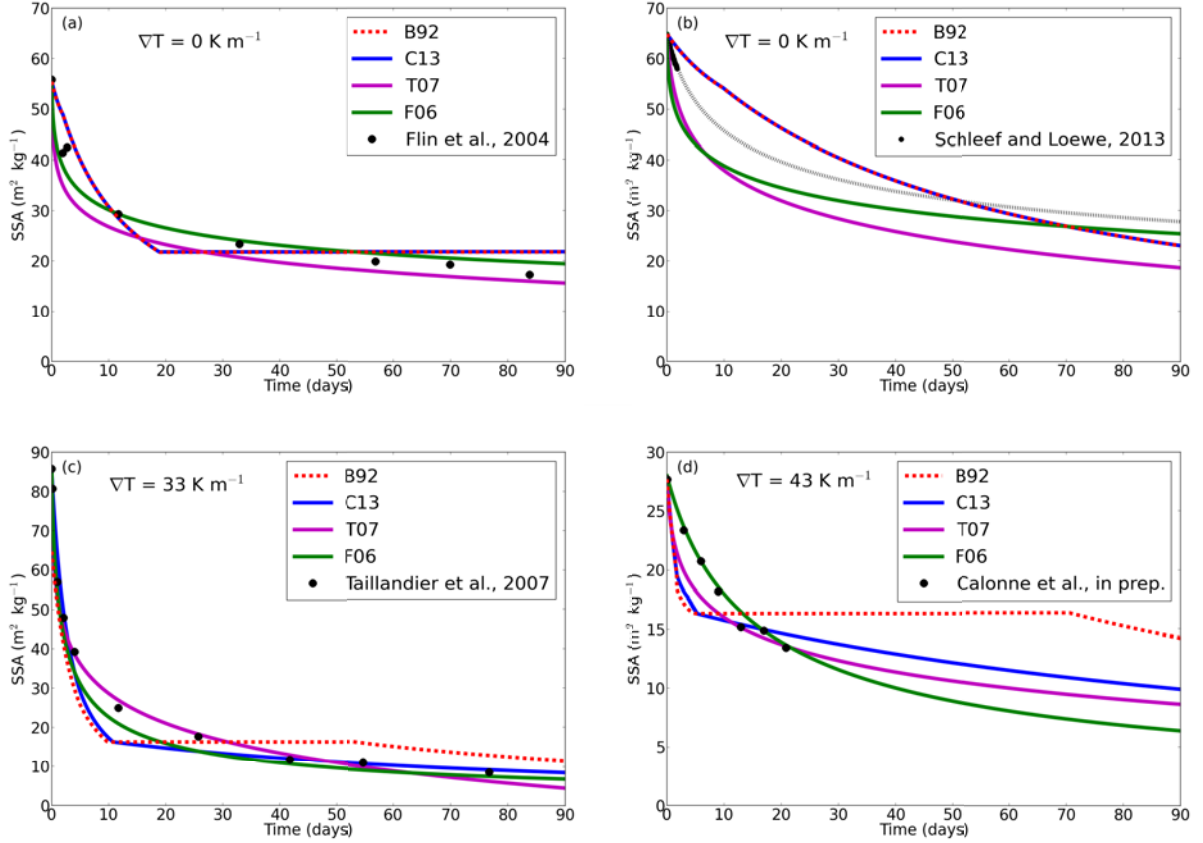


FIGURE 4.7 – Comparison between the SSA rate of decay predicted by different metamorphism formulations and measured during cold room experiments. (a)-(b) : the isothermal experiments of Flin et al. (2004) and Schlee and Loewe (2013) were performed at  $T = -2^{\circ}\text{C}$  and  $T = -20^{\circ}\text{C}$ , respectively. (c)-(d) : in the temperature gradient experiment of Taillandier et al. (2007),  $\nabla T$  was  $33\text{ K m}^{-1}$  and the temperature was  $-10^{\circ}\text{C}$ ; these values were, respectively,  $43\text{ K m}^{-1}$  and  $-4^{\circ}\text{C}$  for the temperature gradient experiment of Calonne et al. (in prep.). Note that in (b) we plotted both the data (black dots) and the fit (black dotted line) according to Eq. 7 of Schlee and Loewe (2013).

was always negative and no liquid water was ever found within the snowpack. Several wind events occurred, with wind speed up to  $15\text{ m s}^{-1}$ .

## Col de Porte

Snow stratigraphies and SSA measurements were performed at Col de Porte on a weekly basis during the winter seasons 2009/2010 and 2011/2012. This experimental site, located in the French Alps at an elevation of  $1325\text{ m a.s.l.}$ , has been used for snow research for over 50 years, with a continuous record of snow and meteorological variables at an hourly time resolution since 1993 (Morin et al., 2012). Due to the relatively low altitude of the site, snow melting and rain can occur any time in the winter. In addition, even if strong wind events are generally sporadic, spatial heterogeneities in terms of snow height, snow water equivalent (SWE) and grain properties are commonly observed. The

great time variability of its seasonal snowpack makes the mid-altitude Col de Porte site particularly well suited to test the different metamorphism laws implemented into Crocus.

### 4.7.2 Meteorological data

In order to run SURFEX/ISBA-Crocus simulations, a complete meteorological forcing has to be provided to the model. In its basic configuration, Crocus requires the following driving variables : air temperature and specific humidity at 2 m above ground, wind speed at 10 m above ground, snowfall and rainfall rates and incoming short-wave and long-wave radiations.

For simulations at Summit, input variables were provided by the ERA-Interim reanalysis (Dee et al., 2011) with a 3 hours time step. This dataset extends back to 1979 and has a spatial resolution of about 80 km, with 60 vertical levels up to 0.1 hPa (about 64 km). Since meteorological conditions over the upper Greenlandic ice cap are quite homogeneous, we used the 80 km grid cell nearest to the Summit Camp location, without downscaling the data to a smaller numerical grid. For the period of our field campaign, ERA-Interim data were replaced by in-situ measurements acquired on an hourly basis by the Summit Automatic Weather Station (AWS, Steffen et al., 1996). Air temperature and relative humidity were measured using a Type-E thermocouple (estimated accuracy of 0.1 °C) and a Campbell Sci. CS-500 (accuracy of 10%), respectively. Wind speed was recorded with a RM Young propeller-type vane (estimated accuracy of 0.1 m s<sup>-1</sup>) and short-wave incoming radiation was measured using a Li Cor photodiode (nominal accuracy of 15%). No measurement of precipitation rates and incoming long-wave radiation were performed by AWS. Figure 4.8 shows a comparison between AWS measurements and ERA-Interim reanalysis for four different variables during the period April-July 2011.

For simulations at Col de Porte, we used in-situ meteorological observations with a time step of 1 hour, spanning the period from 1 August 1993 to 31 July 2012. A detailed description of the procedure followed to generate such an interrupted driving dataset is presented in Morin et al. (2012). Briefly, in-situ observations were used in the period of the year concerned with snow on the ground (i.e. from mid-September to mid-June, approximately). A manual procedure for data inspection and correction was followed, including filling of episodic data gaps using redundant sensors. The summer period may be used for site maintenance and not all sensors operate continuously during this time. Hence, during such periods, to which the snowpack conditions in the following winter season are marginally sensitive, meteorological data were provided by the SAFRAN meteorological analysis (Durand et al., 1993).

### 4.7.3 Snow data

Measurements of several snow properties were performed at Summit Camp and Col de Porte in order to evaluate the different representations of the optical diameter of snow implemented into SURFEX/ISBA-Crocus (see Table 4.3).

At Summit, density was measured every day, down to about 80 cm and with a vertical resolution better than 4 cm, by sampling the snow with a 250 cm<sup>3</sup> rectangular steel cutter (Fierz et al., 2009; Conger and McClung, 2009). At the same time, snow specific surface area measurements were performed using DUFISSS (DUal Frequency Integrating Sphere

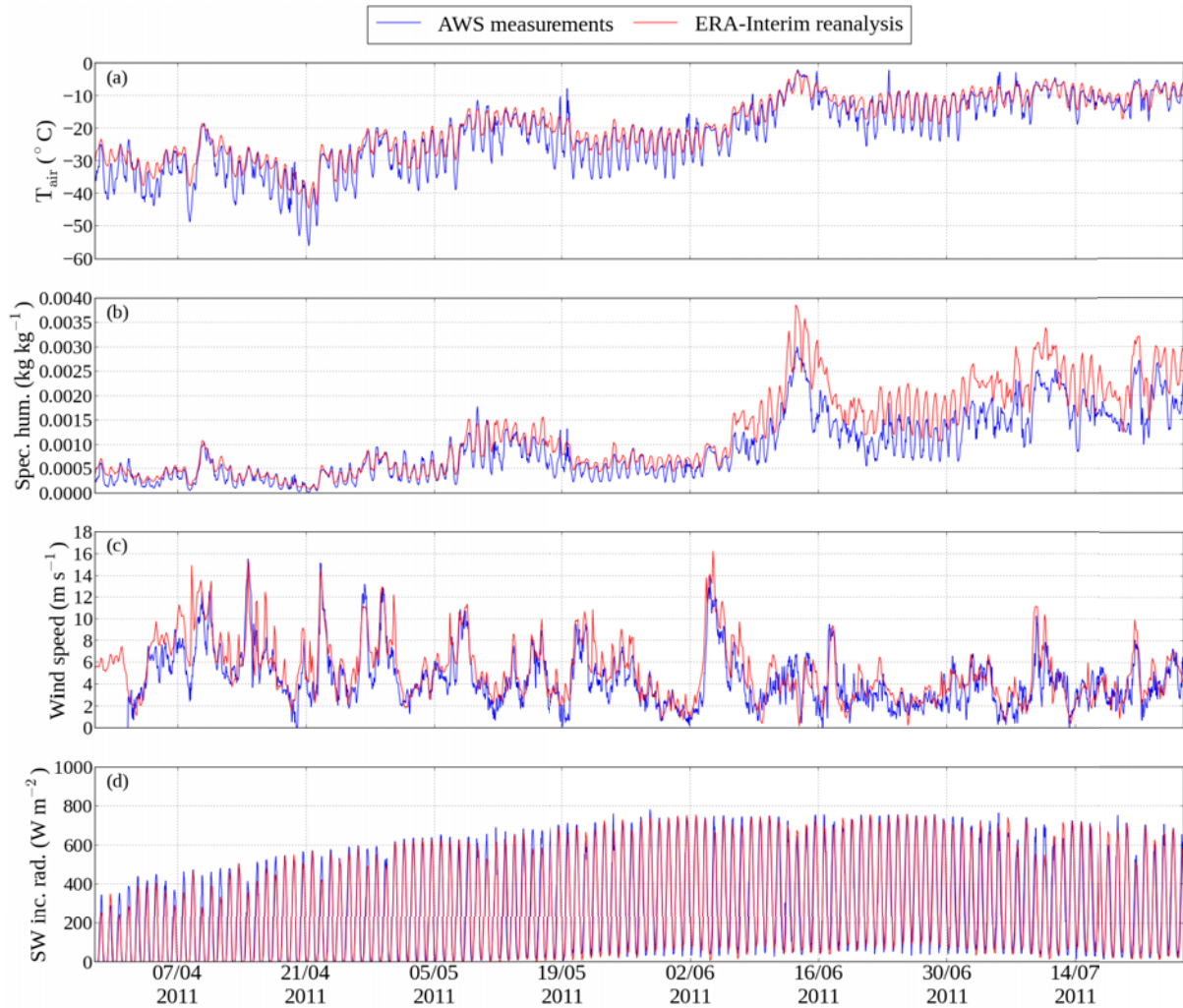


FIGURE 4.8 – Comparison between AWS measurements and ERA-Interim reanalysis at Summit during the period April-July 2011. From top to bottom : a) air temperature at 2 m above snow, b) specific humidity at 2 m above snow, c) wind speed at 10 m above snow and d) short-wave incoming radiation.

for Snow SSA measurement, Gallet et al., 2009), an integrating sphere which allows for retrieving SSA from infrared reflectance measurements. In the top 10 cm we kept a vertical resolution of 1 cm, whereas below that depth and down to about 80 cm a 2 to 4 cm resolution was used. The snow height was monitored by the AWS, using a Campbell SR-50 with 1 mm precision. A more in-depth description of the snow dataset acquired at Summit can be found in Carmagnola et al. (2013).

At Col de Porte, 14 and 16 vertical profiles of density and SSA were acquired during winter 2009/2010 and 2011/2012, respectively. Density was recorded for each snow layer with cylindrical steel cutters and SSA was measured in 2009/2010 using DUFISSS, whereas in 2011/2012 high-resolution measurements of SSA were obtained using ASS-SAP (Alpine Snowpack Specific Surface Area Profiler). This instrument is the handy and lightweight version of POSSSUM (Arnaud et al., 2011). Its working principle is similar



TABLE 4.3 – Overview of the measurements acquired at Summit Camp in 2011 and at Col de Porte during winters 2009/2010 and 2011/2012. These data were used to evaluate the different representations of the snow optical diameter growth rate implemented into SURFEX/ISBA-Crocus.

Field campaigns		Measurements of snow properties			
Site	Period	Variable (unit)	Instrument	Instrument accuracy	Time resolution
Summit Camp, Greenland (3210 m a.s.l.)	05/05/2011 - 25/06/2011	Density ( $\text{kg m}^{-3}$ )	Steel sampler	10%	~daily (32 vertical profiles)
		SSA ( $\text{m}^2 \text{kg}^{-1}$ )	DUFISSS		
Col de Porte, French Alps (1325 m a.s.l.)	06/01/2010 - 14/04/2010	Density ( $\text{kg m}^{-3}$ )	Steel sampler	10%	~weekly (14 vertical profiles)
		SSA ( $\text{m}^2 \text{kg}^{-1}$ )	DUFISSS		
	21/12/2011 - 28/03/2012	Density ( $\text{kg m}^{-3}$ )	Steel sampler	10%	~weekly (16 vertical profiles)
		SSA ( $\text{m}^2 \text{kg}^{-1}$ )	ASSSAP		

to that of DUFISSS (retrieval of SSA from infrared reflectance measurements), the main difference being that it allows the continuous acquisition of SSA profiles down to about 90 cm, with a vertical resolution of 1 cm. In addition to density and SSA measurements, manual weekly observations of snow height and SWE were carried out. The daily-integrated surface albedo was computed from the ratio between incoming and reflected short-wave fluxes, measured using radiation sensors (Morin et al., 2012). Rather than computing an average of the hourly albedo estimates, which would be impacted by noise induced by low radiation conditions early and late in the day, the ratio of the sums of total reflected and incoming radiations, respectively, was taken for each day, featuring enough incoming radiation. This approach mitigates the impact of low radiation conditions and puts more weight on the time of the day when maximum radiation occurs. These data can be safely compared to albedo simulations at noon since diurnal variations of snow albedo, induced by variations of the solar zenith angle, are currently not represented in Crocus.

#### 4.7.4 Model runs

At Summit, the simulations were run from 1 February 1979 to 1 July 2012. The output time step was set to 6 hours and the total initial snow height was set to 10 m. The snowpack was initialized with 8 layers, prescribing thinner and less dense layers near the surface. The choice of the profile used to initialise the simulations has a very small impact on the final results of the model more than 30 years later. The impact of replacing ERA-Interim forcing data by in-situ measurements during our field campaign period is also negligible.

At Col de Porte, the simulations were run from 1 August 1993 to 31 September 2012 with an output time step of 6 hours. We used, for the whole time period, the same initialization procedure, consisting of assigning to all ground layers the mean annual temperature at Col de Porte. This procedure ensures that the temperature data of the simulated uppermost ground layers attain reasonable equilibrium with environmental conditions after 16 and 18 years of simulation (for the 2009-2010 and 2011-2012 snow seasons, respectively).

### 4.7.5 Definitions of metrics

In order to evaluate the agreement between observations and simulations, we define the quantity  $\Delta_{\text{SSA}}$ , which represents the root mean square deviation (RMSD) between measured and simulated SSA for a given date :

$$\Delta_{\text{SSA}} = \sqrt{\frac{\sum_h (SSA_{\text{obs},h} - SSA_{\text{sim},h})^2}{N_h}} \quad (4.21)$$

where  $SSA_{\text{obs},h}$  and  $SSA_{\text{sim},h}$  are the measured and simulated SSA, respectively, and  $N_h$  is the total number of considered SSA values for a given vertical profile. In practice, to compute  $\Delta_{\text{SSA}}$  both measurements and simulations were interpolated on a 1 mm vertical grid and the difference  $SSA_{\text{obs},h} - SSA_{\text{sim},h}$  was calculated for every  $SSA_{\text{obs},h}$  value.  $\Delta_{\text{SSA}}$  is expressed in SSA units ( $\text{m}^2 \text{kg}^{-1}$ ) and can be computed for each profile : therefore, we have in all 32 values of  $\Delta_{\text{SSA}}$  for Summit, 14 values for Col de Porte in 2009/2010 and 16 values for Col de Porte in 2011/2012.

The same quantity can be expressed in terms of  $d_{\text{opt}}$ . Every single measured and simulated SSA value was then converted into respectively  $d_{\text{opt},\text{obs},h}$  and  $d_{\text{opt},\text{sim},h}$ , in order to compute the RMSD for the optical diameter :

$$\Delta_{d_{\text{opt}}} = \sqrt{\frac{\sum_h (d_{\text{opt},\text{obs},h} - d_{\text{opt},\text{sim},h})^2}{N_h}} \quad (4.22)$$

## 4.8 Results

### 4.8.1 Field measurements

At Summit, the upper meter of the snowpack was dominated by faceting rounded grains with density values ranging from 280 to 350  $\text{kg m}^{-3}$ , interspersed with hard wind slabs with density up to 400  $\text{kg m}^{-3}$ . At the surface, in case of fresh snow precipitation or surface hoar formation density could be significantly smaller (120-140  $\text{kg m}^{-3}$ ). SSA reached 65-75  $\text{m}^2 \text{kg}^{-1}$  (corresponding to optical diameters of 109 to 93  $\mu\text{m}$ ) at the surface when rime, fresh snow or surface hoar were present. For layers deeper than 60 cm, SSA was about 20  $\text{m}^2 \text{kg}^{-1}$  (optical diameter of 327  $\mu\text{m}$ ). Even if the cold temperatures of the Arctic ice cap make the metamorphic processes slow, during the campaign we observed a decrease of SSA over time, along with a slight density increase. Indeed, if we consider the depth between 2 and 15 cm, our first 8 vertical profiles (from May 5 to May 19) have a mean density value of  $315 \pm 13 \text{ kg m}^{-3}$  and a mean SSA value of  $37 \pm 3 \text{ m}^2 \text{kg}^{-1}$ . These values become respectively  $335 \pm 20 \text{ kg m}^{-3}$  and  $23 \pm 3 \text{ m}^2 \text{kg}^{-1}$  for the last 8 profiles (June 11-25). In terms of snow height, results show that during our field campaign, despite frequent small amounts of precipitation, no significant accumulation occurred.

At Col de Porte, density spread over a wide range of values, from 65  $\text{kg m}^{-3}$  for fresh snow to 450  $\text{kg m}^{-3}$  for melt clusters. In the same way, measured SSA values ranged from 5  $\text{m}^2 \text{kg}^{-1}$  (corresponding to an optical diameter of 1.3 mm) for melt forms up to 80  $\text{m}^2 \text{kg}^{-1}$  (optical diameter of 73  $\mu\text{m}$ ) for precipitation particles fallen in weak-wind conditions and at low temperatures. The maximum snow height measured during the 2009/2010 winter

season was just above 1 m and the maximum measured SWE was about  $300 \text{ kg m}^{-2}$ . In 2011/2012, these values were respectively 1.24 m and  $390 \text{ kg m}^{-2}$ . The daily-integrated surface albedo values ranged from 0.95 in the presence of freshly-fallen snow to less than 0.5 for dirty and old snow during melting periods.

## 4.8.2 Numerical simulations

### Summit Camp

Figure 4.9 shows the time series of snow height and SWE over the whole simulated period. After about 33 years of simulations, the different metamorphism formulations (see Sect. 4.6.3) give similar results, with differences less than 4% in snow height and less than 3% in SWE. A comparison with the measured data for the period January-July 2011 (Fig. 4.9c) shows that the simulated snow height is not always able to capture the observed variability : the general trend is reproduced by the model, but the variations at the daily scale are not. This can be mostly explained by the spatial variability of the snowpack due to the effect of wind, and in particular to the event-driven deposition of snow, which is frequent in polar regions (Groot Zwaaftink et al., 2013).

The vertical profiles of density and SSA simulated at Summit from 1 April to 31 July 2011 using the different metamorphism formulations are shown in Fig. 4.10. In all cases it is possible to follow the density increase and the SSA decrease over time within the different layers, which tend to aggregate when their properties become similar. Changing the evolution over time of the optical diameter can in principle have an impact on the simulated density (see Sect 4.6.2). This impact, however, is generally low and all density profiles look similar. In terms of SSA the discrepancies are more important. In Fig. 4.11 we show the difference between the SSA profiles obtained with the formulations C13 and F06 and the SSA profile obtained with the formulation B92. Since every formulation leads to a different snow height and snowpack layering, in order to calculate this difference all SSA profiles were previously interpolated over a 1 mm vertical grid ; then, starting from the snow surface, SSA values from B92 were subtracted from those from C13 and F06 at every 1 mm depth. Results from C13 differ from those from B92 by less than  $5 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$  over the entire profile considered, which is not surprising since C13 is designed after B92. Also SSA values computed with F06 look consistent with those obtained with B92, except for the upper layers. Contrary to the other formulations, in F06 the rate of change of the optical diameter depends also on the density and makes light layers evolve more rapidly.

A comparison between simulated and measured density and SSA down to 0.8 m is shown in Fig. 4.12. Profiles refer to 10 May 2011, when surface hoar was present in the upper 1 cm and the rest of the snowpack was made up of a layered system of hard wind slabs interspersed with faceting rounded grains. Since their rules of aggregation depend on the snow properties (see Sect. 4.6.2), the numerical layers simulated using B92, C13 and F06 have different thickness. Simulated density values range from  $180 \text{ kg m}^{-3}$  at the surface to more than  $300 \text{ kg m}^{-3}$  for deep layers. Differences between simulated densities are generally lower (within 10%) for the upper layers, down to about 40 cm. The overall features of the observed density profile are captured, whereas the observed SSA profile is not completely reproduced : measured and simulated SSA decrease with depth, but

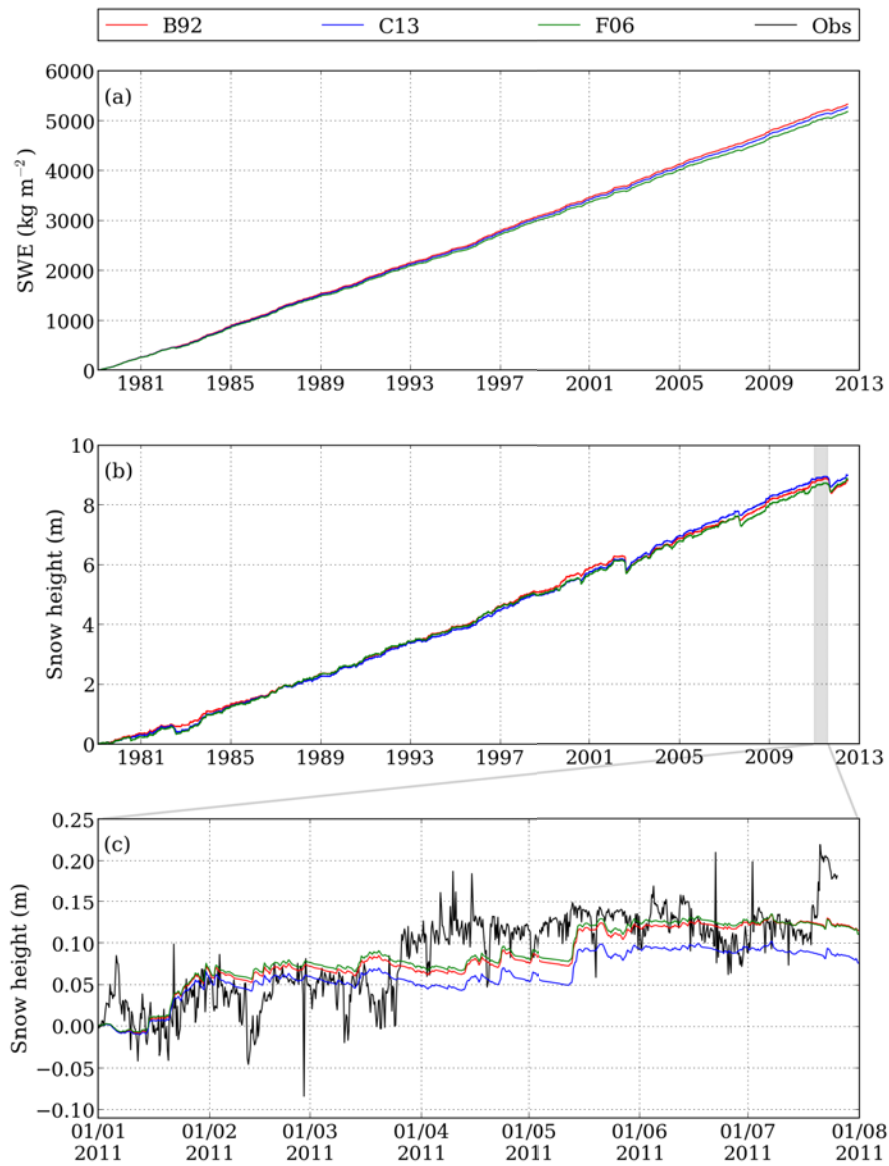


FIGURE 4.9 – Time evolution of SWE and snow height at Summit. The metamorphism formulations described in Sect. 4.6.3 are represented by different colours : B92 (Brun et al., 1992) in red, C13 (this work) in blue and F06 (Flanner and Zender, 2006) in green. Observations from AWS are in solid black. (a) Simulated SWE since 1 February 1979. (b) Simulated snow height since 1 February 1979. (c) Close up on simulated and measured snow height during our field campaign (all curves are re-set to zero on 1 January 2011, in order to better compare them).

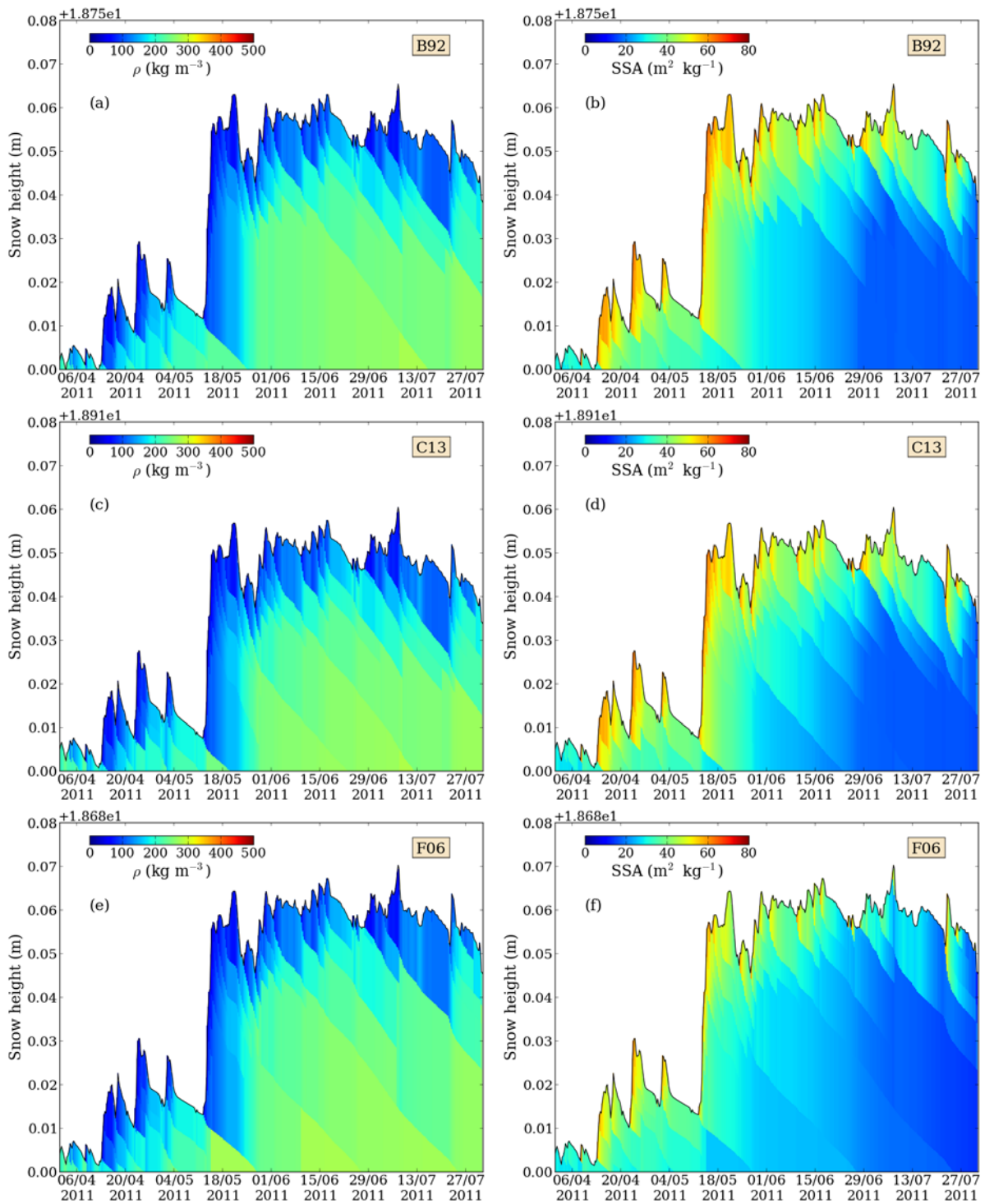


FIGURE 4.10 – Simulated density (left column) and SSA (right column) at Summit from 1 April to 31 July 2011. Simulations were run using different metamorphism formulations. From top to bottom : B92 (Brun et al., 1992), C13 (this work) and F06 (Flanner and Zender, 2006).

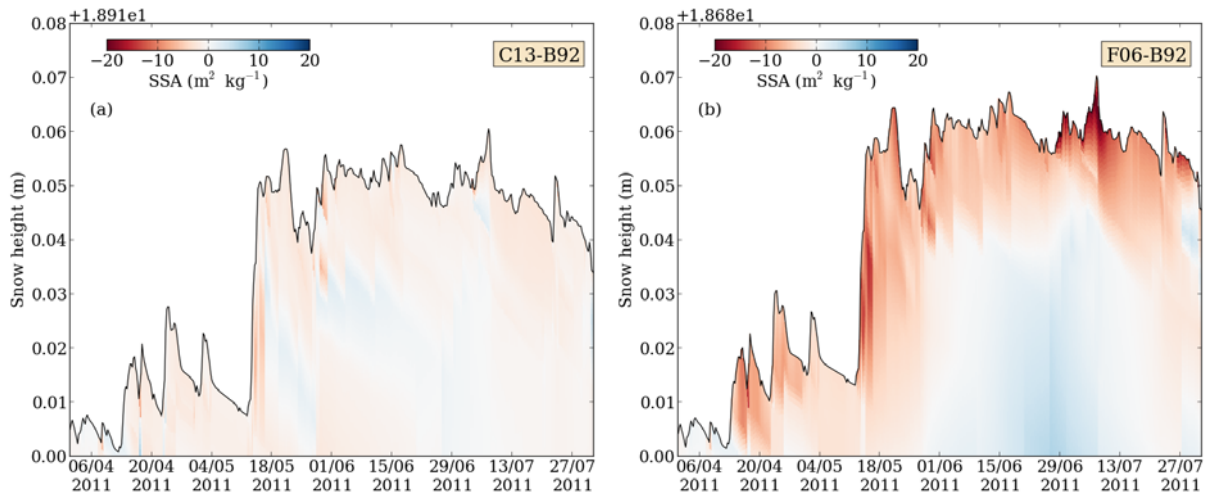


FIGURE 4.11 – Comparison in terms of SSA between the metamorphism formulations implemented into Crocus. In order to compare results obtained using different formulations, all SSA profiles were interpolated over a 1 mm vertical grid. The plots show the difference between the new formulations C13 (left) and F06 (right) and the original formulation B92, for simulations run at Summit from 1 April to 31 July 2011.

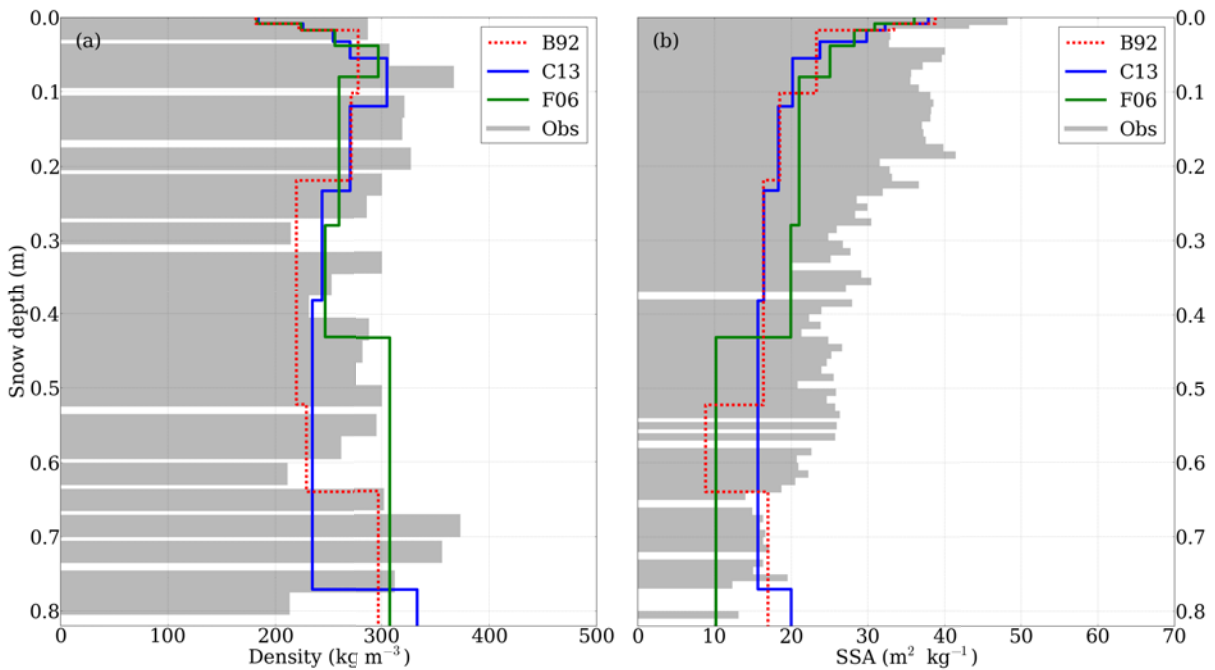


FIGURE 4.12 – Comparison between simulated and measured density (left) and SSA (right) at Summit, on 10 May 2011, 12h00 LT.

with different rates. In addition, it can be noticed that the differences between different simulations are significantly smaller than those between simulations and observations.

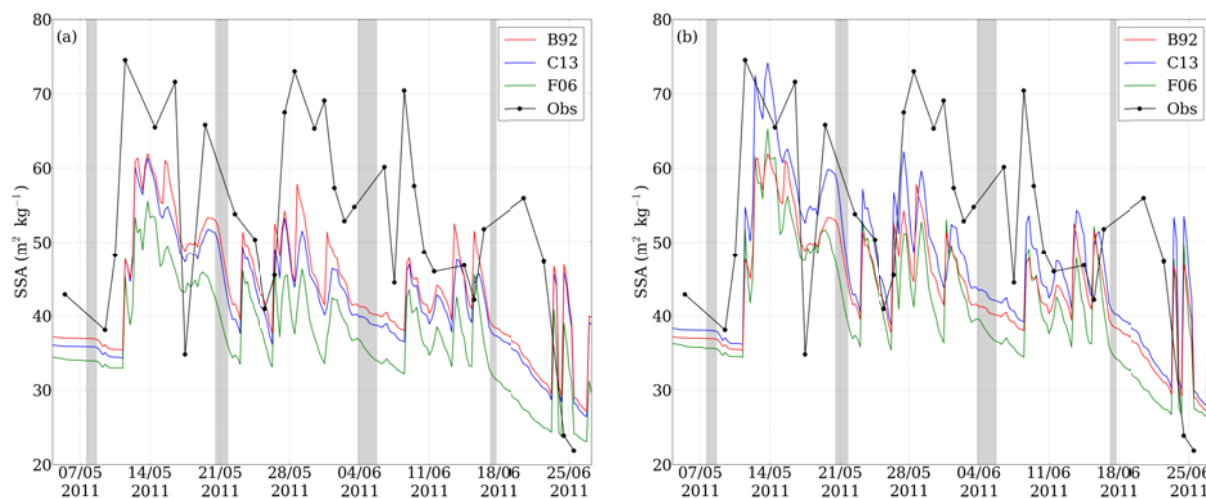


FIGURE 4.13 – Time evolution of the SSA of the top 1 cm at Summit. The simulated SSA were obtained by making a weighted average of the SSA values within the top 1 cm of snow. Grey vertical bands represent periods of strong wind (wind speed  $> 9 \text{ m s}^{-1}$ ). Formulations C13 and F06 were run setting the maximum SSA value to  $65 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$  in (a) and to  $80 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$  in (b).

The time evolution of the surface SSA at Summit is presented in Fig. 4.13. In order to obtain the SSA of the top 1 cm, all simulations were interpolated over a 1 mm vertical grid; then, an exponential-weighted average of the SSA values within the top 1 cm of snow was made (Mary et al., 2013). The general behaviour of the observed SSA is well captured by the simulations. Sometimes, however, the measured SSA increased over time whereas the simulated SSA tended to decrease. This always occurred in conjunction with strong wind events (grey bands represent periods during which the AWS measured a wind speed  $> 9 \text{ m s}^{-1}$ ). These events were only strong enough to reduce the rate of decrease of the simulated SSA but not to make it increase. Observed surface SSA values, on the contrary, show an increase, since measurements were probably performed on wind-drifted snow. Moreover, it is clear that the simulated SSA values underestimate the observations. In the original B92 formulation, indeed, the maximum allowed SSA value was set to  $65 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$  (see Eq. 4.10). This constitutes a limit for the simulations at Summit, where the surface SSA can easily reach  $75 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ . The new metamorphism formulations using the optical diameter as a prognostic variable allows for reducing the discrepancies between simulations and observations. In Fig. 4.13b, for instance, formulations C13 and F06 were run setting the maximum SSA value to  $80 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$  and show an improved agreement with the observations. Even in this case, however, the observations are not perfectly reproduced, meaning that our understanding of the processes involved in the SSA decrease over time is not complete.

## Col de Porte

### Winter season 2009/2010

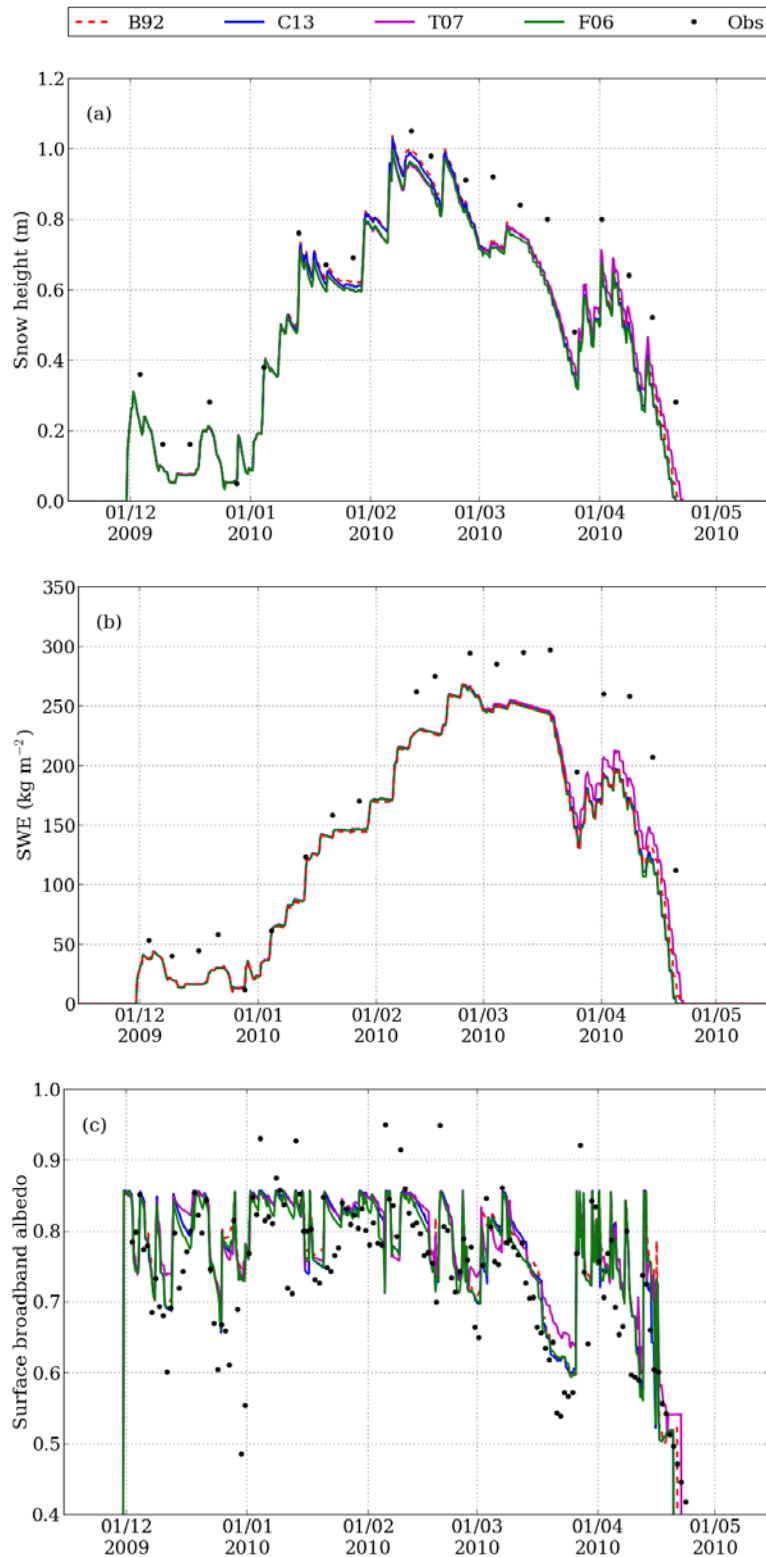


FIGURE 4.14 – Snow height (top), SWE (middle) and surface broadband albedo (bottom) at Col de Porte during winter 2009/2010, simulated using four different metamorphism formulations : B92 (Brun et al., 1992), C13 (this work), T07 (Taillandier et al., 2007) and F06 (Flanner and Zender, 2006). The black dots in (a) and (b) represent manual weekly measurements and those in (c) represent daily-integrated albedo data.



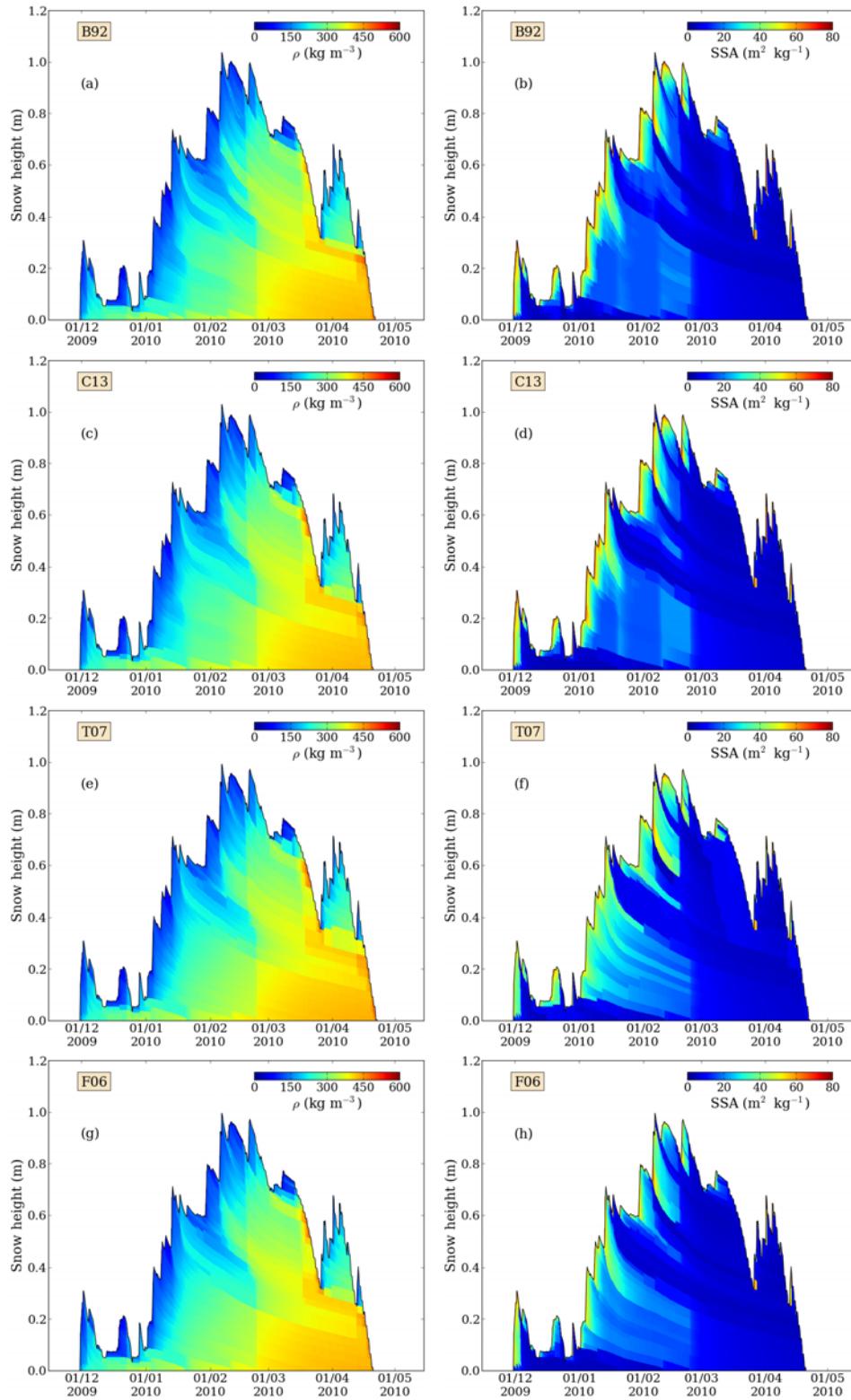


FIGURE 4.15 – Simulated density (left column) and SSA (right column) at Col de Porte during winter 2009/2010. Simulations were run using different metamorphism formulations. From top to bottom : B92 (Brun et al., 1992), C13 (this work), T07 (Taillandier et al., 2007) and F06 (Flanner and Zender, 2006).

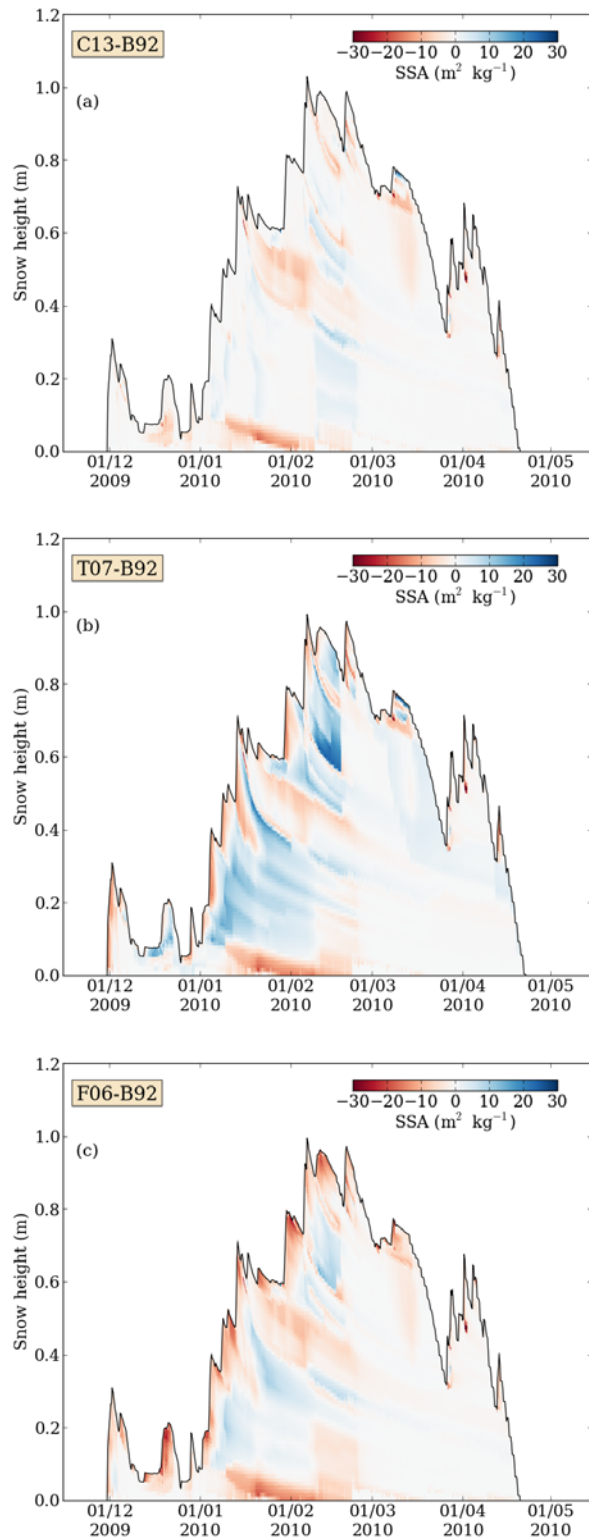


FIGURE 4.16 – Comparison in terms of SSA between the metamorphism formulations implemented into Crocus. In order to compare results obtained using different formulations, all SSA profiles were interpolated over a 1 cm vertical grid. The three plots show the difference between the new formulations C13 (top), T07 (middle) and F06 (bottom) and the original formulation B92, for simulations run at Col de Porte during winter 2009/2010.

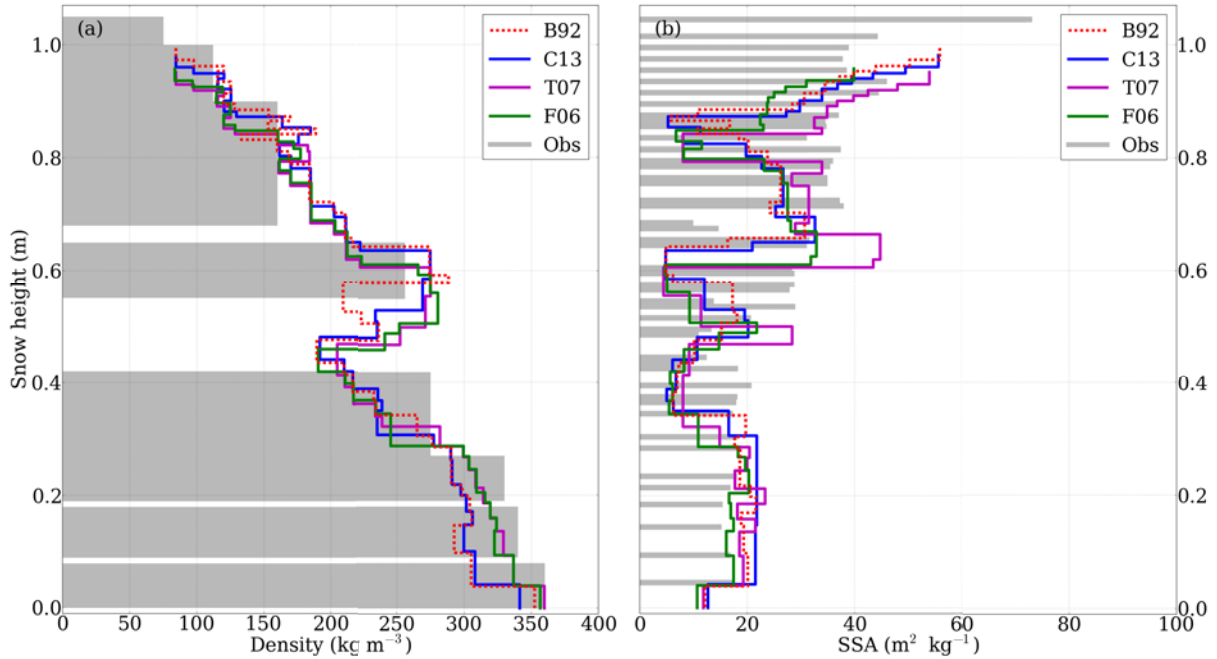


FIGURE 4.17 – Comparison between simulated and measured density (left) and SSA (right) at Col de Porte, on 11 February 2010, 12h00 LT.

Figure 4.14 shows the snow height, SWE and surface broadband albedo simulated by Crocus over the 2009/2010 winter season. The observed values are reported as well. Model results are generally similar, except during the melting period, when T07 gives higher height, SWE and albedo values. RMSD between simulations and observations are larger than those between simulations themselves, with values reaching 0.10 m on snow height,  $40 \text{ kg m}^{-2}$  on SWE and 0.12 on albedo. These results in terms of RMSD are reasonable for this site and consistent with previous studies (Vionnet et al., 2012; Essery et al., 2013; Morin et al., 2013).

The vertical profiles of density and SSA simulated at Col de Porte in 2009/2010 using the four metamorphism formulations are presented in Fig. 4.15. As for Summit, differences in density are negligible, whereas those in SSA are more significant. The difference in terms of SSA between results obtained with the formulations C13, T07 and F06 and results obtained with the formulation B92 was computed by interpolating all SSA profiles over a 1 cm vertical grid (Fig. 4.16). Formulation C13 gives, as expected, results similar to those obtained with B92, with differences lower than  $8 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ . Right after the snowfall, SSA from T07 are generally lower than the corresponding values from B92; then, within a few days, they become higher (up to  $20 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ ) during several weeks and finally match the SSA from B92 after the sharp transition at the beginning of the melt period. It can also be noticed that for the dry and warm conditions that occurred in the middle of March 2010 the surface SSA values obtained using T07 remain larger than the corresponding values simulated using other formulations. This results in higher albedo, which leads in turn to higher snow height and SWE (see Fig. 4.14). As at Summit, SSA computed with F06 is consistent with that obtained with B92, except for the recent upper layers, whose SSA evolves more rapidly using the F06 parametrization. Regardless

of the formulations considered, the smaller differences are found during the melt period, not only because in this case the SSA values are generally lower, but also because all representations include the same formulation for wet metamorphism (see Table 4.1).

A comparison between simulated and observed density and SSA profiles at Col de Porte on 11 February 2010 is presented in Fig. 4.17. The total snow height measured that day was 1.04 m, the record for the 2009/2010 winter season. A 1 cm thick layer of precipitation particles was present at the surface and was sitting on about 35 cm of decomposed forms, the rest of the snowpack being made up of melt forms. Even if all formulations underestimate the snow height, the simulated density and SSA values follow the same pattern as the observations. For the density, the simulated values range from  $80 \text{ kg m}^{-3}$  at the surface to about  $350 \text{ kg m}^{-3}$  at the bottom and a quantitative match with the observed values is attained. For the SSA, the range of variations and the vertical layering are not well reproduced.

## Winter season 2011/2012

An overview of the time series of observed and simulated snow height, SWE and surface broadband albedo for the season 2011/2012 is shown in Fig. 4.18. Model results are generally consistent with observations. As for 2009/2010, T07 gives higher height, SWE and albedo values during the melting period. If we consider snow height and SWE, RMSD between simulations and observations are slightly lower than those for 2009/2010 ( $0.07 \text{ m}$  and  $30 \text{ kg m}^{-2}$ , respectively); for the albedo, instead, RMSD are higher (between 0.14 and 0.15).

Figures 4.19-4.20 present, respectively, the simulated vertical profiles of density and SSA and the difference in terms of SSA between results obtained with different metamorphism formulations. All the considerations we made for the 2009/2010 winter season still apply here. In particular, in terms of density the discrepancies are negligible and in terms of SSA the results obtained using the formulations C13 and B92 are similar. Moreover, SSA values computed with F06, even if generally consistent with those obtained with B92, tend to be lower in the upper layers. Lastly, the fact that during the melt period the snow height, SWE and albedo simulated using T07 remain higher than the other model results (see Fig. 4.18) can be explained by the large SSA values given by T07 during the dry and warm period between March and April 2012.

A comparison between simulated and observed profiles at Col de Porte on 6 February 2012 is presented in Fig. 4.21. That day, the measured snow height was 1.09 m and the snowpack was mainly made up of decomposed forms in the top 5 cm, faceted crystals between 5 and 20 cm and melt forms further down. All formulations estimate the snow height well and the simulated density values are in agreement with the observations. The simulated SSA profiles are almost flat within the melt form layers and are able to capture the separation, at about 0.9 m above the ground, between older and more recent snow layers. However, some differences between model results appear at the surface: in the decomposed form layer SSA values from F06 are lower, whereas in the faceted crystal layer SSA values from T07 are higher.

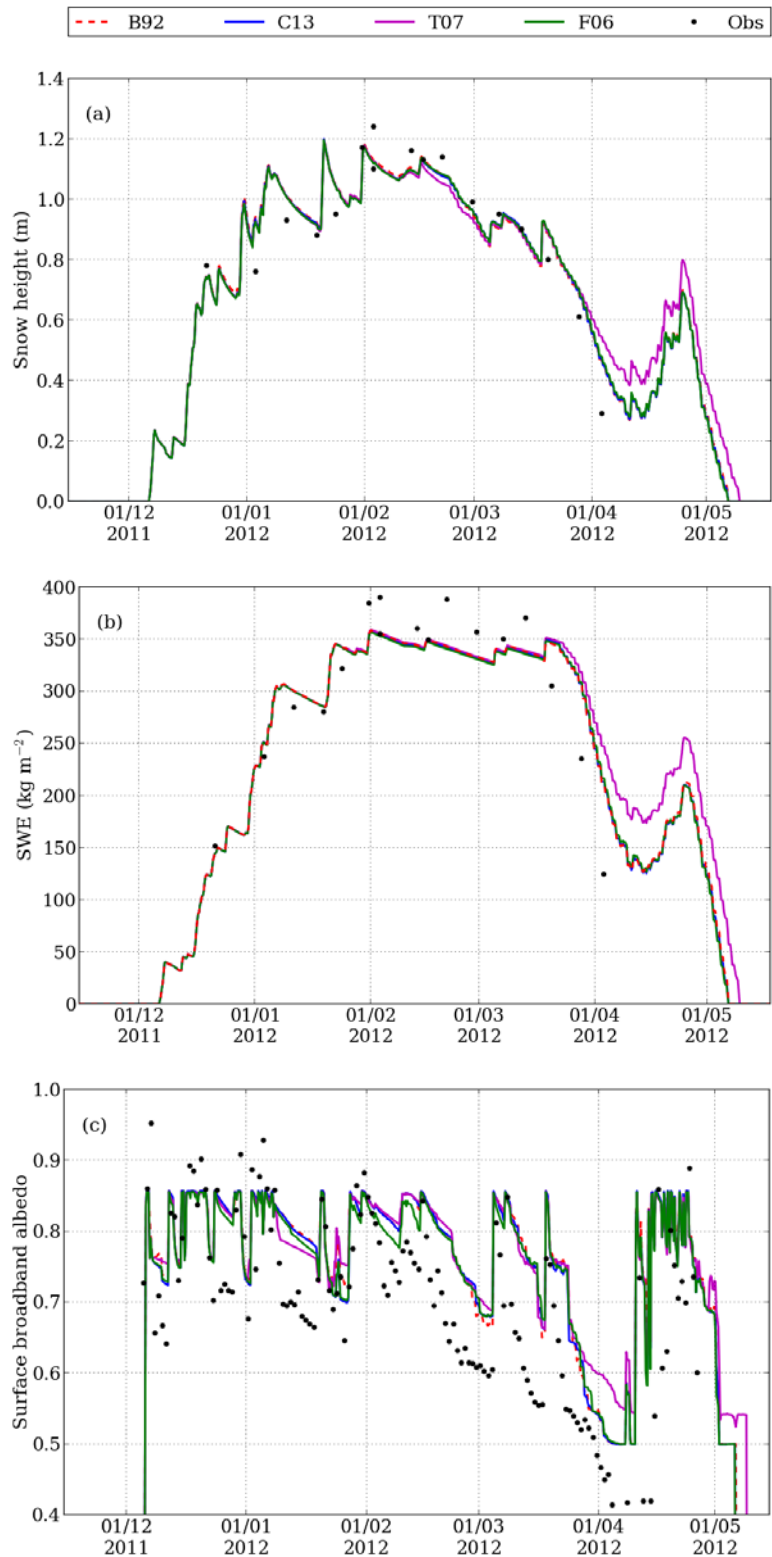


FIGURE 4.18 – Snow height (top), SWE (middle) and surface broadband albedo (bottom) at Col de Porte during winter 2011/2012, simulated using four different metamorphism formulations : B92 (Brun et al., 1992), C13 (this work), T07 (Taillandier et al., 2007) and F06 (Flanner and Zender, 2006). The black dots in (a) and (b) represent manual weekly measurements and those in (c) represent daily-integrated albedo data.

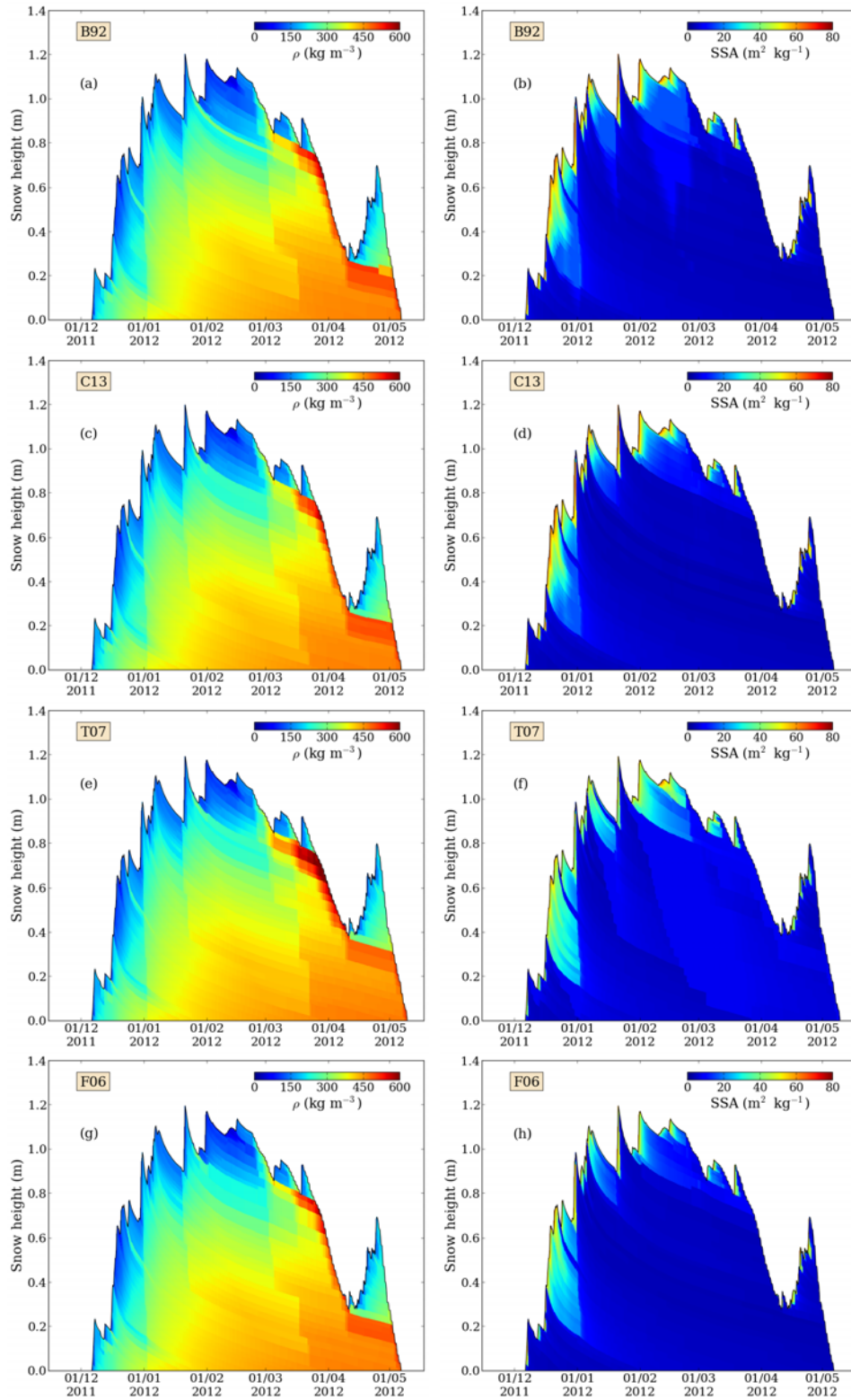


FIGURE 4.19 – Simulated density (left column) and SSA (right column) at Col de Porte during winter 2011/2012. Simulations were run using different metamorphism formulations. From top to bottom : B92 (Brun et al., 1992), C13 (this work), T07 (Taillandier et al., 2007) and F06 (Flanner and Zender, 2006).

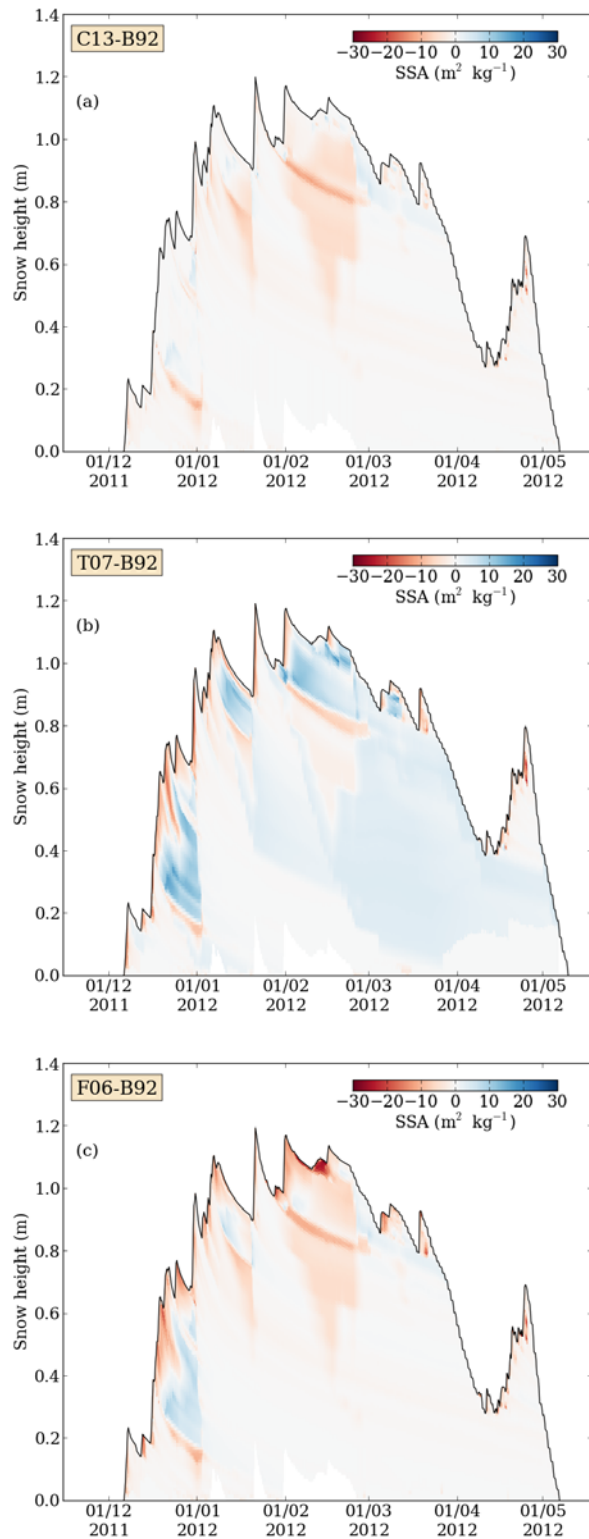


FIGURE 4.20 – Comparison in terms of SSA between the metamorphism formulations implemented into Crocus. In order to compare results obtained using different formulations, all SSA profiles were interpolated over a 1 cm vertical grid. The three plots show the difference between the new formulations C13 (top), T07 (middle) and F06 (bottom) and the original formulation B92, for simulations run at Col de Porte during winter 2011/2012.

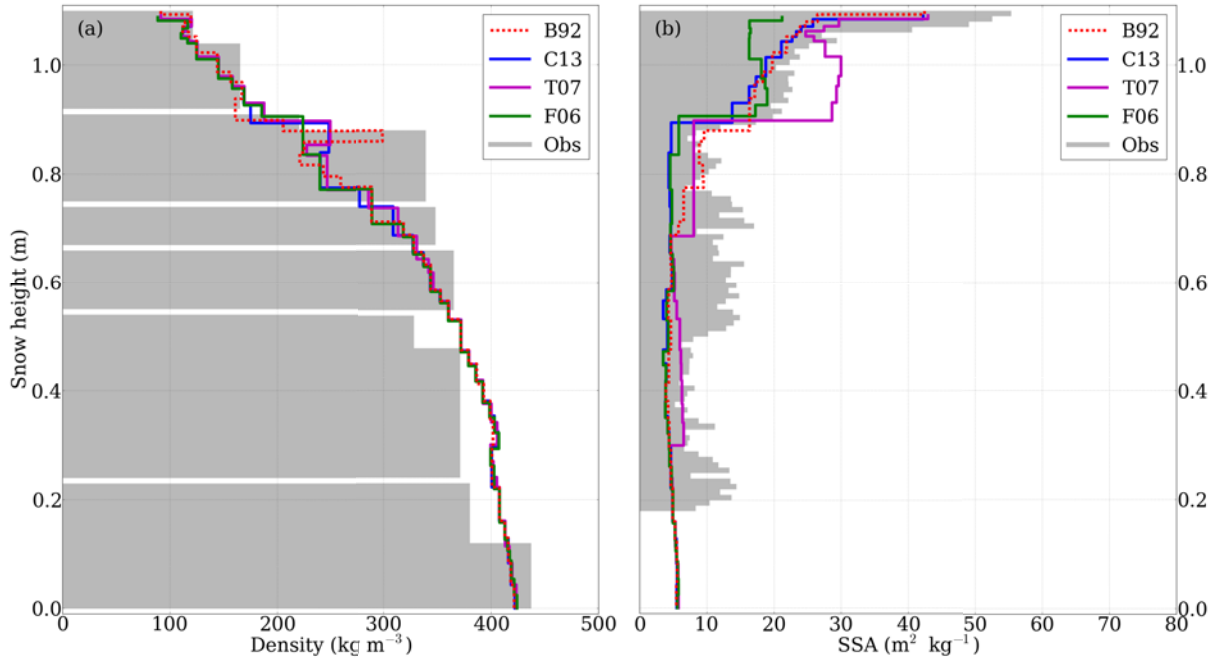


FIGURE 4.21 – Comparison between simulated and measured density (left) and SSA (right) at Col de Porte, on 6 February 2012, 12h00 LT.

### 4.8.3 Quantitative comparison between simulations and observations

The visual comparison between observed and simulated SSA profiles was complemented and consolidated by computing the quantity  $\Delta_{\text{SSA}}$  (see Sect. 4.7.5).  $\Delta_{\text{SSA}}$  values for Col de Porte were computed with and without stretching vertically the simulated profiles, in order to match the measured snow height (in practice, according to Morin et al. (2013) the thickness of each numerical layer was linearly scaled with the ratio between observed and simulated total snow height). In the same way, correlation statistics were also performed in terms of optical diameter by computing the quantity  $\Delta_{d_{\text{opt}}}$ . Due to the inverse relationship between SSA and optical diameter (Eq. 4.9),  $\Delta$  values computed with one of these two related variables are sensitive to the model performance in a different way. Good predictions for high SSA values, for instance, have more impact on  $\Delta_{\text{SSA}}$  than on  $\Delta_{d_{\text{opt}}}$ ; in contrast, statistics expressed in terms of optical diameter will favour the model performances for the lower range of SSA values (Mary et al., 2013; Morin et al., 2013).

The results for  $\Delta_{\text{SSA}}$  and  $\Delta_{d_{\text{opt}}}$  are presented in Fig. 4.22. The performance in terms of SSA of the simulations using B92, C13 and F06 is similar for Summit, with median values ranging from 8.7 to 10.1  $\text{m}^2 \text{kg}^{-1}$ , and for Col de Porte in 2009/2010, with median values ranging from 7.5 to 10.1  $\text{m}^2 \text{kg}^{-1}$ . For the Col de Porte winter season 2011/2012, median values of  $\Delta_{\text{SSA}}$  are lower, between 4.8 and 6.5  $\text{m}^2 \text{kg}^{-1}$ . In terms of optical diameter, B92, C13 and F06 give median values of  $\Delta_{d_{\text{opt}}}$  between 0.09 and 0.12 mm for Summit, between 0.36 and 0.42 mm for Col de Porte in 2009/2010 and between 0.55 and 0.71 mm for Col de Porte in 2011/2012. Summarizing, we can state that, regardless of the formulation chosen, the high SSA are estimated better for the season 2011/2012 at Col de Porte



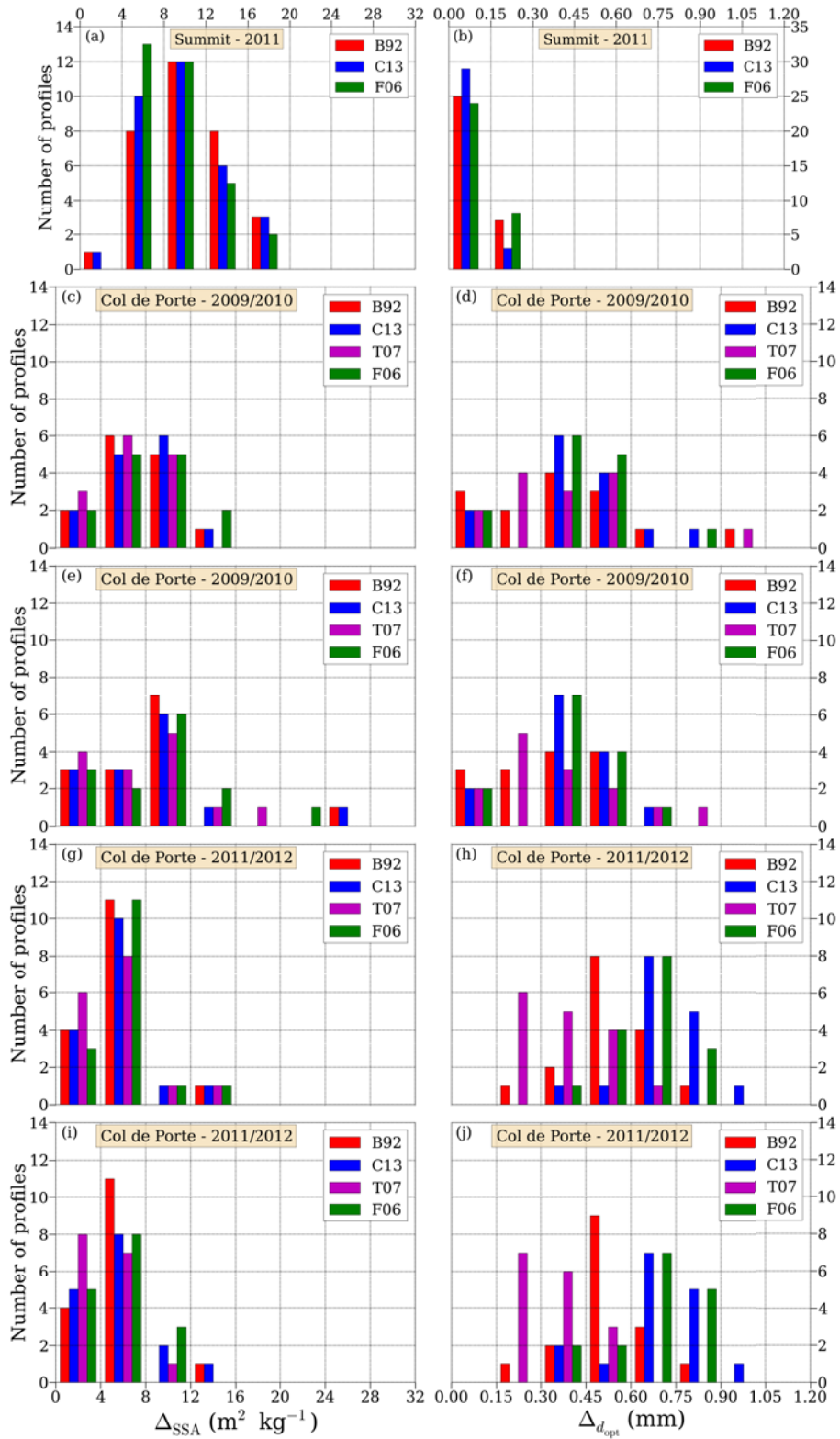


FIGURE 4.22 – Comparison between simulations and observations in terms of  $\Delta_{\text{SSA}}$  (left column) and  $\Delta_{d_{\text{opt}}}$  (right column). (a)-(b) :  $\Delta$  values computed for Summit. (c)-(d) :  $\Delta$  values computed for Col de Porte during winter 2009/2010. (e)-(f)  $\Delta$  values computed for Col de Porte during winter 2009/2010, in which simulations were stretched vertically in order to match the measured snow height. (g)-(h) : same as (c)-(d) for winter 2011/2012. (i)-(j) : same as (e)-(f) for winter 2011/2012.

than for the other datasets, whereas the low SSA are better simulated at Summit.  $\Delta_{\text{SSA}}$  simulated using the formulation T07 are consistent with those of the other formulations and  $\Delta_{d_{\text{opt}}}$  are even lower, with median values of 0.35 and 0.34 mm for the Col de Porte winter season 2009/2010 and 2011/2012, respectively. Lastly, it could be noticed that the vertical stretching of the simulated profiles does not improve significantly the agreement between the measured and observed values of SSA and optical diameter.

## 4.9 Discussion

In the SURFEX/ISBA-Crocus multi-layer snowpack model, the snow metamorphism is now described in terms of the rate of change of  $d_{\text{opt}}$ , the optical diameter of snow. This makes Crocus different from any other existing detailed snowpack model. In SNOWPACK (Lehning et al., 2002), for instance, the snow microstructure is characterized by the grain geometric radius, whose growth is driven by the water vapour gradient between ice matrix and pore space, and by the dendricity and sphericity, which follow the same evolution laws used by Crocus; in addition, SNOWPACK also incorporates a representation of bonds between grains. The SMAP model (Niwano et al., 2012) employs the same variables and the same equations as those used in SNOWPACK. The implementation of the optical diameter as a completely prognostic variable constitutes a different approach compared to that followed in previous works, in which SSA was estimated from other prognostic variables (Jacobi et al., 2010; Morin et al., 2013; Roy et al., 2013b). This enables Crocus initializations with an observed SSA profile and makes it possible to run the model using various parametrizations of SSA decay.

The original Crocus metamorphism formulation (B92), based on empirical evolution laws of grain dendricity, sphericity and size, already led to a satisfactory agreement between simulated and observed SSA values, considering that the accuracy of the SSA measurements is estimated to be about 10% (Gallet et al., 2009; Arnaud et al., 2011). Using B92, we found median values of  $\Delta_{\text{SSA}}$  lower than  $10 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$  both at Summit and at Col de Porte. The new formulation using sphericity and optical diameter (C13), in which the rate of change of  $d_{\text{opt}}$  is deduced from the same equations as B92, also leads to maximum  $\Delta_{\text{SSA}}$  median values of less than  $10 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ . The fact that B92 and C13 give quite similar results in terms of SSA means that the optical diameter has been integrated successfully into Crocus as a prognostic variable. In terms of  $\Delta_{\text{SSA}}$ , the model developed by Flanner and Zender (2006) (F06) performs equally to the other above-mentioned formulations, with results particularly close to those of C13. The only significant difference stands out for the low density layers at the very near surface. Indeed, F06 makes the SSA decrease faster in case of low density layers with non-zero temperature gradients (Fig. 3d in Flanner and Zender, 2006). This dependence on snow density does not appear in the other formulations. Under isothermal conditions, the rate of SSA change is independent of snow density in all formulations. This is consistent with the recent study of Schlee and Loewe (2013), who found that the rate of decrease of the SSA under isothermal conditions, computed on micro-tomographic images, was independent of the density. At Col de Porte, the parametrization proposed by Taillandier et al. (2007) (T07) gives median values of  $\Delta_{\text{SSA}}$  that never exceed  $8 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$  and are consistent with those of the other formulations. This means that, regardless of the formulation chosen, high SSA values are

simulated well. During melt periods, SSA values from T07 remain relatively higher than those obtained using B92, C13 or F06. This leads to higher snow height, SWE and albedo values and also results in a better agreement between measured and simulated optical diameter.

Apart from some minor differences, formulations B92, C13, T07 and F06 lead to similar results in terms of simulated SSA. The statistical agreement between measured and simulated SSA profiles is rather satisfactory and comparable to previous studies. Morin et al. (2013), for instance, carried out simulations using Crocus and two parametrizations of snow SSA, one determined from density and snow type and the other one simply derived from the internal computation of the optical radius in Crocus. In both cases, comparing simulations with SSA measurements in an Alpine environment they found RMSD values of  $10 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ . Jacobi et al. (2010) implemented a parametrization in Crocus in which the SSA was estimated from other snow variables using the equations of Taillandier et al. (2007). Comparing their results against measurements in a dry subarctic snowpack at Fairbanks (Alaska), they observed a generally good agreement between simulated and measured SSA, with RMSD ranging from 8 to  $11 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ . These values are close to our findings.

Density and optical diameter are not sufficient to uniquely characterize the snow microstructure. A notion of shape has to be introduced to account for different degrees of roundness from the entirely angular crystals, such as depth hoar, to the mostly rounded grains, such as melt forms. This need for a third variable to describe the snow microstructure completely can also be made clearer by looking at the two-point correlation function of the microscopic density. Indeed, the first orders of the expansion of this function at the origin are linked not only to the volume fraction and the surface area per unit volume, but also to the curvature (Torquato, 2002; Löwe et al., 2011). Moreover, a good characterization of the crystal shapes in snowpack models has proven to be important for several applications, such as the evaluation of the stability of the snow layers for avalanche forecasting (Durand et al., 1999) and the study of the transmission of light through snow (Libois et al., 2013). For this reason, the notion of sphericity present in the original Crocus formulation still remains in the current version of the model. However, in the same way in which we replaced two semi-empirical quantities (dendricity and size) with the optical diameter, in the future it is desirable to replace the sphericity with some other fully-fledged physical variable easily measurable in the field. A possible candidate to discriminate between different grain shapes seems to be the ratio of the vertical to the horizontal component of the thermal conductivity. This anisotropy of the thermal conductivity ranges from 0.7 for rounded grains up to 1.5 for faceted crystals (Calonne et al., 2011). Unfortunately, for now this quantity can only be computed by micro-tomography and only a very limited dataset is available. Recently, Libois et al. (2013) studied the impact of the grain shape on the macroscopic optical properties of snow. In their approach, the snow particle shape is fully defined by two quantities, the absorption enhancement parameter, quantifying the enhancement of absorption due to lengthening of the photon paths within the grain, and the geometric diffusion term, accounting for the angular anisotropy in diffused light. These quantities are both independent of the size and the former can be retrieved from reflectance and extinction measurements. They might constitute a possible alternative to the sphericity to describe the grain shape. When the sphericity will be replaced by one or more quantities which can be measured readily in the field

and linked objectively to other relevant snow properties, then the snow microstructure in Crocus will be characterized in an entirely physical manner.

## 4.10 Conclusions

A new approach to describe snow metamorphism has been implemented in the Crocus model. The optical diameter of snow, so far estimated indirectly from other state variables, has been turned into a prognostic variable and different parametrizations of its rate of change have been tested, by comparing results of simulations to field measurements. Characteristics and limits of such parametrizations have been discussed. Results indicate that all metamorphism formulations perform well in terms of simulated SSA, with median values of the RMSD between observed and simulated SSA lower than  $10 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ .

Compared to the previous description of snow metamorphism based on semi-empirical variables, this new representation in terms of optical diameter does not reduce significantly the discrepancies between simulated and measured SSA profiles. Its interest rather consists in using a physical and easily measurable prognostic variable to characterize the snow microstructure. This approach opens the way to several future improvements. Firstly, it will make it easier to revise parametric laws (such as those of the layer viscosity, the mobility index for wind transport and the albedo) which are directly related to the snow microstructure and potentially depend on the optical diameter. Moreover, this new metamorphism scheme will simplify the data assimilation of various electromagnetic observations, which may lead to a reduced dependency of Crocus simulations on the quality of the meteorological forcing. Lastly, a more complete representation of the properties of the surface layer, including for instance a description of the surface hoar formation, may be developed and evaluated with estimates of SSA from remote sensing.

*Acknowledgements.* This work was funded by INSU/LEFE project QUASPPER. The French Polar Institute (IPEV) funded the Summit field campaign by grant N°1088 to F. Domine. We thank K. Steffen and N. Bayou for providing the AWS data for Summit, M. Flanner for providing his algorithm describing the evolution of effective radius and J.-M. Willemet for help in programming. We also want to thank A. Royer, H. Loewe, E. Brun and M. Dumont for useful discussions.

## 4.11 Perspectives : caractérisation de la neige au delà de la surface spécifique

Suite aux travaux présentés ci-dessus, dans la version actuelle de Crocus la microstructure de la neige est décrite par trois variables (voir Fig. 4.23). (i) La masse volumique, qui quantifie la quantité de glace dans un volume donné de neige; cette variable, bien définie et mesurable sur le terrain, est la grandeur primaire pour définir l'état du manteau neigeux. (ii) Le diamètre optique, qui quantifie une taille de grains; cette variable, elle aussi bien définie et mesurable sur le terrain, a été intégrée explicitement dans le modèle lors de ce travail de thèse. (iii) La sphéricité, qui décrit la forme (plus ou moins arrondie) des grains; cette variable est semi-empirique et difficile à mesurer sur le terrain. Il paraît donc clair que, afin de pouvoir représenter la microstructure de façon entièrement physique et en n'utilisant que des grandeurs mesurables sur le terrain, il sera à terme nécessaire de remplacer la sphéricité par une ou plusieurs autres variables.

Amount of ice in a unit volume of snow	<b>Density</b> ( $\rho$ )		Physical Measurable in the field
Dimension of ice particles	<b>Optical diameter</b> ( $d_{opt}$ )		Physical Measurable in the field
Shape of ice particles	<b>Sphericity</b> ( $s$ )		Semi-empirical Not easily measurable in the field

FIGURE 4.23 – Les trois variables qui décrivent la microstructure de la neige dans le modèle Crocus : la masse volumique  $\rho$ , le diamètre optique  $d_{opt}$  et la sphéricité  $s$ .

Ni la masse volumique et ni le diamètre optique, qui décrit la neige comme un collection monodisperse de sphères, ne prennent en compte la forme réelle des grains de neige. Par conséquent, une description de la microstructure de la neige qui se limite à ces deux variables ne peut pas être complète. C'est la raison pour laquelle un descripteur de la forme de grains, la sphéricité, a été originalement introduit dans Crocus. Cependant, il serait aussi possible d'utiliser des variables physiques macroscopiques sensibles aux effets d'anisotropie pour remonter aux formes de grains responsables de ces effets. En

particulier, les coefficients d'anisotropie de la conductivité thermique effective (Calonne et al., 2011) et de la perméabilité (Calonne et al., 2012) sont liés aux degré de facettage et d'arrondissement des grains. Ces coefficients pourraient donc être utiles pour donner des renseignements sur la forme de grains et permettre ainsi de différencier les types de neige.

Dans l'optique d'une classification quantitative de la neige, et donc d'une représentation quantitative du métamorphisme dans Crocus, l'anisotropie de conductivité thermique effective semble être une variable particulièrement prometteuse. Cette variable, nommée  $A_k$ , est définie comme le rapport entre la composante verticale et la composante horizontale de la conductivité thermique effective, cette dernière prenant en compte uniquement les processus de conduction de la chaleur à travers la glace et les pores. Calonne et al. (2011) ont calculé les valeurs de  $A_k$  pour différents types de neige à partir d'images 3D de la microstructure obtenues par micro-tomographie. Les résultats sont présentés dans la Fig. 4.24a, qui montre les valeurs de masse volumique, de SSA et de  $A_k$  pour différents types de grains. Si on essaye de différencier les principaux types de grains sur un graphique représentant seulement la SSA en fonction de la masse volumique, on s'aperçoit que plusieurs types (faces planes, givre de profondeur et grains ronds) se retrouvent superposés (voir Fig. 4.24b). Si, par contre, on rajoute  $A_k$  comme troisième variable, on est capable de séparer les types qui étaient confondus jusqu'alors (voir Fig. 4.24c et Fig. 4.24d). En particulier,  $A_k$  permet de bien distinguer entre les grains arrondis et les grains facettés et aussi entre différents degrés de facettage (les faces planes ont des valeurs de  $A_k$  généralement plus basses que celles du givre de profondeur). L'anisotropie de conductivité thermique effective contient donc une information sur la forme de grains qui n'est pas donnée par la masse volumique et la SSA. Pour cette raison, il s'agit d'un candidat possible pour remplacer la sphéricité dans Crocus.

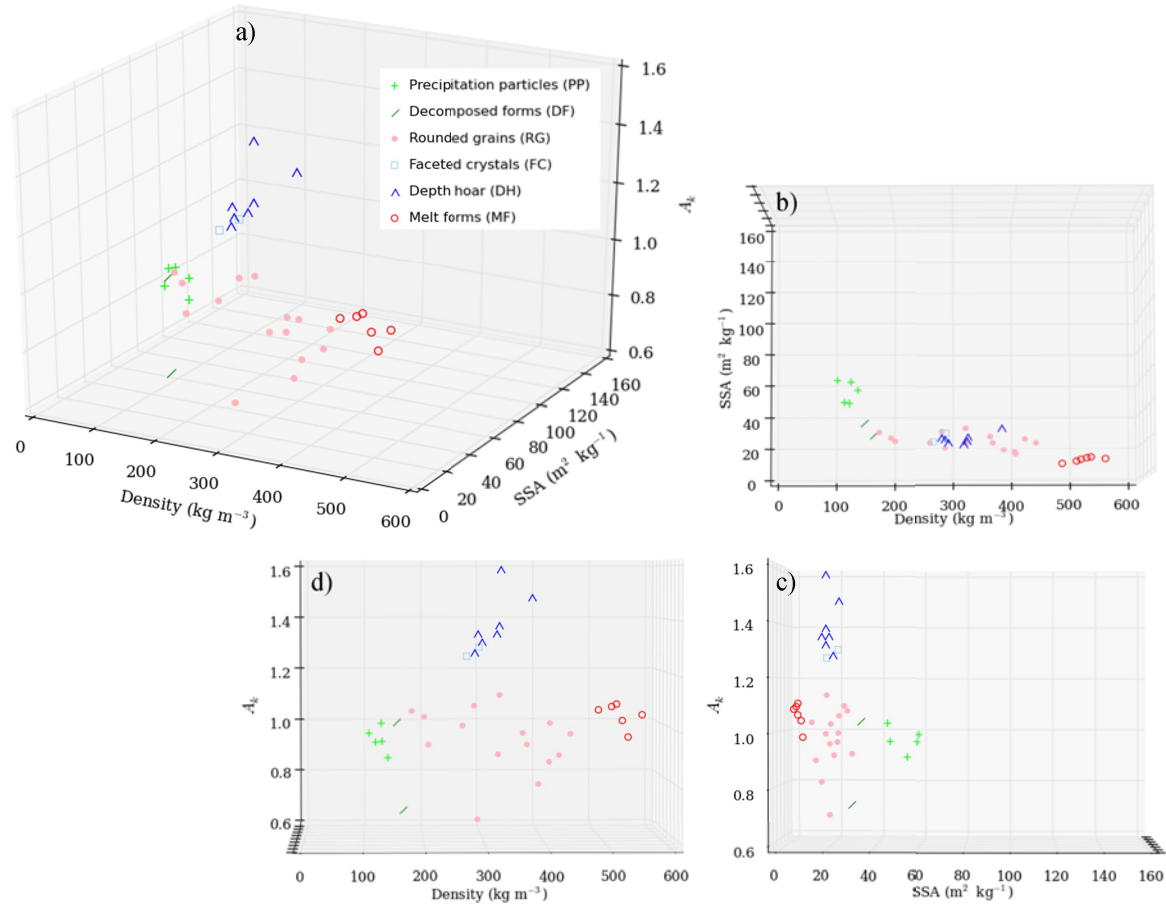
Pour pouvoir établir des lois d'évolution temporelle de  $A_k$ , il faut étudier le comportement de cette variable dans différentes conditions. La Fig. 4.25 montre l'évolution au cours du temps de  $A_k$  en régime de gradient de température (Calonne et al., in prep.), en régime d'isothermie (Calonne et al., 2011) et en présence d'eau liquide (Calonne et al., 2011). Les valeurs de  $A_k$  sont toujours comprises entre  $1 \pm 0.1$  si le gradient est faible ou si la neige subit un métamorphisme humide, alors qu'elles augmentent jusqu'à environ 1.4 dans le cas du métamorphisme de gradient.

À l'heure actuelle, on dispose de très peu de données de  $A_k$ . Pour contourner ce problème et essayer de décrire l'évolution de  $A_k$  en différents régimes de gradient, une première approche, très préliminaire et spéculative, pourrait consister à utiliser les lois de métamorphisme de Crocus pour la sphéricité (voir Table 2.4). En condition de gradient, on peut tout d'abord écrire l'évolution temporelle de  $A_k$  de la manière suivante :

$$A_k(t) = 1.4 - 0.4 \exp(-C \cdot t) \quad (4.23)$$

où la constante  $C$  peut être obtenue à partir de l'ajustement des données présentées dans la Fig. 4.25 (courbe rouge). Pour obtenir la dépendance de  $A_k$  en fonction de la température et du gradient de température, on peut dériver l'Eq. 4.23 et la combiner avec les lois de Crocus formulées pour la sphéricité en présence de gradient :

$$A_k(t + \Delta t, T, \nabla T) = A_k(t) + [0.4C \exp(-C \cdot t) \Delta t] \left[ \frac{\exp\left(\frac{-6000}{T}\right)}{\exp\left(\frac{-6000}{269.15}\right)} \left(\frac{\nabla T}{43}\right)^{0.4}\right] \quad (4.24)$$



Grain type	Micro-CT			Crocus
	Density ( $\text{kg m}^{-3}$ )	SSA ( $\text{m}^2 \text{kg}^{-1}$ )	$A_k$	Sphericity
PP	119.83	49.17	0.95	0.3-0.7
DF	152.65	27.34	0.86	0.25-0.75
RG	315.69	18.60	0.95	0.5-1
FC	272.72	18.09	1.28	0-0.5
DH	307.45	16.46	1.38	0-0.5
MF	508.31	6.40	1.05	0.5-1

FIGURE 4.24 – Masse volumique, surface spécifique et anisotropie de conductivité thermique effective pour différents types de grains. Les valeurs ont été calculées à partir d’images 3D de la microstructure de la neige obtenues par micro-CT (Calonne et al., 2011 et Calonne et al., in prep.). Dans la table, les valeurs moyennes de  $\rho$ , SSA et  $A_k$  pour chaque type de grains sont comparées aux valeurs de sphéricité utilisées par Crocus.

où  $t$  est exprimé en jours,  $T$  en K et  $\nabla T$  en  $\text{K m}^{-1}$ . 269.15 K et  $43 \text{ K m}^{-1}$  sont les valeurs de température et de gradient pour lesquelles les données de la courbe rouge de la Fig. 4.25 ont été obtenues. Si on suppose que  $A_k$  dépend de  $T$  et  $\nabla T$  de la même façon que la sphéricité, alors l’Eq. 4.24 permet de décrire l’évolution temporelle de  $A_k$  en régime de

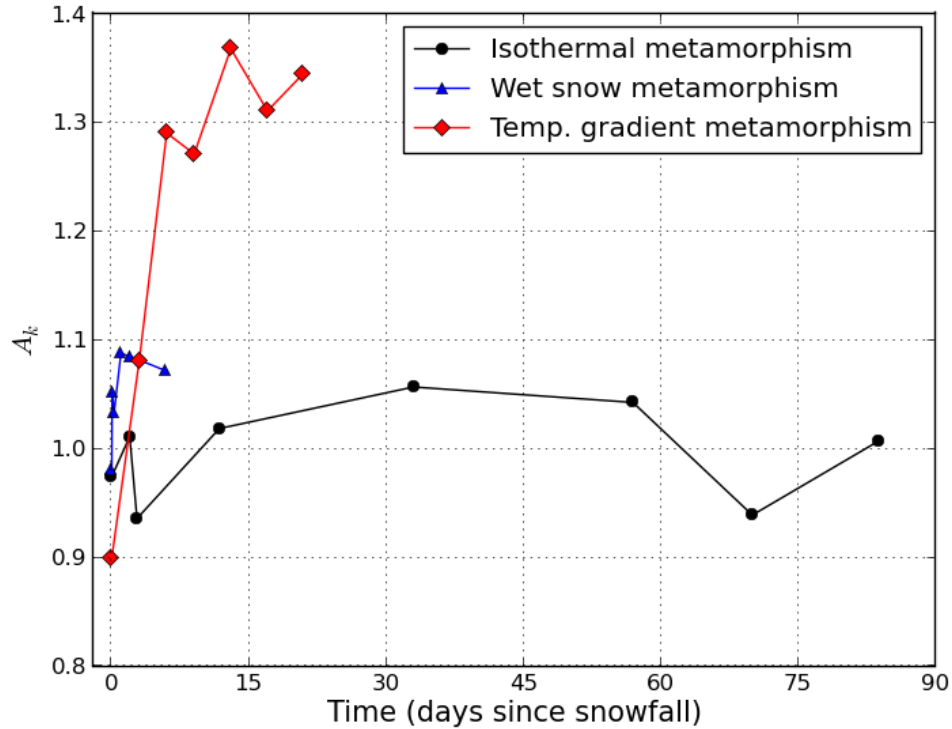


FIGURE 4.25 – Évolution temporelle de l’anisotropie de conductivité thermique effective sous différents régimes de gradient. Les valeurs ont été obtenues par micro-CT (Calonne et al., 2011 et Calonne et al., in prep.).

gradient. La Fig. 4.26 montre qu’en présence d’un gradient de température la sphéricité diminue en fonction de  $t$ ,  $T$  et  $\nabla T$ , tandis que  $A_k$  augmente.

Cette étude préliminaire montre qu’il est *a priori* possible de remplacer la sphéricité par l’anisotropie de conductivité thermique effective dans Crocus. Cependant, l’Eq. 4.24 décrit le taux de croissance de  $A_k$  de façon très simplifiée. L’effet de la masse volumique, par exemple, n’est pas pris en compte. On sait cependant que cette variable a beaucoup d’impact sur  $A_k$ , car les grains facettés et notamment le givre de profondeur se développent plus facilement dans des neiges peu denses. Il faut aussi remarquer que la variable  $A_k$  ne caractérise pas directement la forme des grains, comme le fait la sphéricité. En fait,  $A_k$  décrit l’anisotropie de la microstructure entière de la neige, laquelle dépend non seulement de la forme des grains, mais également de la présence de ponts et de connexions entre les grains. Par conséquent, le lien qui peut être établi entre  $A_k$  et la forme de grains est indirect et n’a pas encore été complètement éclairci. En plus de ces limitations théoriques, il y a des limitations expérimentales. À présent,  $A_k$  ne peut être obtenue que par l’analyse d’images tomographiques. Il ne s’agit donc pas d’une variable mesurable sur le terrain comme la masse volumique et la SSA. Les mesures de terrain de  $A_k$ , ainsi que celles de l’anisotropie d’autres variables telles que la perméabilité, semblent aujourd’hui difficiles à réaliser, spécialement dans le cas de neiges très inhomogènes (Calonne et al., 2012). Pour cette raison, on ne dispose pas encore d’assez de mesures de  $A_k$  pour pouvoir décrire son évolution temporelle de façon précise. À cause de ce manque



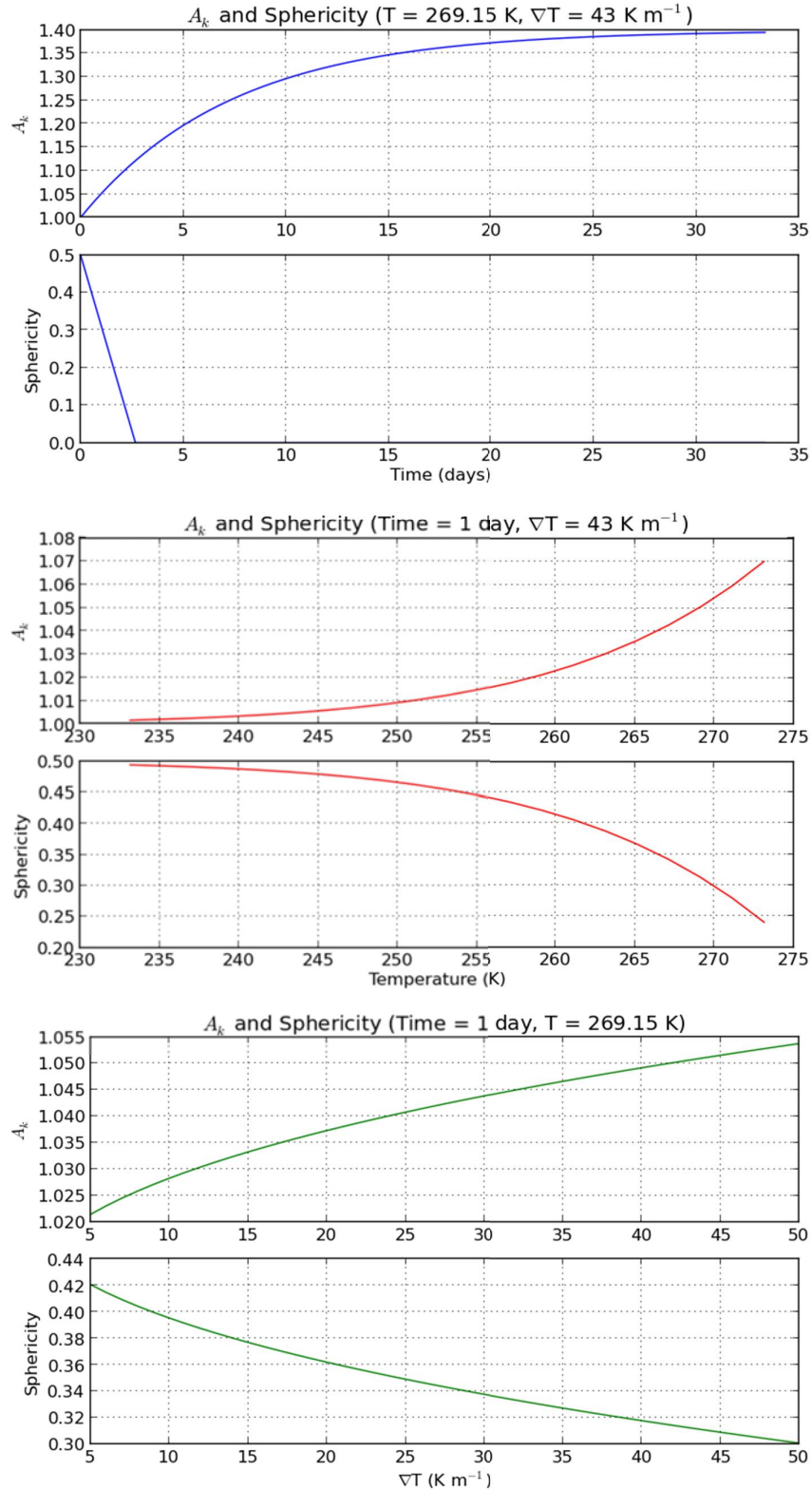


FIGURE 4.26 – Évolution de la sphéricité et de l’anisotropie de conductivité thermique effective en fonction du temps (entre 0 et 35 jours), de la température (entre 230 et 273.15 K) et du gradient de température (entre 5 et 50  $\text{K m}^{-1}$ ). La sphéricité suit les lois de Crocus présentées dans la Table 2.4 et  $A_k$  est calculée avec l’Eq. 4.24.

de données, le lien entre l'anisotropie de conductivité thermique effective et d'autres propriétés liées à la forme de grains, comme par exemple la transmission du rayonnement solaire à travers le manteau neigeux et la stabilité mécanique des couches, n'a pas encore pu être bien établi.

Afin de caractériser la forme de grains, il existe aussi d'autres variables pertinentes en termes optiques, liées à l'anisotropie de la lumière diffusée par les cristaux (Kokhanovskiy et al., 2005; Libois et al., 2013). Des études ultérieures de ces grandeurs et de  $A_k$  seront nécessaires pour permettre dans le futur de caractériser la microstructure de la neige à l'aide de grandeurs physiques objectives et bien définies.

# Chapitre 5

## Microstructure de la neige et propriétés optiques

### 5.1 Simulations de l'albédo spectral à partir des propriétés physiques et chimiques de la neige

Dans cette section nous nous intéressons au lien entre la SSA et les propriétés optiques du manteau neigeux, et notamment son albédo. Les objectifs et les résultats de cette étude, résumés ci-dessous, sont présentés plus en détail dans l'article reproduit à partir de la Sect. 5.2.

Afin de pouvoir estimer le bilan radiatif et de masse à la surface du manteau neigeux, il est crucial de comprendre les facteurs qui influencent l'albédo de la neige. Cette variable, définie comme la fraction du rayonnement solaire incident qui est réfléchi par la neige, dépend des caractéristiques angulaires et spectrales du rayonnement solaire et des propriétés physiques et chimiques des couches superficielles du manteau neigeux (voir Fig. 5.1). Dans le domaine du visible (VIS, entre environ 0.40 et 0.75  $\mu\text{m}$ ) la glace est peu absorbante et, par conséquent, la valeur de l'albédo est très élevée. Dans ces longueurs d'onde, l'albédo est fortement impacté par la présence d'impuretés dans les couches de surface. Le carbone suie (*black carbon* ou BC) et les particules de poussière (*dust*), en particulier, absorbent efficacement le rayonnement solaire et peuvent sensiblement réduire l'albédo de la neige dans le visible. Dans l'infrarouge proche et à courte longueur d'onde (NIR et SWIR, entre environ 0.75 et 3.0  $\mu\text{m}$ ), la glace est plus absorbante et l'albédo est significativement plus faible que dans le visible. Dans cette région du spectre, l'albédo dépend surtout de la microstructure de la neige, et notamment de sa surface spécifique.

L'objectif principal de la campagne de mesures à Summit (voir Sect 3.2.1) était celui de simuler l'albédo spectral de la neige à partir des profils verticaux des propriétés physiques (masse volumique et SSA) et chimiques (contenu en BC et *dust*), en utilisant un modèle de transfert radiatif (DISORT, Stamnes et al., 1988). Les spectres d'albédo simulés ont été ensuite comparés à des mesures de terrain effectuées avec un spectroradiomètre. Cela nous a permis de quantifier les effets des impuretés sur l'albédo dans le visible et d'investiguer l'impact des mesures de SSA (incertitude, résolution verticale, variabilité spatiale, etc.) dans la domaine infrarouge.

L'accord entre les spectres d'albédo simulés et observés est très bon. En particulier, les

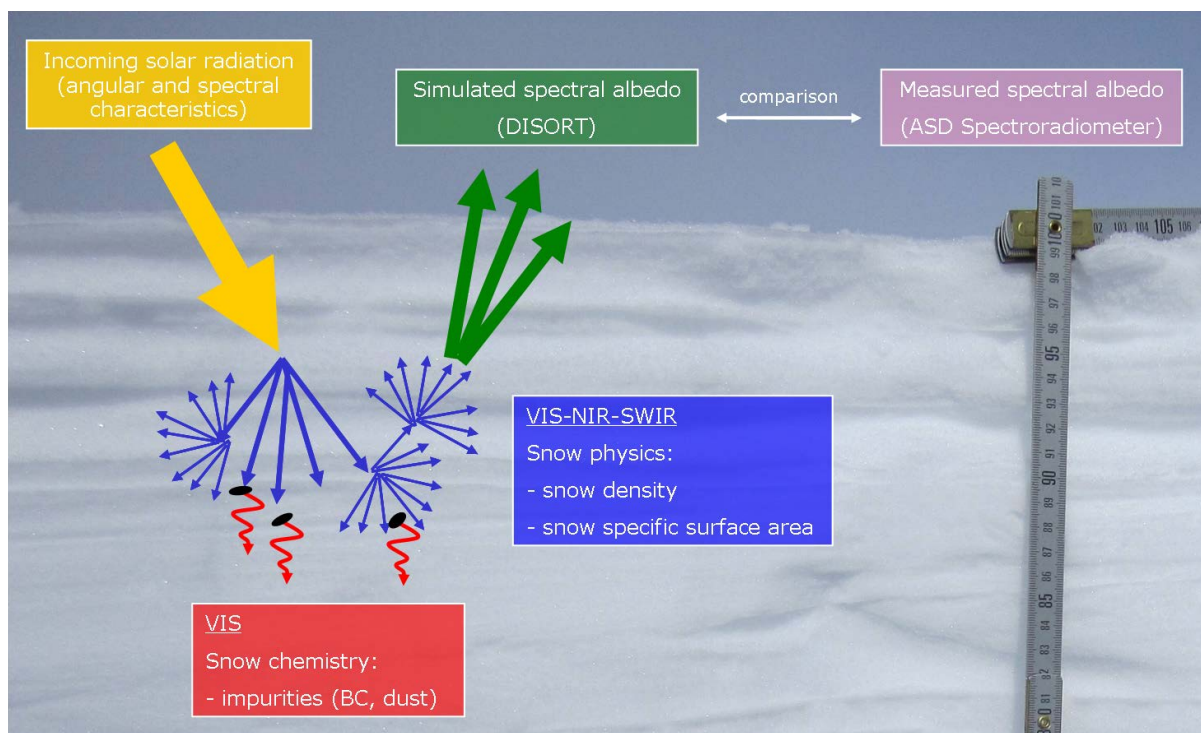


FIGURE 5.1 – Schéma résumant les liens entre les propriétés physiques et chimiques de la neige et son comportement optique. À l'aide des données obtenues lors de la campagne à Summit (Groenland), l'albédo spectral de la neige a été simulé à partir des caractéristiques du rayonnement solaire incident et des propriétés physiques et chimiques du manteau neigeux. Les résultats des simulations ont été ensuite comparés aux spectres d'albédo mesurés sur le terrain.

profils verticaux de masse volumique et de SSA peuvent être utilisés pour prédire l'énergie absorbée par le manteau neigeux sur tout le spectre avec une incertitude inférieure à 1.12%. Cette valeur ne change pas sensiblement si on considère aussi la présence d'impuretés. En fait, l'impact du BC et du *dust* sur l'albédo est faible à Summit, à cause de leurs faibles concentrations. Même si l'impact du *dust* est plus fort que celui du BC (du fait que la concentration du *dust* est environ 500 fois supérieure à celle du BC), l'effet des impuretés reste négligeable à Summit.

Dans le domaine de l'infrarouge, nous avons observé quelques différences entre les valeurs d'albédo simulées et mesurées. Ces différences peuvent avoir différentes explications, qui sont détaillées dans la Sect 5.4.2. Les écarts inférieurs à 0.014 sont probablement dus à la rugosité de surface du manteau neigeux et à l'incertitude dans les mesures d'albédo et de SSA. Les écarts plus importants, jusqu'à 0.05, peuvent provenir de la variabilité spatiale du manteau neigeux à petite échelle, de l'hypothèse, faite dans l'utilisation du modèle DISORT, que les grains sont sphériques et de la résolution verticale des mesures des propriétés physiques. Ce dernier point est particulièrement intéressant, parce qu'il nous a permis d'investiguer directement le lien entre les mesures de SSA et l'albédo. En particulier, nous avons montré que l'ajout d'une fine couche de surface de haute SSA (laquelle n'a pas pu être mesurée directement sur le terrain à cause des problèmes des

lasers de DUFISSS à 1550 nm, voir Sect. 3.1.1) permet d'améliorer sensiblement l'accord entre simulations et observations. Enfin, nous avons montré que les écarts qui dépassent 0.05 ne dépendent ni des propriétés de la neige ni des erreurs instrumentales dans les mesures. Ces écarts, qui sont localisés à 1430 nm et autour de 1800 nm, sont probablement dus aux erreurs dans les valeurs tabulées de l'indice de réfraction de la glace à ces longueurs d'onde. Ce travail suggère donc la nécessité de nouvelles mesures de l'indice de réfraction de la glace dans l'infrarouge, mesures qui pourront être utilisées, par exemple, pour estimer avec plus de précision la SSA de surface à partir d'images-satellite dans l'infrarouge.

Le cadre de modélisation développé lors de ce travail constitue la première étape nécessaire pour l'implémentation d'un nouveau schéma de transfert radiatif dans le modèle Crocus. Actuellement, dans Crocus l'albédo est calculé à partir de paramétrisations semi-empiriques faisant intervenir le diamètre optique et l'âge des couches. L'âge permet de décrire implicitement l'incorporation progressive des impuretés dans le manteau neigeux (voir Sect. 2.3.3). Par conséquent, afin d'améliorer la représentation de l'albédo dans ce modèle, il est nécessaire d'agir sur deux fronts. D'une part, il faut s'intéresser au diamètre optique et améliorer la description de son évolution au cours du temps. Ceci a constitué le cœur de ce travail de thèse (voir Chapitre 4). D'autre part, il faut aussi pouvoir décrire explicitement l'impact des impuretés, des propriétés physiques de la neige et des conditions de rayonnement sur le bilan radiatif du manteau neigeux. Le travail présenté dans ce chapitre s'inscrit donc dans ce contexte.

Les travaux principaux de ce chapitre sont regroupés dans l'article reproduit dans les pages suivantes :

**Snow spectral albedo at Summit, Greenland : measurements and numerical simulations based on physical and chemical properties of the snowpack**

## **Snow spectral albedo at Summit, Greenland : measurements and numerical simulations based on physical and chemical properties of the snowpack**

C. M. Carmagnola<sup>1,2</sup>, F. Domine<sup>2,3</sup>, M. Dumont<sup>1</sup>, P. Wright<sup>4</sup>, B. Strellis<sup>5</sup>, M. Bergin<sup>5</sup>, J. Dibb<sup>6</sup>, G. Picard<sup>2</sup>, Q. Libois<sup>2</sup>, L. Arnaud<sup>2</sup> and S. Morin<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Météo France - CNRS, CNRM - GAME UMR 3589, Centre d'Etudes de la Neige, Grenoble, France

<sup>2</sup>CNRS, UJF Grenoble, LGGE, Grenoble, France

<sup>3</sup>Takuvik Joint International Laboratory, CNRS and Université Laval, Québec (QC), Canada

<sup>4</sup>University of Houston, Houston (TX), USA

<sup>5</sup>Georgia Institute of Technology, Atlanta (GA), USA

<sup>6</sup>University of New Hampshire, Durham (NH), USA

### **Abstract**

The broadband albedo of surface snow is determined both by the near-surface profile of the physical and chemical properties of the snowpack and by the spectral and angular characteristics of the incident solar radiation. Simultaneous measurements of the physical and chemical properties of snow were carried out at Summit Camp, Greenland (72°36' N, 38°25' W, 3210 m a.s.l.) in May and June 2011, along with spectral albedo measurements. One of the main objectives of the field campaign was to test our ability to predict snow spectral albedo by comparing the measured albedo to the albedo calculated with a radiative transfer model, using measured snow physical and chemical properties. To achieve this goal, we made daily measurements of the snow spectral albedo in the range 350–2200 nm and recorded snow stratigraphic information down to roughly 80 cm. The snow specific surface area (SSA) was measured using the DUFISSS instrument (DUal Frequency Integrating Sphere for Snow SSA measurement, Gallet et al., 2009). Samples were also collected for chemical analyses including black carbon (BC) and dust, to evaluate the impact of light absorbing particulate matter in snow. This is one of the most comprehensive albedo-related data sets combining chemical analysis, snow physical properties and spectral albedo measurements obtained in a polar environment. The surface albedo was calculated from density, SSA, BC and dust profiles using the DISORT model (DIScrete

Ordinate Radiative Transfer, Stamnes et al., 1988) and compared to the measured values. Results indicate that the energy absorbed by the snowpack through the whole spectrum considered can be inferred within 1.10%. This accuracy is only slightly better than that which can be obtained considering pure snow, meaning that the impact of impurities on the snow albedo is small at Summit. In the near infrared, minor deviations in albedo up to 0.014 can be due to the accuracy of radiation and SSA measurements and to the surface roughness, whereas deviations up to 0.05 can be explained by the spatial heterogeneity of the snowpack at small scales, the assumption of spherical snow grains made for DISORT simulations and the vertical resolution of measurements of surface layer physical properties. At 1430 and around 1800 nm the discrepancies are larger and independent of the snow properties; we propose that they are due to errors in the ice refractive index at these wavelengths. This work contributes to the development of physically based albedo schemes in detailed snowpack models, and to the improvement of retrieval algorithms for estimating snow properties from remote sensing data.

## 5.2 Introduction

Surface snow is an important component of the climate system (Flanner et al., 2011). One of the most powerful drivers of climate and the main characteristic of snow-covered areas is their high albedo (i.e. the fraction of solar light that is reflected) compared to land cover types on Earth. A reduction in the snow cover will lead to increased absorption of energy that further warms the planet in what is called the snow albedo feedback (Hall, 2004). In this context, research efforts are continuing to find out more about the energy balance of snow-covered surfaces (Lemke et al., 2007), and accurately modelling snow albedo becomes of crucial importance.

Several factors influence snow albedo, starting from the index of refraction of ice (Warren and Wiscombe, 1980). In addition, the albedo depends on snow physical properties, specifically density and optically-equivalent grain size, and on the presence of impurities within the snowpack (Warren, 1982; Flanner et al., 2012). Finally, it is also affected by the angular and spectral distributions of incoming solar radiation (Warren and Wiscombe, 1980).

Snow albedo varies greatly across the solar spectrum (Warren and Wiscombe, 1980; Warren, 1982), according mainly to the spectral variations of the ice refractive index. In the visible region ( $\lambda = 0.40\text{--}0.75 \mu\text{m}$ ), ice absorption is weak and the radiation can be scattered back to the atmosphere or may penetrate into the snow down to several tens of cm. At these wavelengths, the albedo is generally above 0.9 for snow with low to moderate amounts of impurities. In the near and short-wave infrared region ( $\lambda = 0.75\text{--}3.0 \mu\text{m}$ ), ice is more absorptive: at  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ , for example, the incoming solar radiation is absorbed within the top few millimetres of snow and albedo values are lower than 0.1 (Warren, 1984).

Scattering and absorption of sunlight in snow are determined by the profile of the physical and chemical properties of the snowpack. Since a photon has a chance of being scattered at the air-ice interfaces and a chance of being absorbed inside the ice crystals (Gardner and Sharp, 2010), in the visible part of the spectrum, where the optical depth is greater than in the infrared and the number of interfaces crossed by a photon is large,

there is a high probability of scattering and thus a high albedo. Here, precisely because of this weak ice absorption, even small amounts of absorbing impurities, such as black carbon (BC), dust and volcanic ash, can significantly reduce snow albedo (Doherty et al., 2010). The impact of these impurities on snow broadband albedo is not negligible, because they reduce albedo at wavelengths where most of the incoming solar radiation occurs. This is why they can have a large impact on the overall energy budget of the snowpack. Compared to other impurities that deposit on snow, notably dust, BC absorbs solar radiation most efficiently and accordingly it is an important climate forcing agent (Flanner et al., 2011). On the contrary, in the near-infrared (NIR) region, where ice absorption is stronger, snow spectral albedo is weakly influenced by the presence of impurities and mostly determined by the snow microstructural properties. In that part of the spectrum, the solar radiation is scattered and absorbed mainly by the snow grains and the albedo is then highly sensitive to optically-equivalent snow grain size (Wiscombe and Warren, 1980; Aoki et al., 2003).

The notion of “snow grain size” has been often used to describe the snow and its interaction with the incoming solar radiation (Giddings and LaChapelle, 1961; Warren, 1982; Grenfell et al., 1994), but it has not always been well defined (Grenfell and Warren, 1999). In this study, to characterize the optically relevant size of snow grains, we use the snow specific surface area (SSA). The snow specific surface area is defined as the ratio between the area of the air–snow interface and the mass of the snow sample, and can be expressed in  $\text{m}^2\text{kg}^{-1}$  (Nolin and Dozier, 2000; Domine et al., 2007a). This variable is inversely proportional to the optical radius ( $r_{\text{opt}}$ ), i.e. the radius of a collection of disconnected spheres featuring the same surface area/volume ratio :

$$\text{SSA} = \frac{3}{r_{\text{opt}} \times \rho_{\text{ice}}}, \quad (5.1)$$

where  $\rho_{\text{ice}}$  is the density of ice. The SSA is therefore a critical characteristic of the optical properties of the snowpack and is very important for assessing its energy budget. In addition, SSA is impacted by snow metamorphism. Indeed, the overall ice–air interface area generally decreases during snow metamorphism, leading to a SSA decrease over time. The measured SSA values vary from  $224 \text{ m}^2\text{kg}^{-1}$  for diamond dust crystals (Domine et al., 2012) to less than  $2 \text{ m}^2\text{kg}^{-1}$  for melt-freeze crusts (Domine et al., 2007b). This variable can easily be measured in the field using DUFIS (DUal Frequency Integrating Sphere for Snow SSA measurement, Gallet et al., 2009), a device allowing the rapid retrieval of snow specific surface area from infrared reflectance measurements at 1310 nm.

Snow surface albedo is not an intrinsic property of snow, as it also depends on the spectral and angular distributions of the incoming solar radiation (Wiscombe and Warren, 1980; Yang et al., 2006). In particular, the albedo depends on the solar zenith angle (SZA), with larger values at grazing angles. The diffuse radiation fraction also influences the albedo, because the purely diffuse radiation results in an albedo similar to that of direct radiation with a SZA of  $\sim 50^\circ$  over a horizontal snow surface (Wiscombe and Warren, 1980). Finally, the surface roughness can affect surface albedo by trapping radiation (which leads to lower albedo values) and by modifying the effective angle of incidence relative to a flat surface. At high zenith angles, this can have a significant impact on the broadband albedo (Zhuravleva and Kokhanovsky, 2011).

Direct ground-based measurements of snow and ice optical properties are sparse and discontinuous (Hansen and Nazarenko, 2004; Wang and Zender, 2011). The available field



data cover only few areas and a small range of snow and ice types. The database is limited especially for remote regions such as the Arctic and Antarctic (Kondratyev and Cracknell, 1998). Meirold-Mautner and Lehning (2004), for instance, measured the transmission of light through the snowpack at Summit. At the same location, high quality measurements of hemispherical-directional reflectance factors (HDRF) and spectral albedo were carried out by Bourgeois et al. (2006), under solar zenith angles from  $49^\circ$  to  $85^\circ$  and for different snow surface types. These measurements are crucial in order to improve satellite-based albedo retrievals (Wuttke et al., 2006) as well as for validating parameterizations for climate models (Ettema et al., 2009; Fettweis et al., 2011). Indeed, nowadays remote sensing algorithms to retrieve albedo and other snow properties from space (Kokhanovsky and Schreier, 2009; Roman et al., 2010; Nolin, 2011) need further evaluation. In the same way, numerical schemes of snow albedo incorporated into surface energy balance models (Pedersen and Winther, 2005; Flanner and Zender, 2006; van Meijgaard et al., 2008; Vionnet et al., 2012) can still be improved.

The seminal paper of Warren and Wiscombe (1980) ended emphasizing the need “to make simultaneous measurements of snow spectral albedo, snow grain size, soot concentration and soot size distribution.” This has not proved an easy task, especially due to the difficulty of measuring the snow grain size in the field in a precise and objective manner. For example, Perovich (2007) measured the light reflection and transmission in a quasi-laboratory setting in Hanover (NH, USA), but in this study the “snow grain size and grain shape were subjectively determined using a scale and eyepiece as well as photographs.” More recently, Gallet et al. (2011) used DUFISSS to measure the snow specific surface area in the Antarctic plateau and were able to calculate the snow albedo from the vertical profiles of SSA and density. However, they had not performed chemical analysis of light-absorbing impurities and, above all, they had not taken albedo measurements directly in the field. Another open issue regarding Arctic snowpacks is the potential presence of a thin, high SSA surface layer, which could greatly affect the snow albedo. Grenfell et al. (1994), for instance, needed to invoke a thin surface layer (0.25 mm) with very small grains (radius of  $30 \mu\text{m}$ ) in order to reconcile their simulations with the spectral albedo measured at the South Pole. On the Greenland ice cap, the possible presence of such a layer and its effect on the albedo have not yet been investigated.

In this work, we present measurements carried out at Summit (Greenland) in May and June 2011. This site, characterized by a low impurity content within the snowpack (Hagler et al., 2007a) and by the fact that snowmelt rarely occurs during summer months (Steffen et al., 1996), is particularly suitable for studying the link between the snow physical properties and surface albedo. During our field campaign we obtained, to the best of our knowledge, one of the most comprehensive polar environment data sets combining all the complementary measurements needed for snow spectral albedo calculation. Our main purpose was to evaluate the possibility to calculate the albedo from snow properties; thus, in our analysis we did not focus on the time evolution, but we considered each albedo spectrum individually. We then compared the measured snow spectral albedo with the albedo computed from density, SSA, BC and dust profiles using the DISORT radiative transfer model (DIScrete Ordinate Radiative Transfer, Stamnes et al., 1988). The accuracy of this model to simulate the albedo was tested, examining especially the effects of impurities and investigating the properties of the surface snow layers.

## 5.3 Instruments and methods

### 5.3.1 Field measurements

#### Location and dates

Summit Camp is located at the peak of the Greenland ice cap (72°36' N, 38°25' W), at 3210 m a.s.l. (<http://www.summitcamp.org/>). Summit is a research station that supports a diversity of scientific research, including for instance investigations of air–snow interactions (Albert and Shultz, 2002; Dibb and Fahnestock, 2004; Dibb et al., 2007). Moreover, it is the site of one of the 18 automatic weather stations (AWS) covering the Greenland ice-sheet that make up the Greenland Climate Network (Steffen et al., 1996).

At Summit snowfall can occur in all seasons (Albert and Hawley, 2000), but the accumulation rate, about 65 cm yr<sup>-1</sup>, is not seasonally uniform, since more new snow falls during the summer months (Dibb and Fahnestock, 2004). In addition, the temperature and wind conditions change dramatically during the year (Albert and Shultz, 2002). These variations in meteorological conditions strongly affect the microstructure of surface snow and account for the great variability of the snowpack (Albert and Shultz, 2002). Low amounts of impurities are present in the snow, BC and dust being the types with the strongest effect on the albedo (Warren and Wiscombe, 1980; Hagler et al., 2007a).

Figure 5.2 shows meteorological data collected by instruments placed on the Summit AWS. All reported measurements were acquired in May and June 2011. During that period, the air temperature, measured at 3.7 m above snow with a type-E thermocouple (estimated accuracy of 0.1 °C), was always negative. No liquid water was ever found in the snowpack. The wind speed data recorded by a RM Young propeller-type vane (estimated accuracy of 0.1 m s<sup>-1</sup>) indicate that there were no strong wind events, except on 4 June (with a wind speed higher than 11 m s<sup>-1</sup>). The short-wave incoming radiation was measured using a Li-Cor photodiode with a nominal accuracy of 15%. Values at 11:00 local time (LT hereafter), when our daily albedo measurements were performed, ranged between about 300 and 800 W m<sup>-2</sup>. Lastly, the snow height, monitored by a Campbell SR-50 with 1 mm precision, shows that, despite frequent small amounts of precipitation, no significant accumulation occurred.

Additional snow albedo spectra were acquired at the Col de Porte (CdP) field site in March 2012. The aim of these measurements was to test the influence of the snowpack properties and of the measurement device on some discrepancies between model predictions and observations found in the infrared region (at 1430 and around 1800 nm). The CdP station, located in the French Alps at an elevation of 1325 m a.s.l., has been used for over 50 yr for snow research and records snow and meteorological variables at an hourly time resolution (Morin et al., 2012). There, we performed snow physical properties and albedo measurements, but no chemical analyses.

#### Overall strategy

The measurements were carried out in the Summit clean air sector, an area of undisturbed snow located south-east of the base. During our field campaign we measured, almost every day at 11:00 LT, the downwelling and upwelling spectral irradiance. Once these measurements were completed, at about 11:30 LT, we dug a pit at the same spot

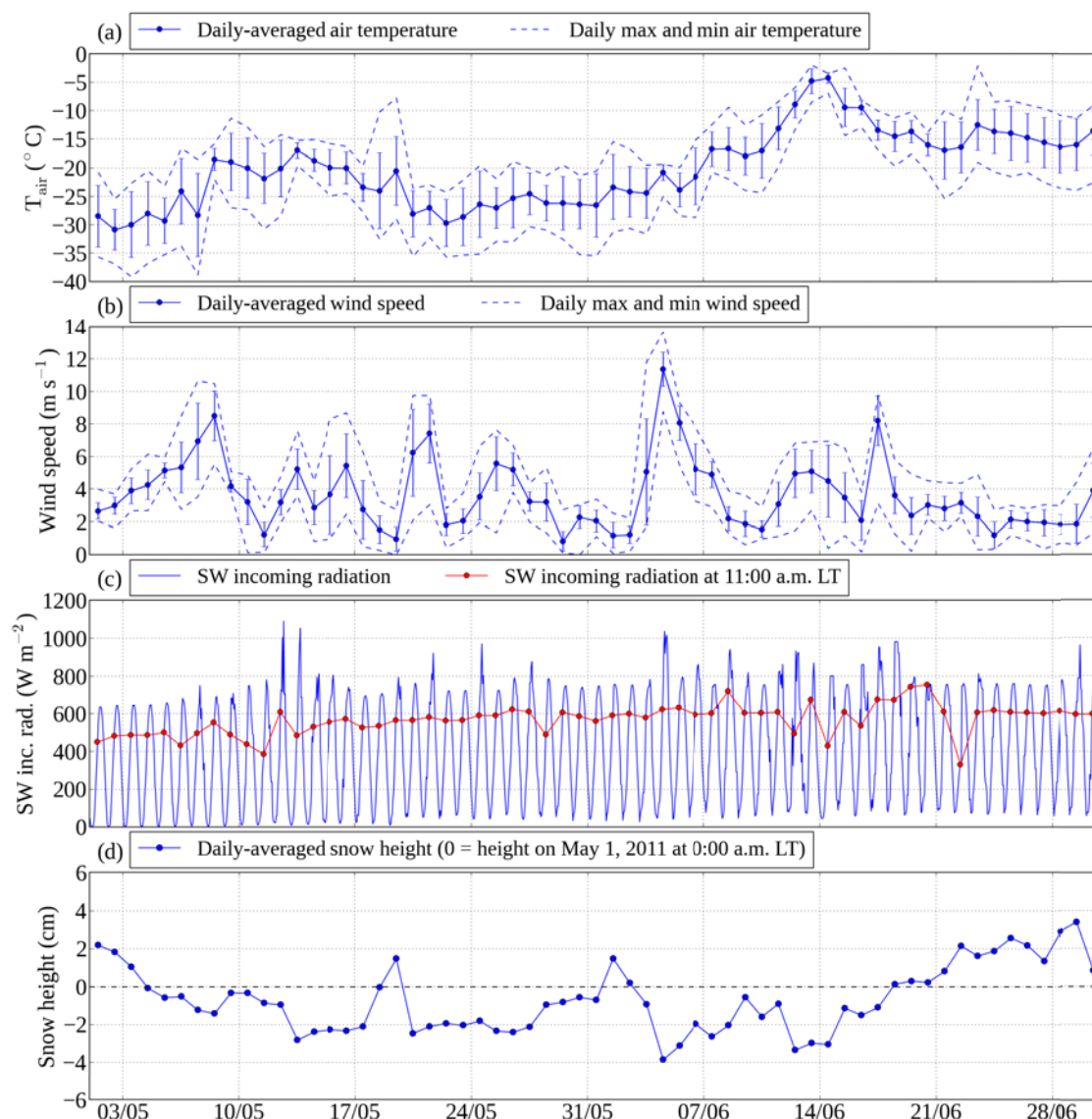


FIGURE 5.2 – Meteorological data collected in May and June 2011 by instruments placed on the Summit AWS. (a) Daily average (solid line) and daily maximum and minimum (dashed lines) air temperature at 3.7 m above snow. (b) Daily average (solid line) and daily maximum and minimum (dashed lines) wind speed at 3.7 m above snow. (c) Hourly short-wave incoming solar radiation; values at 11:00 LT are also highlighted. (d) Daily averaged snow height since 1 May 2011 at 00:00 LT. Error bars in the top two panels correspond to one standard deviation.

to measure the vertical profile of the snow physical properties, including density and specific surface area. Finally, we collected samples for chemical analysis, to estimate the BC and dust concentrations in snow. Every day the sampling location was moved about 5 m away to avoid contamination from previous days' activities. In addition to regular

vertical profiles, during periods of intensive sampling, we also measured simultaneously surface snow SSA and albedo at several spots in order to study the spatial variability of these variables.

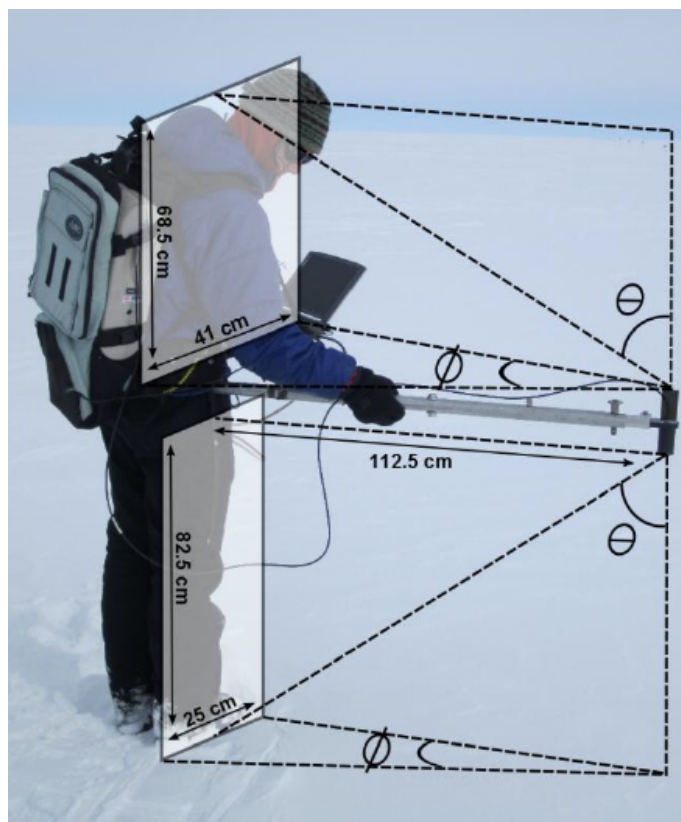


FIGURE 5.3 – Set-up of the ASD spectroradiometer during data acquisition. The solid angle viewed by the sensor is corrected through the angles  $\theta$  and  $\phi$ , which are used to compute  $C_{\uparrow}$  and  $C_{\downarrow}$  to take into account the presence of the observer.

## Radiation measurements

### a) Raw data

Spectral albedo measurements were obtained using an ASD FieldSpec Pro spectroradiometer (see Fig. 5.3). This instrument has a spectral range of 350 to 2200 nm, with a spectral resolution ranging from 3 nm in the UV to 12 nm in the IR. It was equipped with a remote cosine receptor (RCR), a light-diffusing fore optic used for upwelling and downwelling flux measurements. The albedo was then simply computed by making the ratio of these fluxes. The downwelling diffuse radiation was also measured by manually shielding the spectroradiometer receptor from direct sunlight.

Four repeated measurements were made at each location. The raw data were carefully examined, removing those affected by errors. Specifically, we have removed individual albedo measurements which were greater than 1 in the UV/visible range, displayed instrumental error on the first detector (wavelengths  $< 976$  nm), or were obvious outliers

compared to the three other measurements, which otherwise showed high repeatability. The outlier data were clearly influenced by measurements made during periods of variable sky conditions, such as passing clouds, or errors in instrumental level. All the measurements which met the quality criteria listed above were retained and averaged, obtaining a single spectral albedo curve for each date. Standard deviation values are lower than 0.3% of the albedo over the whole spectrum, except around 1825–1900 nm, where there is no reliable signal due to a low signal/noise ratio.

## b) RCR response

The angular response of the RCR used during our field campaign at Summit was characterized in laboratory, in order to evaluate its deviation from an ideal cosine response and to quantify the impact of this deviation on the measured fluxes. For this purpose, the RCR was mounted on an optical table allowing us to control its angular position with respect to a fixed light source. Intensity measurements for zenith angles varying from  $-90^\circ$  to  $+90^\circ$  were performed using the ASD device. Then, the RCR was rotated by  $90^\circ$  around its symmetry axis to change the azimuth angle and the calibration curve in zenith angle was acquired again. Relative intensities normalized by  $I(0^\circ)$  were compared to the true cosine response, allowing us to compute the cosine collector fractional deviation ( $\varepsilon_\lambda$ ) as a function of the zenith angle of the incident light ( $\theta_S$ ):

$$\varepsilon_\lambda(\theta_S) = \frac{\frac{I(\theta_S)}{I(0^\circ)} - \cos \theta_S}{\cos \theta_S}. \quad (5.2)$$

We chose to normalize the ASD signal by  $I(0^\circ)$  following other studies (Lubin and Vogelmann, 2011). The measured intensity could have also been normalized by other factors such as the intensity integrated over the hemisphere, which would affect the values of  $\varepsilon_\lambda$  but not their variations with the zenith angle. Nevertheless, since we are dealing with albedo and not absolute fluxes, the choice of this normalization constant has no influence on the final corrections of this study.

Figure 5.4 shows the RCR measured response at 500 nm. The values obtained for the two azimuth angles are represented by blue and red markers. The RCR angular response is consistent with what Lubin and Vogelmann (2011) reported in their study. In the spectral range 400–1000 nm, our RCR deviation from a perfect cosine response does not exceed 10–14%. Lubin and Vogelmann (2011) reported that the maximum deviation given by the constructor is approximately 10%. A similar behaviour was also described by Meywerk and Ramanathan (1999). At 1600 nm, the RCR deviation between  $0^\circ$  and  $75^\circ$  is lower than 5%, whereas Lubin and Vogelmann (2011) reported a deviation lower than 2%, even though in their case the investigated range of zenith angles was shorter ( $0^\circ$ – $60^\circ$ ). In the following, to implement the RCR correction of the albedo we took the mean between cosine deviations measured at both azimuth angles.

## c) Corrections of spectral albedo : methods

Field measurements of spectral albedo can be influenced by various artefacts, some of which were addressed in our data processing. This concerns the already discussed RCR deviation from a pure cosine response (see Eq. 5.2), but also the field-of-view obstruction

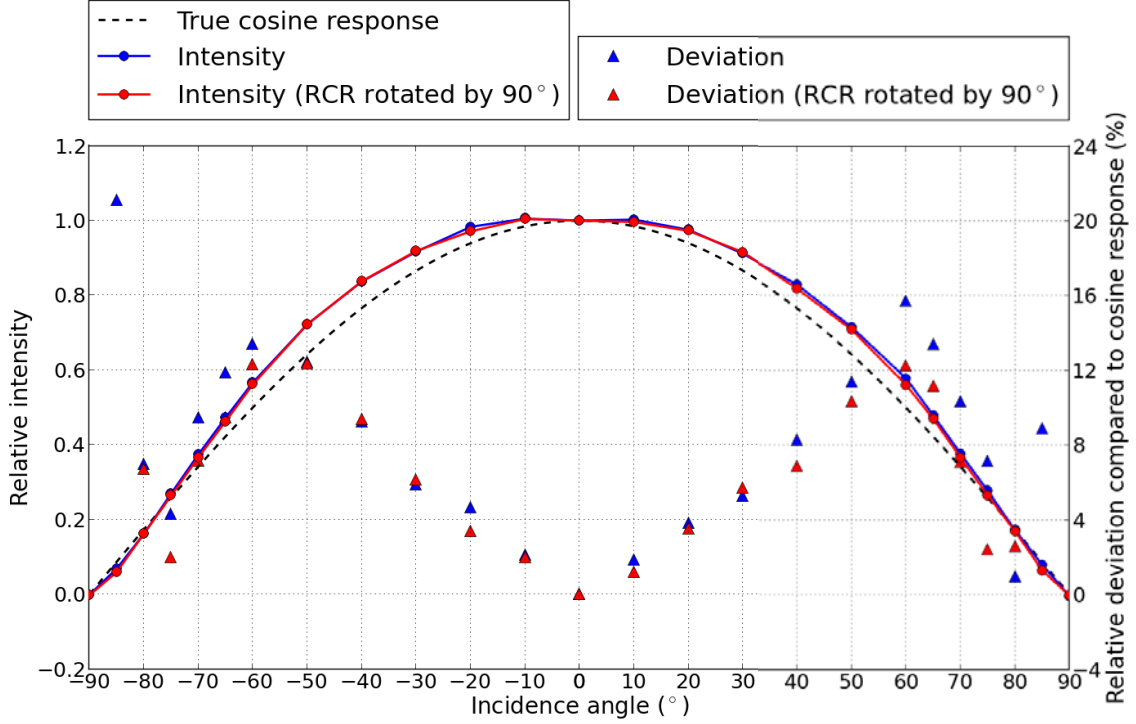


FIGURE 5.4 – Angular response of the RCR sensor at 500 nm, for incidence angles ranging from  $-90^\circ$  to  $90^\circ$ . The true cosine response is represented by the dashed black line and the relative intensities normalized by  $I(0^\circ)$  are represented by blue circles. Blue triangles represent absolute values of the deviation of the measured response from a true cosine response (see Eq. 5.2). The RCR response has also been measured after rotating the sensor along its axis by  $90^\circ$  (red circles and triangles).

due to the presence of the observer and the fact that these previous artefacts need to be corrected in light of the fact that the upwelling and downwelling irradiances are not isotropic. In particular, assuming that the reflected radiation is isotropic may lead to errors, depending mostly on the incidence and measuring angles (Bourgeois et al., 2006); a strong forward scattering occurs, for instance, at high solar zenith angles, especially at NIR wavelengths (Odermatt et al., 2005; Dumont et al., 2010).

Let  $F_{\text{true},\lambda}$  be the real flux and  $F_{\text{meas},\lambda}$  the measured flux associated to radiance  $F(\theta, \phi, \lambda)$ . The measured flux can be expressed as follows :

$$F_{\text{meas},\lambda} = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_{\phi_{\text{lim}}}^{2\pi} F(\theta, \phi, \lambda) \frac{I(\theta)}{I(0^\circ)} \sin \theta d\theta d\phi. \quad (5.3)$$

In Eq. 5.3, all the above-mentioned artefacts influencing the spectral albedo are considered. The normalized intensity measured by the RCR,  $I(\theta)/I(0^\circ)$ , describes the effect of the deviation of the RCR from a true cosine response; in case of a perfect response, this factor is equal to  $\cos(\theta)$ . The reduction of the field of view due to the presence of the observer is taken into account by changing the range of integration over  $\phi$ ; in our case, the field of view is obstructed from 0 to  $\phi_{\text{lim}}$ . Lastly, we define  $H(\theta, \phi, \lambda)$ , which describes

the angular distribution of the deviation between  $F_{\text{meas},\lambda}$  and  $F_{\text{true},\lambda}$  :

$$H(\theta, \phi, \lambda) = \pi \frac{F(\theta, \phi, \lambda)}{F_{\text{true},\lambda}}. \quad (5.4)$$

The latter expression allows us to reformulate Eq. 5.3 as

$$F_{\text{meas},\lambda} = F_{\text{true},\lambda} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_{\phi_{\text{lim}}}^{2\pi} \frac{H(\theta, \phi, \lambda)}{\pi} \frac{I(\theta)}{I(0^\circ)} \sin \theta d\theta d\phi. \quad (5.5)$$

The downwelling irradiance  $F_{\text{true},\lambda}^\downarrow$  can be split into diffuse and direct components. If we call  $F_{\lambda,\text{dif}}^\downarrow$  the measured downwelling diffuse radiation, assumed isotropic, and  $F_{\lambda,\text{dir}}^\downarrow$  the downwelling direct radiation, then the corrected downwelling irradiance can be written as

$$F_{\text{true},\lambda}^\downarrow = C_\lambda C_\downarrow F_{\lambda,\text{dif}}^\downarrow + \frac{F_{\lambda,\text{dir}}^\downarrow}{1 + \varepsilon_\lambda(\theta_S)}. \quad (5.6)$$

$C_\lambda$  is a correction factor accounting for the RCR deviation (Grenfell et al., 1994) :

$$C_\lambda = \frac{0.5}{\int_0^1 \mu (1 + \varepsilon_\lambda(\mu)) d\mu}, \quad (5.7)$$

where  $\mu = \cos \theta$ . The coefficient  $C_\downarrow$ , here assumed independent of  $\lambda$ , is derived from the solid angle viewed by the sensor calculating the exact projected area of the observer with a  $50^\circ$  SZA (see Fig. 5.3). The observer is considered perfectly absorbing, even if this assumption is not always realistic, especially at NIR wavelengths.

For the upwelling irradiance  $F_{\text{true},\lambda}^\uparrow$ , the relationship between measured and corrected fluxes can be easily derived from Eq. 5.5 :

$$F_{\text{true},\lambda}^\uparrow = \frac{F_{\lambda,\text{dif}}^\uparrow}{\int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_{\phi_{\text{lim}}}^{2\pi} \frac{H(\theta,\phi,\lambda)}{\pi} \frac{I(\theta)}{I(0^\circ)} \sin \theta d\theta d\phi}, \quad (5.8)$$

where  $F_{\lambda,\text{dif}}^\uparrow$  is the measured upwelling diffuse radiation.

Therefore, the corrected albedo can be calculated from the measured fluxes combining Eq. 5.6 and Eq. 5.8 :

$$\alpha_{\text{true},\lambda} = \frac{F_{\lambda,\text{dif}}^\uparrow}{\left( C_\lambda C_\downarrow F_{\lambda,\text{dif}}^\downarrow + \frac{F_{\lambda,\text{dir}}^\downarrow}{1 + \varepsilon_\lambda(\theta_S)} \right) \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_{\phi_{\text{lim}}}^{2\pi} \frac{H(\theta,\phi,\lambda)}{\pi} \cdot \frac{I(\theta)}{I(0^\circ)} \cdot \sin \theta d\theta d\phi}. \quad (5.9)$$

Finally, assuming that the reflected radiation is isotropic ( $H(\theta, \phi, \lambda) \equiv 1$ ), Eq. 5.9 reduces to

$$\alpha_{\text{true-iso},\lambda} = \frac{C_\lambda C_\uparrow F_{\lambda,\text{dif}}^\uparrow}{C_\lambda C_\downarrow F_{\lambda,\text{dif}}^\downarrow + \frac{F_{\lambda,\text{dir}}^\downarrow}{1 + \varepsilon_\lambda(\theta)}}. \quad (5.10)$$

Equation 5.10 is analogous of Eq. 3 in Grenfell et al. (1994), with the addition of two coefficients,  $C_\uparrow$  and  $C_\downarrow$ , accounting for the field of view obstruction due to the presence of the observer.

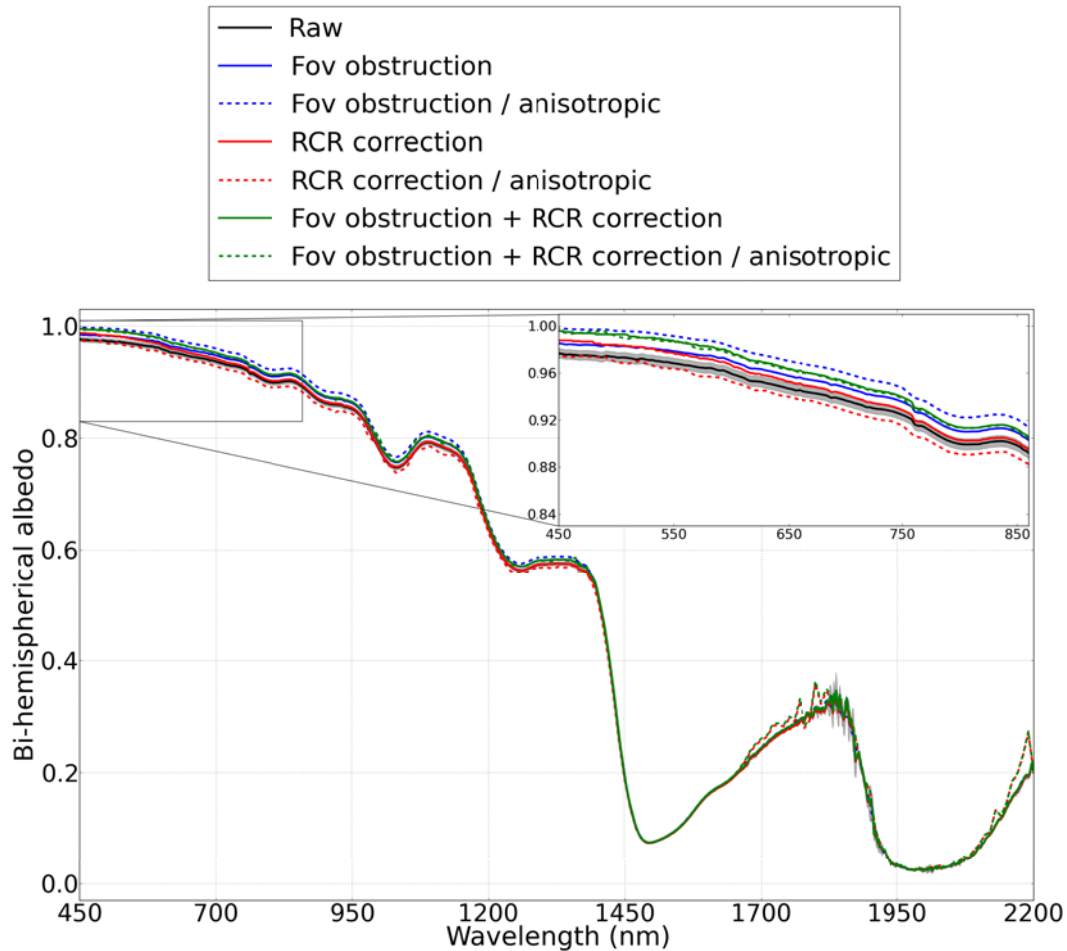


FIGURE 5.5 – Impact of corrections on the measured spectral albedo for 20 June 2011. Black line refers to raw ASD data obtained by averaging 4 daily spectra; the resulting standard deviation is represented in grey. The effect of the field of view obstruction by the observer is represented by blue curves, the impact of cosine collector deviation is represented by red curves and the total correction is represented by green curves. In each case, dashed lines show the effect of taking into account the anisotropy of reflected radiation on the correction of spectral albedo (see Eq. 5.9).

#### d) Corrections of spectral albedo : impact on our measurements

Figure 5.5 shows the impact of the corrections described above (obstruction of the field of view and RCR correction) on the measured spectral albedo, along with the effect of taking into account or not the anisotropy of reflected radiation. Spectra in Fig. 5.5 refer to 20 June; all other dates display the same behaviour. We started by assuming an isotropic reflectance. Then, in order to correct the albedo for the field of view obstruction due to the presence of the observer, we calculated the correction factors  $C_{\uparrow}$  and  $C_{\downarrow}$  of Eq. 5.10. In our case, these coefficients are equal to 1.0133 and 1.0157, respectively. The resulting difference between corrected albedo (solid blue curve in Fig. 5.5) and raw albedo is less than 0.01 over the entire spectrum. Regarding the impact of the RCR response, the albedo corrected taking into account the cosine collector deviation from a true cosine



response (solid red curve in Fig. 5.5) differs from the ASD raw signal by about 1 % in the visible region.

In order to estimate the effect of anisotropy, we used the measured anisotropy factors  $R(\theta, \phi, \lambda)$  from Dumont et al. (2010) at an incidence angle of  $60^\circ$ . For the sake of simplicity and in the absence of measured spectral values of the hemispherical-directional reflectance factor,  $R$  values were used as a surrogate for the normalized HDRF ( $R \equiv H$ ). This means that we considered snow illuminated by natural light as being as anisotropic as snow illuminated by a collimated light at a  $60^\circ$  incidence angle. If we only correct for the obstruction of the field of view by the observer (blue curves in Fig. 5.5), taking into account the anisotropy gives albedo values slightly higher, at visible and NIR wavelengths, than those obtained by assuming an isotropic reflectance. The RMSD (root mean square deviation) between these two curves is 0.0102 in the range 450–1400 nm. If we only correct for the RCR deviation from a pure cosine response (red curves), the effect on the albedo is the opposite : between 450 and 1400 nm, albedo accounting for the fact that snow reflection is anisotropic is lower than that computed by assuming an isotropic reflection (RMSD of 0.0108). Finally, the combined effects of anisotropy on both field of view obstruction and cosine response (green curves) compensate each other, leading to small differences between albedo with isotropic and anisotropic corrections (RMSD of 0.0026). Around 1800 and 2100 nm, albedo values are affected by the low signal/noise ratio of the RCR calibration. If we exclude these two spectral bands, the estimated error of assuming an isotropic reflectance ranges from 0.2 to 0.4%. These values are of the same order of magnitude of the estimated accuracy of our spectral albedo measurements. In the following, in the absence of knowledge on its angular distribution, the measured upwelling diffuse radiation will be considered isotropic.

### e) Additional albedo measurements

Albedo measurements were also performed at Col de Porte (see Sect. 5.3.1) using another spectroradiometer, the SVC HR1024 (<http://www.spectravista.com/HR1024.html>). This instrument was equipped with a 2 m optical fibre and an integrating sphere, which eliminates the need of the RCR. The sensor, placed approximately 50 cm above the snow surface, has a spectral resolution between 3.5 and 9.5 nm. The nominal accuracy of the measured radiance varies from 4% in the visible up to 7% at the near-infrared wavelengths.

### Profiles of the snow physical properties

Trenches were dug exposing a planar, vertical snow face from the surface down to about 80 cm. Their study allowed the complete characterization of the surface layer properties and was done in several steps, following Fierz et al. (2009). First of all, we identified the snow layers and determined their depth below the surface and their thickness. The hardness was estimated through the conventional hand test, assigning to each layer a value between 1 (for very soft snow, such as surface hoar) and 5 (for very hard snow, such as ice crusts). We subsequently identified the dominant grain types in each layer, examining the snow, gently scraped with a plastic card, with a hand lens. We determined in this way the size and the shape of the snow crystals, according to the international

classification for seasonal snow on the ground (Fierz et al., 2009). The density was measured by sampling the snow with a 250 cm<sup>3</sup> rectangular steel cutter (Fierz et al., 2009; Conger and McClung, 2009). Samples obtained were weighed on a scale to retrieve the snow density with a  $\pm 10\%$  accuracy. The vertical resolution of our density measurements was about 4 cm.

We measured the snow specific surface area using the DUFISSS device (Gallet et al., 2009), whose working principle relies on the relationship between the hemispherical reflectance of snow at 1310 nm and its SSA (Domine et al., 2006; Matzl and Schneebeli, 2006; Painter et al., 2006). For the mean density and SSA values we found during our campaign, the penetration depth of the 1310 nm radiation is of the order of 1 cm (Gallet et al., 2011). Thus, the retrieved SSA can be considered as a weighted average over about a 1 cm depth. The estimated accuracy of SSA measurements is  $\pm 10\%$  (Gallet et al., 2009). DUFISSS requires the sample to be prepared and presented to the instrument. For sampling, a special tool was used to take a cylindrical snow core, which was pushed with a piston into the sample holder (6.3 cm in diameter and 3 cm thick). The snow sticking out of the sample holder was then shaved off with a sharp spatula and small particles generated by shaving were brushed off. Great care was taken to handle the surface snow layers, first because they can evolve rapidly during events such as snowfall, blowing snow, rime or surface hoar formation and secondly because their effect on albedo is greatest. For the top-cm SSA measurements we therefore followed a different procedure : in order to be sure to measure the very surface layer, the snow sticking out of the sampler was not shaved off but gently compacted. Previous tests revealed that such handling does not affect the IR reflectance (Gallet et al., 2009). Given that the samples taken were 3 cm high, sampling on 3 adjacent spots about 20 cm apart allowed SSA measurements with a 1 cm vertical resolution. This was done for the top 10 cm, whereas below that a 2 to 4 cm resolution was used. Overall, we obtained a total of 25 to 45 values along the whole vertical wall of the pit.

## Chemical analyses

Daily surface snow samples were collected in the clean air sector of the camp for analyses of both elemental (EC) and organic (OC) carbon as well as dust particles. The OC and EC sample collection and analyses followed the protocol described by Hagler et al. (2007a,b). In summary, pre-cleaned glass bottles were used to collect about 10 l of the top-most 1–3 cm of surface snow from the clean air sector each day. The snowmelt water samples were then filtered through quartz fiber filters that were sealed in airtight, baked-aluminum foil petri dishes and analysed at Georgia Tech using the NIOSH thermal/optical transmittance (TOT) method (Birch and Cary, 1996).

A wide range of elements was also measured, and of particular relevance to this work are the major crustal elements (Al, Ca, K, Fe, Na, Mg, and Si), which were used to estimate the total dust concentration. Duplicate samples were obtained by sampling the top 1–3 cm of snow using pre-cleaned, acid washed polyethylene bottles. Analyses were conducted using a high-resolution ICP-MS. The samples were acidified with ultra-high purity 16 N nitric acid just prior to analyses. Field blanks were also analysed and used to determine both blank levels and detection limits.

## Spatial variability of surface snow physical properties

The spatial variability of the surface snow properties at Summit is mostly due to the effect of wind (Albert and Shultz, 2002). Changes in wind speed and direction strongly impact the snow surface characteristics. Within a few metres, the surface layer can be made of precipitation particles, rime, surface hoar crystals or wind-transported snow particles, that are present in the form of small, closely packed grains. In order to quantify this horizontal variability, we made several spatial surveys. On 15 May, for example, spectral albedo and SSA were simultaneously measured at a chosen spot and then 1, 4, 8, 12 and 16 m away in the four cardinal directions. Results for the surface SSA are presented in Sect. 5.4.1 and justify our choice to carry out daily albedo-SSA measurements at the very same spot.

### 5.3.2 Numerical modelling

In this section, we describe the approach followed to simulate the snow albedo from the physical properties of the snowpack and from the characteristics of the solar irradiance. The implementation of the impurities into the model is also described.

#### Simulations of snow albedo

Simulations of snow albedo were run using the DISORT radiative transfer model (Stamnes et al., 1988). Mie theory (Mie, 1908) was used for computing the single scattering properties of snow, namely the absorption and extinction coefficients and the moments of the single scattering phase function. The application of Mie theory assumes that snow grains are modelled as a collection of individual spheres. This assumption has been discussed in many previous studies, e.g. Warren and Wiscombe (1980), Grenfell and Warren (1999), Kokhanovsky and Zege (2004) and Dumont et al. (2010). These studies revealed that the error implied by the spherical assumption cannot be neglected if the aim is to model the angular distribution of the radiation reflected by snow; in this case, taking into account the real shape of the snow grains is critical. However, the spherical assumption is acceptable to model only the bi-hemispherical reflectance of snow, as in the present study (Grenfell and Warren, 1999). Moreover, this approach is consistent with the assumption made by DUFISSS for retrieving SSA from reflectance at 1310 nm. The model needs as input the ice optical refractive index, which primarily depends on wavelength. We used the most recent compilation of this index presented in Warren and Brandt (2008).

DISORT allows to simulate the optical properties of a plane-parallel multilayer snowpack. Considering the penetration depth of the solar radiation (several tens of cm in the visible wavelengths), we used the detailed stratigraphy of the upper 10 cm and we discretized the vertical profile of the snow physical properties on a 1 cm vertical grid. For density, we assigned to each numerical layer the closest measured value. The thickness of the bottom layer was set to 1 m, in order to mimic a semi-infinite snowpack. Tests were conducted to compare the albedo simulated using measurements down to more than 10 cm. The discrepancies between the albedo modelled using either the first 10 or 20 cm are insignificant (less than 0.001), meaning that the first 10 cm were enough to simulate snow albedo. In all these simulations, the snow grain size distribution was assumed to be

log-normal, with a geometric standard deviation  $\sigma = 1.6$ , to reduce biases due to discretization and resonance effects (Gallet et al., 2009). In any case, the reflectance simulated by DISORT depends only slightly on the exact distribution chosen (Gallet et al., 2009). The angular characteristics of the incident radiation are also needed to be able to compare the simulated and the measured albedo. Consequently, the solar zenith angle at the time of the albedo measurements was given as input to DISORT, together with the measured, spectrally resolved fraction of diffuse radiation.

The simulations were run with a wavelength step of 10 nm, which is a good compromise between the computational cost and the possibility to compare the simulated albedo with the measured one, the spectral sampling of the ASD varying from 3 to 12 nm depending on the spectral range considered.

## Impurities modelling

The impurity content can significantly impact snow albedo in the visible wavelengths (Wiscombe and Warren, 1980). In this study we consider only two types of impurities, black carbon and dust. Black carbon has proven to be the most efficient absorber in snow (Flanner et al., 2012), but its content in Summit snowpack is low, the highest value given in the literature being 1.5–2 ng g<sup>-1</sup> (Hagler et al., 2007a; Doherty et al., 2010). Dust is less absorptive, but its concentration at Summit is considerably higher than that of BC, at least 46 ng g<sup>-1</sup> (Steffensen, 1997). All the other impurities that we did not take into account, such as brown carbon and organics, are less absorbing than BC and less concentrated than dust; thus, also their impact on the albedo is less significant.

Several assumptions could be made to include the impurities in the snowpack. The impurities can be considered as external mixtures, i.e. outside the snow grains, or as internal mixtures, i.e. inside the snow grains (Flanner et al., 2012). They can also have different size distributions. In this study, we tested two assumptions : (i) external mixture with a constant radius for the impurities and (ii) internal mixture in the approximation of inclusions smaller than the wavelengths considered, i.e. Bruggeman formulation (Chýlek et al., 1983b). In the case of an external mixture, the Mie theory is used to derive independently the single scattering properties of ice and impurity; the optical properties of the mixture are the weighted average of the properties of the two media. In the case of an internal mixture, the dielectrical constant of the medium made of ice and impurities is calculated solving a second degree polynomial equation, following the theory of Chýlek et al. (1983a,b) also detailed in Flanner et al. (2012).

The Bruggeman formulation, as well as other effective media approximations for computing the refractive index of an internal mixture of ice and impurity, is only applicable when inclusions are smaller or comparable to the wavelength (Flanner et al., 2012). This condition is met by most BC particles, but not by dust. Consequently, dust inclusions were modelled as external mixtures, following the assumption (i). On the contrary, assumption (ii) was applied to BC impurities, since recent studies suggest that a large portion of BC in surface snowpack may reside within ice grains (Flanner et al., 2012). Figure 5.6 shows that the Bruggeman formulation has a stronger impact on the simulated albedo than the external mixture assumption. Using the Bruggeman formulation thus provides an upper limit of the effect of BC on albedo.

The physical and optical properties of BC have been chosen following Flanner et al.

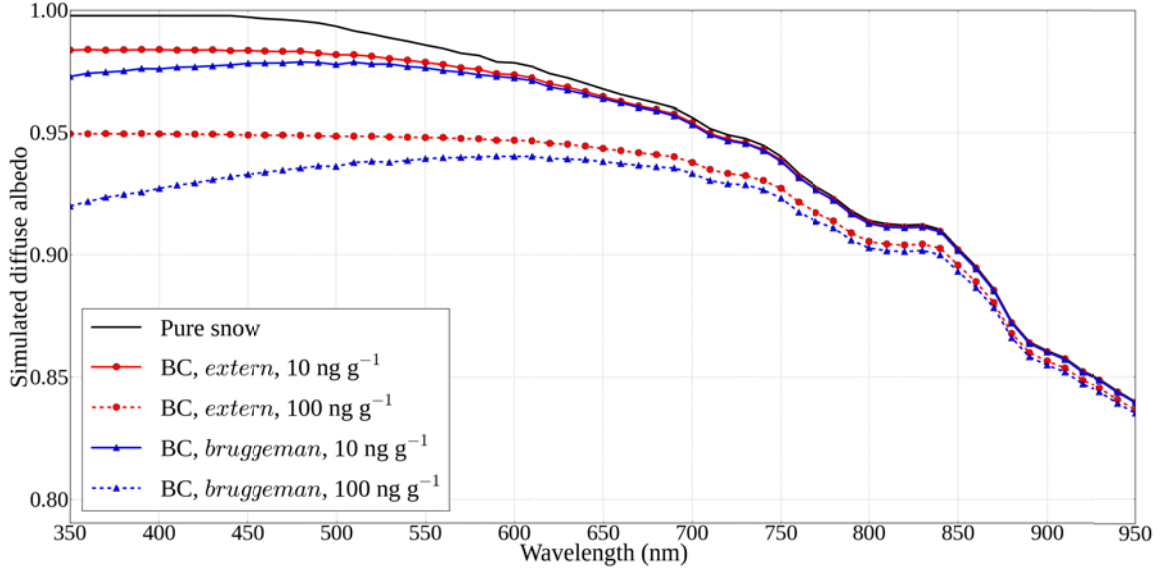


FIGURE 5.6 – Diffuse albedo of a semi-infinite snowpack with  $SSA = 35 \text{ m}^2\text{kg}^{-1}$ , simulated with DISORT from 350 to 950 nm. The curves correspond to different assumptions of the snow-BC mixture : black line for pure snow, red circles for external mixture with constant radius (*extern*) and blue triangles for internal mixture with small grains (*bruggeman*). For each assumption, the solid line is for a BC content of  $10 \text{ ng g}^{-1}$  and the dashed line is for a BC content of  $100 \text{ ng g}^{-1}$ .

(2012). The density of BC particles was set to  $1270 \text{ kg m}^{-3}$  and their effective radius was considered as being 95 nm. This value is lower than the range of wavelengths considered, ensuring the applicability of assumption (ii). In addition, this choice guarantees that the Bruggeman formulation gives effective refractive indices close to those calculated using other BC size distributions (Fig. 3 in Flanner et al., 2012). The BC refractive indices were calculated as a function of wavelengths following Eqs. 13 and 14 in Flanner et al. (2012). For the dust grains, we used an external mixture with a constant radius of  $2 \mu\text{m}$  and a density of  $2500 \text{ kg m}^{-3}$  (Bergin et al., 1995). The dust refractive indices were taken from Balkanski et al. (2007), considering a mixture with a hematite content of 1.5 % in volume. Since dust and BC contents were measured only in the upper 1–3 cm of the snowpack, we did not have any information on the impurity amounts further down. Thus, we have implemented the impurity concentrations in two different ways : using the daily measured impurity content either for the whole vertical profile or only for the first 2 cm, using the mean values over the entire field campaign below that depth. Since we found that both these approaches gave almost the same results, hereinafter we present only results obtained using the first one.

### 5.3.3 Quantitative comparison of spectral albedo data

The evaluation of the agreement between model and observations depends on the viewpoint chosen. For the spectral albedo, it is convenient to define the quantity  $\Delta_{\text{alb}}$ ,

which represents the RMSD between measured and modelled albedo of a given spectrum :

$$\Delta_{\text{alb}} = \sqrt{\frac{\sum_{\lambda} (\alpha_{\text{meas},\lambda} - \alpha_{\lambda})^2}{N_{\lambda}}}, \quad (5.11)$$

where  $\alpha_{\text{meas},\lambda}$  and  $\alpha_{\lambda}$  are respectively the measured and simulated spectral albedo and  $N_{\lambda}$  is the total number of considered wavelength ranges.  $\Delta_{\text{alb}}$  is expressed in albedo units (i.e. unitless) and can be computed for each date over a chosen wavelength range.

Since the solar incoming radiation is unevenly distributed over the solar spectrum, it is also relevant to compute the difference between model and observations in terms of broadband energy absorbed by the snowpack. In order to do that, we define a second quantity, named  $\Delta_{\text{en}}$  :

$$\Delta_{\text{en}} = \int_{\lambda} (1 - \alpha_{\lambda}) I_{\lambda} d\lambda - \int_{\lambda} (1 - \alpha_{\text{meas},\lambda}) I_{\lambda} d\lambda, \quad (5.12)$$

where  $I_{\lambda}$  is the solar irradiance, obtained by multiplying the broadband incoming short-wave radiation at 11:00 LT by the irradiance spectral distribution. The former was measured using a Li-Cor photodiode and the latter was calculated for a typical Arctic summer atmospheric profile using SBDART (Santa Barbara DISORT Atmospheric Radiative Transfer, Ricchiazzi et al., 1998).  $\Delta_{\text{en}}$  is expressed in  $\text{W m}^{-2}$  and can also be computed in percent of the absorbed energy.

## 5.4 Results

### 5.4.1 Field measurements

We obtained, in all, 19 workable simultaneous measurements of snow physical and chemical properties and albedo, from 16 May to 25 June 2011. During that period, the characteristics of the snowpack changed. Figure 5.7 shows the main snow types observed during our field campaign, together with some of their properties. The surface layer was often made up of precipitation particles, such as stellar dendrites (33% of the days) or columns (11%). The formation of rime and surface hoar crystals was also frequent (11 and 34% of the days, respectively). The rest of the time, well sintered rounded grains were dominant at the surface. Deeper, down to 60–80 cm, the snowpack was generally a layered system of hard wind slabs interspersed with faceting rounded grains. Near surface layers of such crystals may further transform into depth hoar, given adequate conditions which include an elevated temperature gradient. This has been reported to happen in summer (Alley et al., 1990). From hand-lens inspections of crystals in the field, typical grain sizes were between 0.4 and 0.8 mm for faceting rounded grains and about 0.2 mm for wind-packed particles. The average density of the top 50 cm was  $\sim 330 \text{ kg m}^{-3}$ , with values ranging from  $130 \text{ kg m}^{-3}$  for the surface hoar to more than  $400 \text{ kg m}^{-3}$  for the wind slabs. These results are similar to those obtained by Albert and Shultz (2002) in June 2000. The snow SSA varied between 50 to  $70 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$  (corresponding to an optical radius of 47 to  $65 \mu\text{m}$ ) at the surface when fresh snow, rime or surface hoar were present, and about  $20 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$  (corresponding to an optical radius of  $160 \mu\text{m}$ ) for layers deeper than 60 cm. To address the issue of the hypothetical presence of a high SSA layer at the very

surface (Grenfell et al., 1994), several tests were performed. On 16 June, for instance, 0.2 cm of rime were present at the snow surface. The SSA of the top cm, including this thin rime layer and about 0.8 cm of faceted rounded grains, was  $51 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ , as measured by presenting the surface layer to DUFISSS. Removing rime and sampling from 0.2 to 1.2 cm depth gave a slightly lower SSA value,  $45 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ . The value obtained by carefully sweeping rime directly in the sample holder was  $68 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ . Analogous results were found for other dates : all show that the SSA of the top few mm never exceeded  $70 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ , whether this thin layer was made up of precipitation particles, rime or surface hoar crystals. These tests on the SSA of the first few mm were not performed every day ; for most of the dates we only know the weighted average of the snow SSA over about a 1 cm depth.

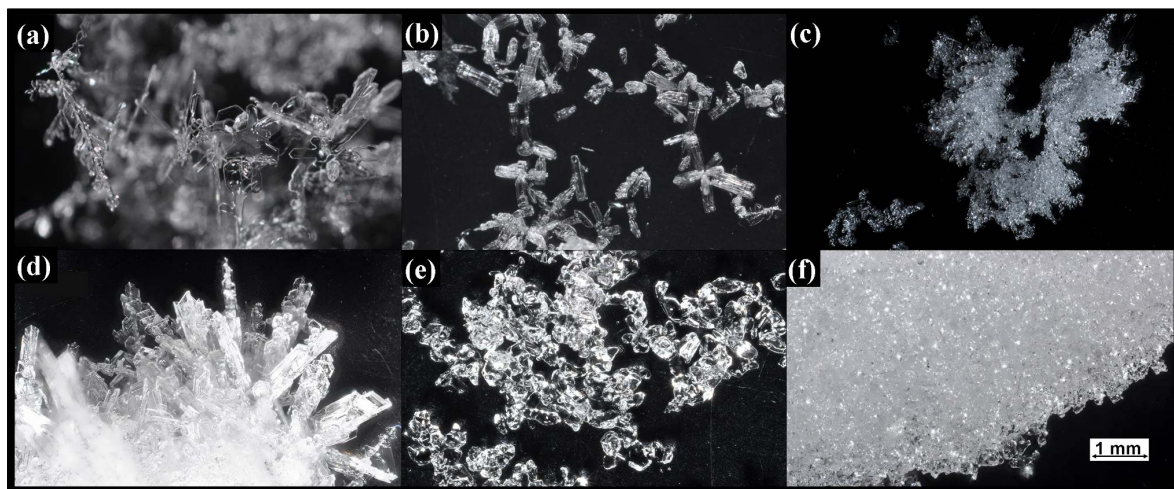


FIGURE 5.7 – The main snow types observed at Summit in May and June 2011, from stratigraphic inspections down to about 80 cm : (a) stellar dendrites (PPsd), (b) columns (PPco), (c) rime (PPrm), (d) surface hoar (SH), (e) faceted rounded particles (RGxf), and (f) wind-packed particles (RGwp). All pictures were taken in the Summit clean air sector between 15 May and 20 May.

At Summit, the surface snow layer can display a significant horizontal variability. A spatial survey on 15 May, whose results are shown in Fig. 5.8, allowed to quantify this variability for the top-cm SSA. These measurements indicate that 1 m away from the central location SSA can vary by 26%, while 4 m away this variation can reach 63%.

Figure 5.9 shows two profiles of the physical properties of snow, for 5 May and 15 June. Both profiles are dominated by faceting rounded grains, with density ranging from  $280$  to  $350 \text{ kg m}^{-3}$  and SSA ranging from  $20$  to  $35 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ . Less dense higher-SSA surface layers (precipitation particles, surface hoar, rime) and denser lower-SSA wind slabs were always thinner than 1 cm. Therefore, our snow density profiles, measured with a vertical resolution of about 4 cm, were almost constant along the top 80 cm, whereas the SSA, measured with a vertical resolution of about 1 cm, showed a greater vertical variability, with higher values at the surface. In addition, the data reveal that SSA decreased over time, while density increased slightly. More precisely, our first 8 profiles, from 5 May to 19 May, show, between 2 and 15 cm deep, a SSA mean value of  $37 \pm 3 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$  and a density

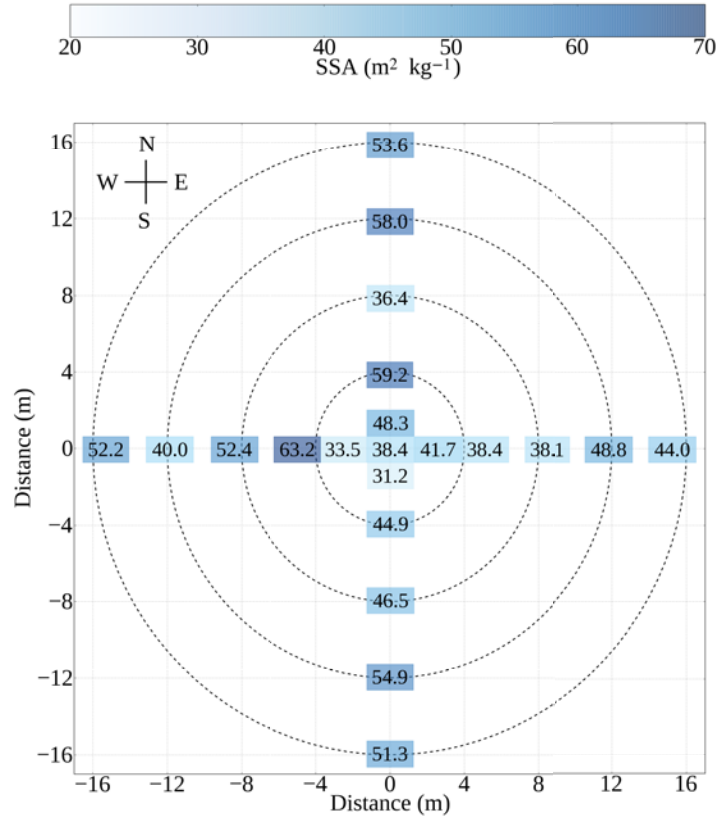


FIGURE 5.8 – Spatial variability of SSA in the top 1 cm, measured during the survey of 15 May.

mean value of  $315 \pm 13 \text{ kg m}^{-3}$ . These values become respectively  $23 \pm 3 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$  and  $335 \pm 20 \text{ kg m}^{-3}$  for our last 8 profiles (11–25 June). This evolution of the snow density and the grains size is a seasonal process that can be visible with a downward periodicity of about 65 cm, the yearly accumulation at Summit (Dibb and Fahnestock, 2004).

During May and June 2011, the BC content measured over the first 1–3 cm of the snowpack varied from 0.03 to  $1.23 \text{ ng g}^{-1}$ , with a mean value of  $0.3 \pm 0.3 \text{ ng g}^{-1}$ . These results are consistent with previous investigations (Hagler et al., 2007a). The concentration of dust in the upper 1–3 cm is significantly higher than that of BC, ranging from 49 to  $310 \text{ ng g}^{-1}$ , with a mean value of  $138 \pm 69 \text{ ng g}^{-1}$ , three times higher than the value given by Steffensen (1997).

## 5.4.2 Numerical modelling

In this section, the measured spectral albedo is compared to the albedo simulated using DISORT. Three spectra corresponding to three different dates are shown in Fig. 5.10. On 19 May, the sky was nearly cloudless, with heavy diamond dust precipitation ; on 7 June, thin clouds and low wind ( $4 \text{ m s}^{-1}$ ) were present ; on 20 June, the sky was bright. In all cases, regardless of the different weather conditions, differences are generally lower than 0.02, except around 1430 and 1800 nm, where they reach 0.1. All the other



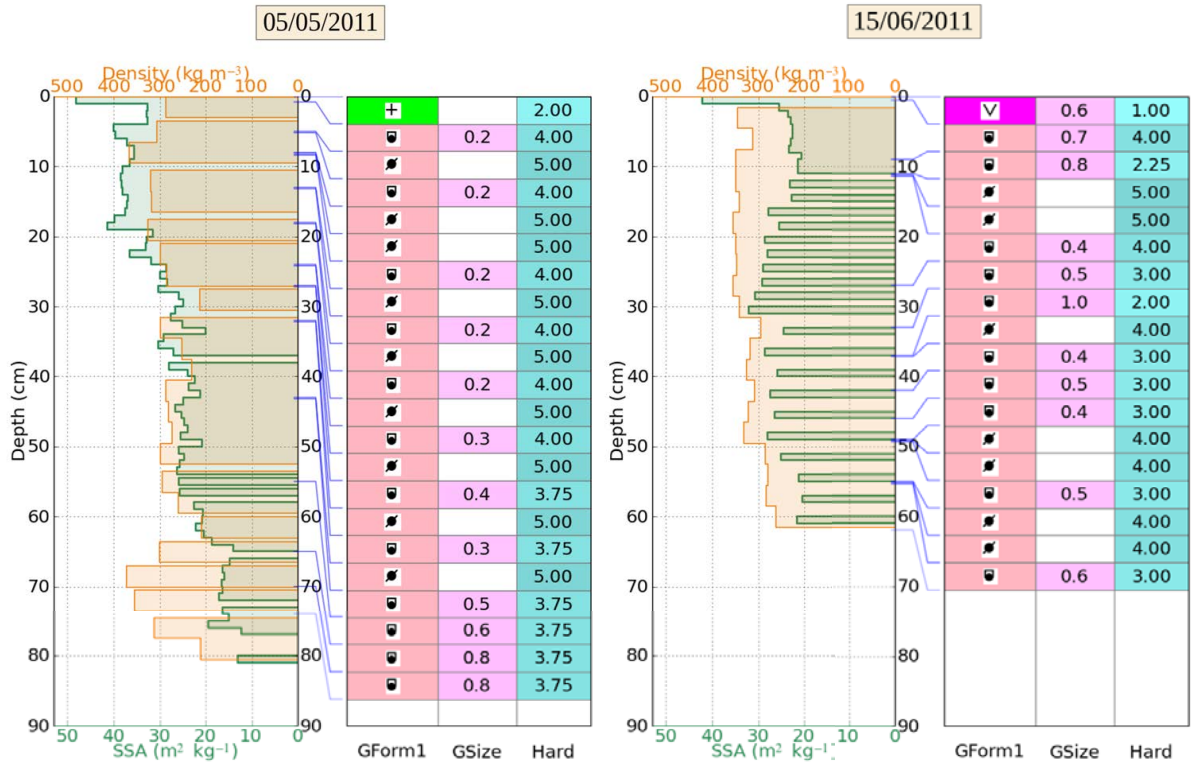


FIGURE 5.9 – Vertical profiles of the physical properties of snow, for 5 May (left) and 15 June (right). For each date 2 variables are plotted : orange lines represent density and green lines represent SSA. In the tables, all grain types and sizes (in mm) corresponding to the different snow layers are shown, along with the hand hardness.

dates show the same behaviour.

Figure 5.11 presents a more quantitative comparison between model and observations in terms of  $\Delta_{\text{alb}}$  and  $\Delta_{\text{en}}$ . For each of the 19 spectra, these quantities were computed for three ranges of wavelengths : the visible region (400–750 nm), the infrared region (750–2200 nm) and the whole spectrum (400–2200 nm). For each range, we considered the case without any impurity (pure snow) and the case in which we added to our simulations the measured concentrations of BC and dust. These results are provided in the following sections, focusing on one range of wavelengths at a time.

### Visible region of the spectrum (400–750 nm)

The differences between simulated and measured albedo are smaller at visible wavelengths, compared to the rest of the spectrum : if the DISORT simulations are run with no impurities,  $\Delta_{\text{alb}}$  varies between 0.004 and 0.051, with a median value of 0.018. Similarly,  $\Delta_{\text{en}}$  varies between  $-16.62 \text{ W m}^{-2}$  and  $0.37 \text{ W m}^{-2}$ , with a median value of  $-5.58 \text{ W m}^{-2}$ , corresponding to 1.03% of the energy absorbed by the snowpack. If we prescribe the measured BC and dust contents,  $\Delta_{\text{alb}}$  and  $\Delta_{\text{en}}$  are slightly lower ; for example, the median value of  $\Delta_{\text{en}}$  becomes  $-5.40 \text{ W m}^{-2}$ , or 1.01% of the absorbed energy.  $\Delta_{\text{en}}$  values

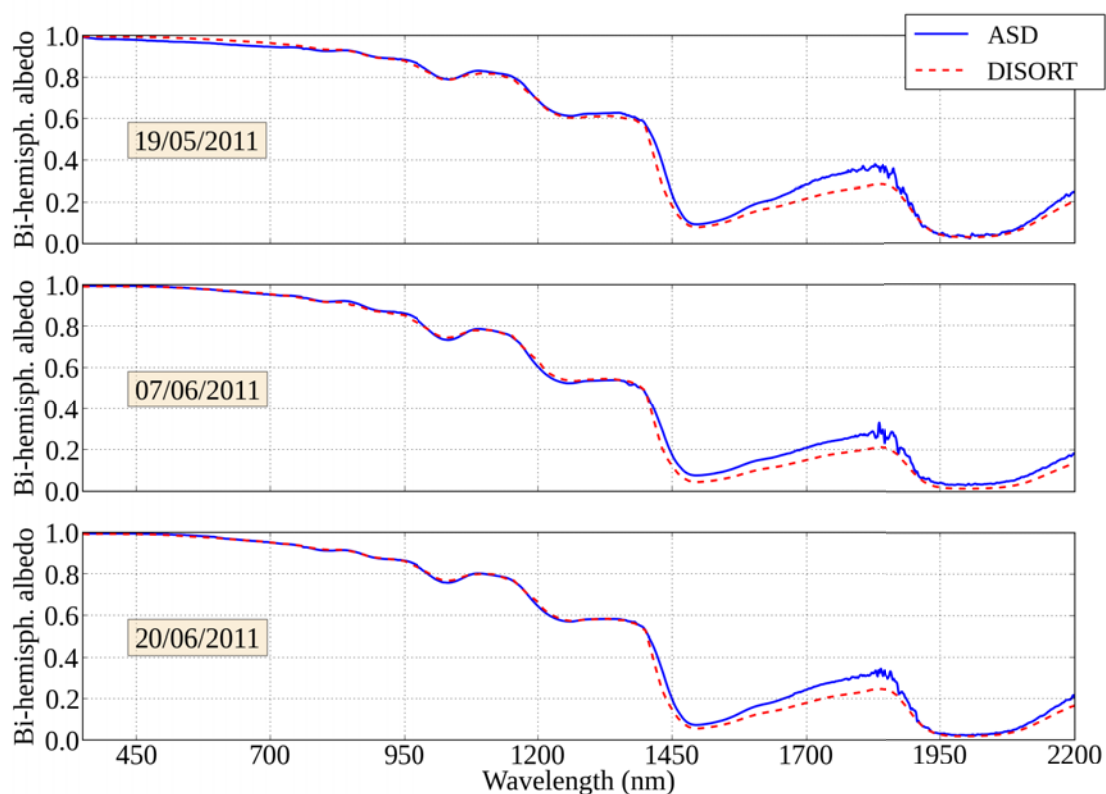


FIGURE 5.10 – Measured (solid lines) and simulated (dashed lines) spectral albedo at Summit, for three different dates.

obtained in the visible region are systematically negative, meaning that observations are almost always lower than simulations.

Our simulations show that the impact of BC on the simulated albedo is small, even if the BC is implemented under the assumption of an internal mixing (see Sect. 5.3.2). On 31 May, for instance, we measured a BC content of  $0.32 \text{ ng g}^{-1}$  and a dust content of  $132 \text{ ng g}^{-1}$ ; these values are close to the means over the entire campaign. At this date, the diffuse albedo of pure snow at  $500 \text{ nm}$  was  $0.9929$  and the diffuse albedo of snow contaminated by  $0.32 \text{ ng g}^{-1}$  of BC over the whole profile was  $0.9923$ . The impact of dust was about twice as strong, since  $132 \text{ ng g}^{-1}$  reduced the albedo to  $0.9912$ . To obtain the same decrease with only BC, we should have to increase its amount to  $0.8 \text{ ng g}^{-1}$ . Overall, the coupled effect of dust and BC remains weak, leading to a decrease of less than  $0.2\%$  in the simulated albedo at  $500 \text{ nm}$ .

### Near-infrared region of the spectrum (750–2200 nm)

At the near-infrared wavelengths, like in the visible region, differences are generally lower than  $0.02$  (see Fig. 5.10). However, for some wavelengths these differences are higher, up to  $0.05$ . Obviously, they cannot come from the impurities, since their effect is negligible

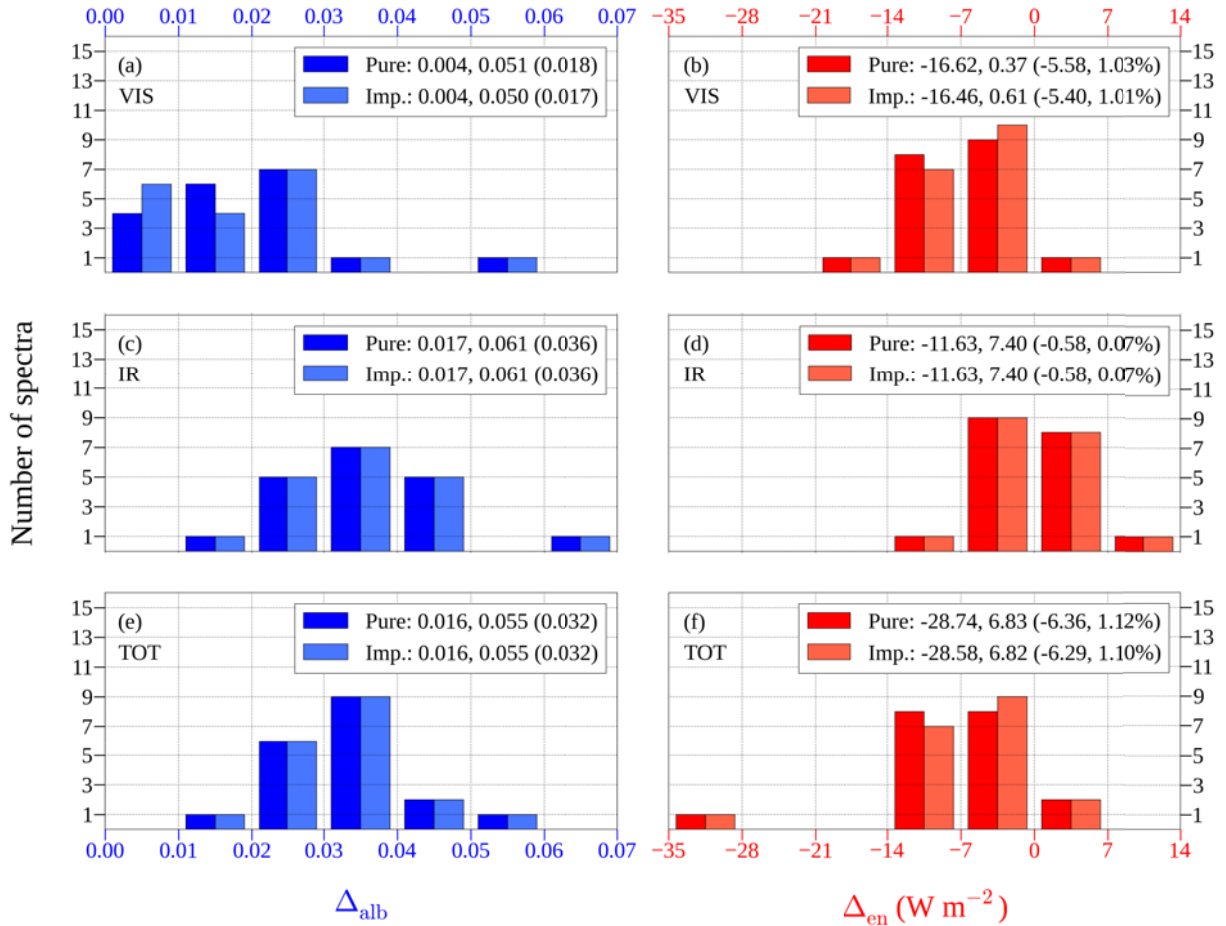


FIGURE 5.11 – Comparison between model and observations in terms of  $\Delta_{alb}$  (left panels) and  $\Delta_{en}$  (right panels). Three ranges of wavelengths are considered : the visible (VIS, 400–750 nm) on the top, the infrared (IR, 750–2200 nm) in the middle and the whole spectrum (TOT, 400–2200 nm) on the bottom. Histograms show the number of spectra as a function of  $\Delta$  values for pure snow and snow contaminated by impurities. The minimum and maximum  $\Delta$  values are reported as well, along with the median (in brackets). For  $\Delta_{en}$ , the percentages of the energy absorbed by the snowpack corresponding to the median values are also presented.

in this spectral region. The discrepancies can rather be explained by considering the functioning of DUFISS. As described in Sect. 5.3.1, this instrument allows us to retrieve SSA from infrared reflectance measurements at 1310 nm and has a vertical resolution of 1 cm. For about half the dates, the disagreement between measured and simulated albedo at 1310 nm exceeds 0.02. Since we took great care to handle the surface snow layers (see Sect. 5.3.1), we are confident that we measured the average SSA over the whole first cm and this difference can be explained by the spatial heterogeneity of the snowpack at Summit. When the agreement between model and observations at 1310 nm is within 0.02, instead, differences for longer wavelengths are probably due to our sampling resolution of 1 cm. At the surface, in case of the presence of precipitation particles, rime or surface hoar, the SSA of the first few mm may be higher than that of the whole first cm (see Sect.

5.4.1). Then, the upper layer given as input to our simulations, which uses the weighted average of the SSA over 1 cm, may not perfectly reflect the real vertical heterogeneity of the snowpack. For wavelengths greater than 1310 nm, where penetration depth is less than 1 cm, this should result in a slight underestimation of the simulated albedo, because the SSA of the very surface is usually the highest.

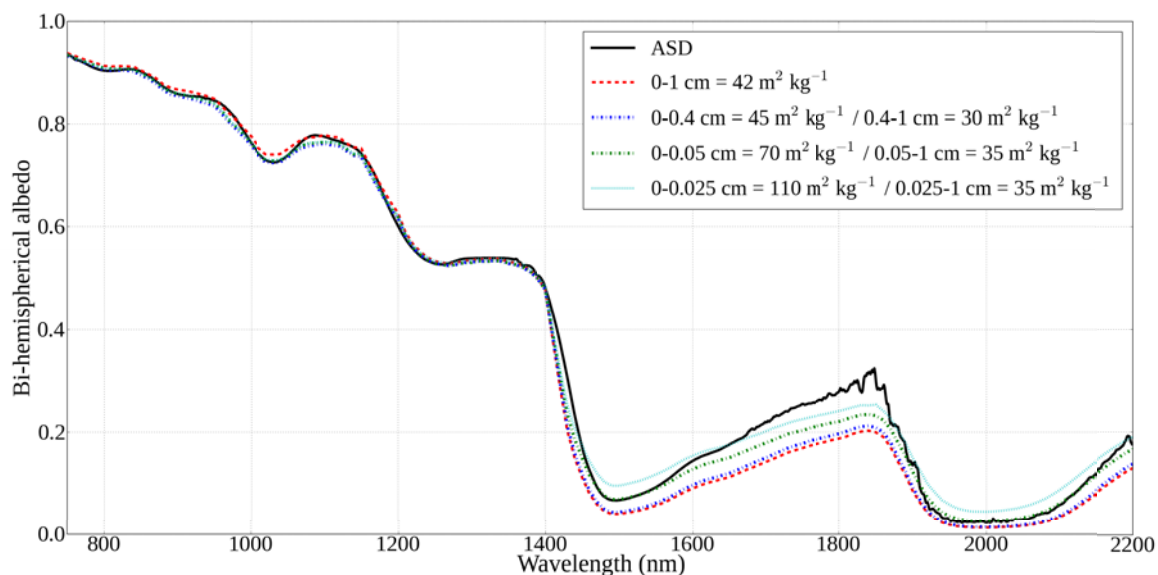


FIGURE 5.12 – Impact of the surface layer properties on the simulated albedo at Summit, on 15 June 2011. The black solid line represents the measured albedo and the red dashed line the simulation with experimental data, using in particular the SSA value measured in the first cm of snow. All the other curves correspond to simulations in which the first cm was split into two sub-layers and different combinations of thickness and SSA (reported in the legend) were tested : the blue and green dashed-dotted lines represent attempts to match the observed values and the cyan dotted line is the simulation with values from Grenfell et al. (1994).

In order to evaluate the impact of properties of the surface layer on the simulated albedo, we made several tests in which we changed the profiles input into DISORT. In particular, the upper numerical layer (1 cm thick) was divided into two sub-layers : we increased the SSA of the top few mm and we used a lower SSA for the remaining of the layer, in order to obtain the same albedo value measured by DUFISSS at 1310 nm. Of course, several combinations of SSA and layer thickness can be found. Modifying the density is equivalent to changing the layer thickness : in our simulations, we forced the top sub-layer to  $150 \text{ kg m}^{-3}$ , leaving the other values unchanged. It should be pointed out that these tests only aimed to investigate the influence of the surface layer properties on the modelled albedo ; our final simulations and  $\Delta$  values (see Sect. 5.3.3 and Fig. 5.11) use the original field data. Figure 5.12 shows an example for 15 June. At that date, the SSA of the first cm was  $42 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ . The model reproduces the observed albedo at 1310 nm well, but for longer wavelengths it underestimates the observed data, suggesting the

presence of a thin, high SSA surface layer. Indeed, as highlighted by the stratigraphy, surface hoar crystals were present at the surface during our SSA measurements. Splitting the first cm into two sub-layers allows us to reconcile the model with the observations. For example, if we use  $30 \text{ m}^2\text{kg}^{-1}$  for the bottom sub-layer, we can have at the surface 0.4 cm with a SSA of  $45 \text{ m}^2\text{kg}^{-1}$ . Alternatively, setting the bottom sub-layer to  $35 \text{ m}^2\text{kg}^{-1}$  can give a thinner surface layer (0.05 cm) with a SSA of  $70 \text{ m}^2\text{kg}^{-1}$ ; at 1310 nm, both of these combinations reproduce the measured albedo well. Figure 5.12 also shows the albedo computed by adding a very thin layer of very high SSA, similar to that which Grenfell et al. (1994) had to invoke in order to reconcile their simulations with the spectral albedo measured at the South Pole; in this case, the resulting albedo overestimates the observed data at 1500 and 2000 nm. Similar results were obtained for other dates.

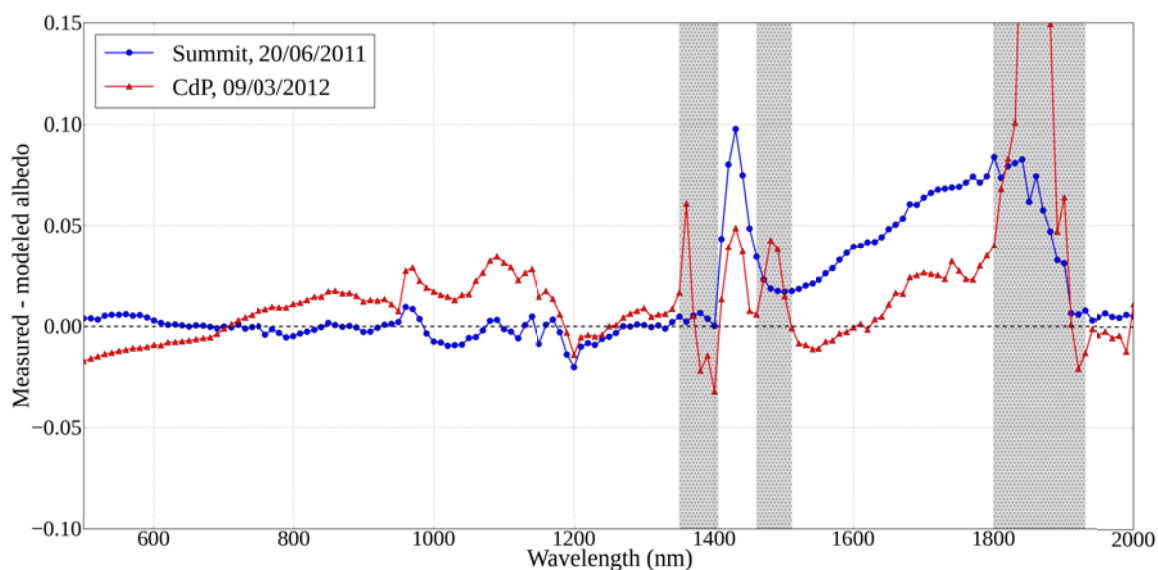


FIGURE 5.13 – Differences between measurements and simulations at Summit, on 20 June 2011 (blue circles) and at Col de Porte, on 9 March 2012 (red triangles). Grey vertical bands correspond to wavelengths at which, at the lower elevation of the CdP, water vapour absorption is so strong that there is no reliable signal for the SVC.

Although changing the surface layer characteristics improves the agreement, it does not allow to overlap model and observations around 1430 and 1800 nm : there, the discrepancies exceed 0.05 and are found for all the dates, independent of the surface snow properties. This means that, even if we divide the top cm into two sub-layers, no combination of SSA and layer thickness matching the observed data at these wavelengths can be found. Figure 5.13 shows, for instance, the difference between measured and simulated albedo on 20 June. This difference is within  $\pm 0.02$  along most of the spectrum, but is greater around 1430 and 1800 nm. To exclude any influence of the ASD spectroradiometer and the RCR themselves on these results, we performed several albedo measurements at Col de Porte, in the French Alps, using another instrument equipped with an integrating sphere (see Sect. 5.3.1). The difference between measured and simulated spectral albedo at Col de Porte on 9 March 2012 is also plotted in Fig. 5.13. At CdP, the discrepancies

around 1430 and 1800 nm are less strong than at Summit but still present, meaning that instrument bias and snowpack conditions cannot explain all the discrepancies.

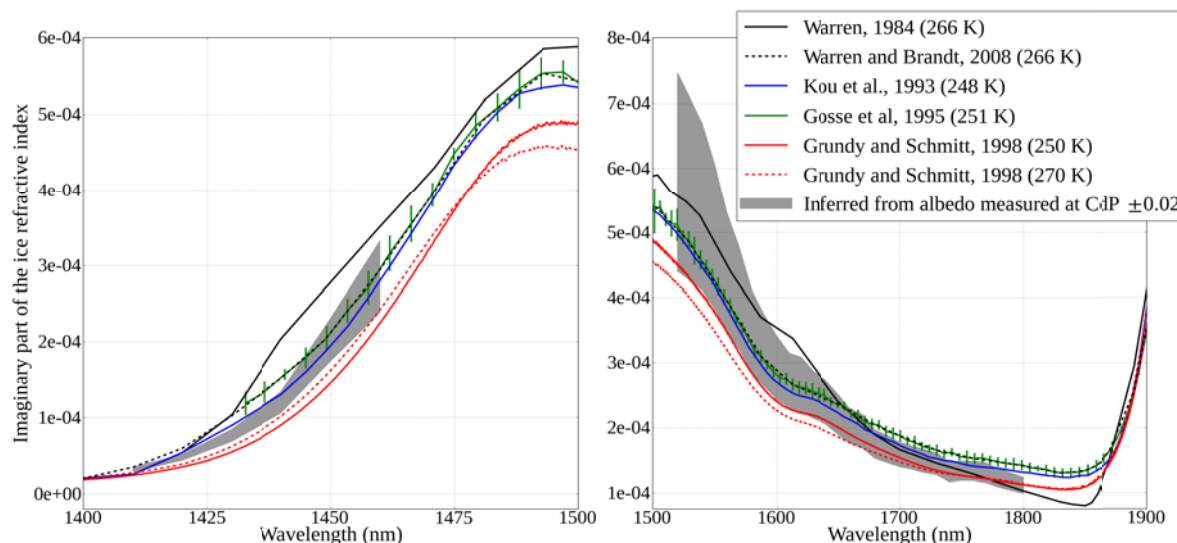


FIGURE 5.14 – Imaginary part of the ice refractive index from the literature and inferred from our albedo measurements. Several compilations are presented : Warren (1984) at 266 K (black solid line), Warren and Brandt (2008) at 266 K (black dashed line), Kou et al. (1993) at 248 K (blue solid line), Gosse et al. (1995) at 251 K (green solid line with error bars, as reported in their study), Grundy and Schmitt (1998) at 250 K (red solid line) and 270 K (red dashed line). Thick grey lines correspond to the values of the refractive index needed to obtain a simulated albedo within  $\pm 0.02$  of our measurements at Col de Porte (see Fig. 5.13).

We investigated whether errors in the ice index of refraction could explain this behaviour. Figure 5.14 shows several values of the imaginary part of the ice refractive index ( $m_{\text{im}}$ ) available in the literature, for the range 1400–1900 nm and for different temperatures relevant to this study. Thick grey lines correspond to values inferred to obtain a simulated albedo within  $\pm 0.02$  of the albedo measured at Col de Porte on 9 March 2012 (see Fig. 5.13). This spectrum was chosen since it presents a nearly perfect agreement with the modelled albedo between 1200 and 1300 nm and between 1500 and 1600 nm. Regions with no data correspond to wavelengths for which the signal to noise ratio of the device is too low (as grey bands in Fig. 5.13). For most wavelengths,  $m_{\text{im}}$  from Warren and Brandt (2008) is located inside the measured range of variation. Around 1430 nm and between 1680 and 1800 nm, the ice index from Warren and Brandt (2008) is outside this range. At 1430 nm, no compilation reproduces the measured values well, the best being, in any case, Kou et al. (1993) and Grundy and Schmitt (1998). Warren (1984) and Grundy and Schmitt (1998) seem to better match the observations between 1680 and 1800 nm. Similarly, the same comparison made on the albedo measured at the South Pole from Fig. 4 in Grenfell et al. (1994) reveals that simulated and measured albedo are in better agreement around 1800 nm using  $m_{\text{im}}$  values from Warren (1984) than using those from Warren and Brandt (2008).

## Whole spectrum (400–2200 nm)

Going back to Fig. 5.11, we now look at the whole spectrum (400–2200 nm). Just as in the visible region, the best results (i.e. the lowest  $\Delta$  absolute values) are obtained using the measured concentrations of impurities; in this case,  $\Delta_{\text{en}}$  varies between  $-28.58 \text{ W m}^{-2}$  and  $6.82 \text{ W m}^{-2}$ , with a median value of  $-6.29 \text{ W m}^{-2}$ . The addition of impurities leads only to a small improvement in our ability to predict the energy absorbed by the snowpack over the whole spectrum, which can be estimated with an accuracy of 1.12% in case of pure snow and 1.10% in case of contaminated snow.

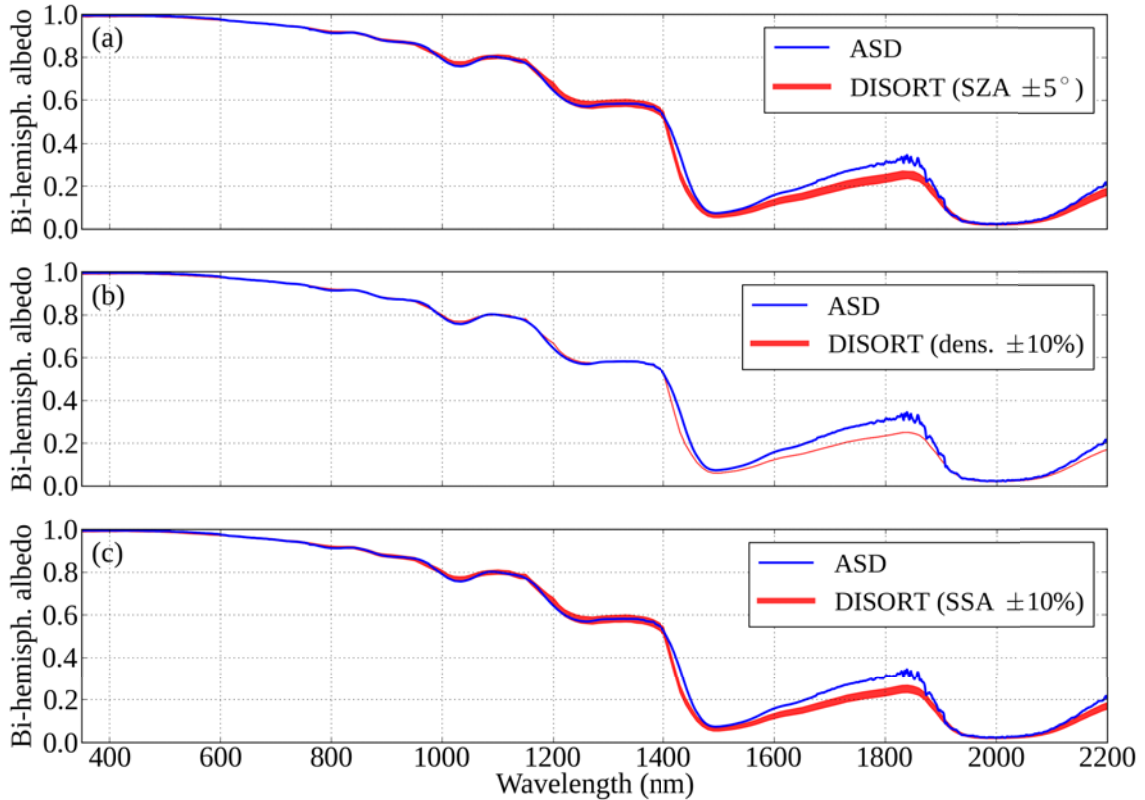


FIGURE 5.15 – Measured and simulated albedo at Summit, on 20 June 2011. (a) Impact of a variation of  $\pm 5^\circ$  in SZA. (b) Impact of a variation of  $\pm 10\%$  in density. (c) Impact of a variation of  $\pm 10\%$  in SSA.

Since the simulations have as input the vertical profile of the snow physical properties and the incidence angle of the solar radiation, it is interesting to evaluate the impact of the measurement accuracy of these variables on the simulated albedo. The estimated accuracies of the density sampler and the DUFISSS device are about  $\pm 10\%$ , while a variation of  $\pm 5^\circ$  in the SZA can mimic the effect of the surface roughness on the bi-hemispherical albedo. In Fig. 5.15, we compared the albedo measured on 20 June to that simulated by varying the SZA, the density and the SSA. Results indicate that these

variations have only a negligible impact in the visible region of the spectrum : here, the RMSDs between the albedo simulated with the measured SZA, density and SSA and that computed by varying these values of  $\pm 10\%$  are less than 0.002. In the infrared wavelengths, however, the impact of the SZA and SSA accuracies is more significant, giving RMSDs ranging from 0.010 to 0.014, which are of the same order of magnitude as  $\Delta_{\text{alb}}$ . In principle, the fraction of diffuse radiation can also influence the albedo. However, considering the fact that during our field measurements the SZA varied between 49 and 52° and that the diffuse radiation has an effective angle of about 50° (Wiscombe and Warren, 1980), in our case the accuracy of the diffuse ratio has almost no impact on the simulated albedo.

## 5.5 Discussion

In this work, the snow spectral albedo measured at Summit (Greenland) was compared to the albedo computed from the snow density and specific surface area profiles and the impurities' concentrations, using the DISORT radiative transfer model.

In the visible region of the spectrum (400–750 nm), the simulated spectral albedo has a satisfactory agreement with the observed values, even without taking into account the impurities. Indeed, assuming that the snow is completely pure,  $\Delta_{\text{alb}}$  has a median value of 0.018 and  $\Delta_{\text{en}}$  has a median value of  $-5.58 \text{ W m}^{-2}$ , corresponding to 1.03% of the energy absorbed by the snowpack. This means that, even if in principle we have to know the impurity content to correctly simulate the spectral albedo, in practice in our case the addition of impurities only slightly improves the accuracy of our simulations. This is particularly true for the BC, whose impact on the simulated albedo is negligible due to its very low amount. Since the dust content is about 400 times higher than that of BC, its effect is more important. However, the coupled effect of dust and BC remains weak, leading to a decrease of only 0.2% in the modelled albedo at 500 nm. The fact that dust, due to its higher concentration, may have a stronger effect on light absorption than BC is consistent with previous studies in other areas of the world. Wang et al. (2013), for instance, found that in inner Mongolia BC is responsible for only about a third of total particulate light absorption, and in the Qilian Mountains (north of Tibetan Plateau) snow absorption is strongly dominated by dust. Gautam et al. (2013) pointed out the importance of dust deposition toward the darkening of the Himalayan snow cover. The weak effect of BC on the energy budget of high Asian glaciers was further confirmed by Ming et al. (2012), who estimated that BC deposition causes a mean forcing of only 5% of the total forcing and therefore is not the major factor impacting the melting of most glaciers in this area. The vertical distribution of the impurity content also has an impact on the computed albedo, albeit it is small; for example,  $\Delta_{\text{en}}$  values computed using the measured BC and dust amounts either for the entire profile or only for the top 2 cm differ by just  $0.02 \text{ W m}^{-2}$ . Some discrepancies between model and observations may partially be due to the fact that the optical constants of BC (France et al., 2012) and dust (Balkanski et al., 2007) are uncertain. In addition, we did not consider other types of absorbing impurities, such as brown carbon and organics, that are also present in Summit snowpack (Bergin et al., 1995). In any case, beyond the impact of impurities, we believe that most of the discrepancies come from our albedo measurements, except



for the two spectral bands around 1430 and 1800 nm, which are discussed below. Several hypotheses were made in order to correct the raw albedo signal : for instance, the field of view of the instrument was corrected considering a perfectly absorbing observer and the measured upwelling radiation was assumed isotropic. These errors add up and may be responsible for the deviations between measured and simulated spectral albedo in the visible region.

At the near-infrared wavelengths (750–2200 nm), the difference between model and observations is generally less than 0.02. The accuracy of radiation and SSA measurements and the effect of surface roughness (mimicked by a variation of  $\pm 5^\circ$  in the SZA) may account for deviations up to 0.014. Larger discrepancies, up to 0.05, can be instead explained by the spatial heterogeneity of the snowpack : even if we took great care to choose an area over the ASD field of view as spatially homogeneous as possible, the horizontal variability at small scales can be responsible for part of the mismatch between calculations and observations. These discrepancies up to 0.05 can also come from the assumption of spherical snow grains made for DISORT simulations, from our sampling protocol and from the functioning of the DUFISSS instrument, which retrieves SSA from infrared reflectance measurements at 1310 nm, where penetration depth is about 1 cm. Indeed, since wind slabs thinner than 1 cm were present within Summit snowpack, as well as a very thin, high SSA surface layers (see Sect 5.4.1), a higher resolution in SSA measurements could improve the DISORT simulations. When the disagreement between measured and simulated albedo at 1310 nm exceeds 0.02, we can invoke the spatial variability of the snowpack ; in this case, our SSA and density measurements were not completely representative of the state of the snow over the ASD field of view. When the agreement at 1310 nm is within 0.02, instead, differences for longer wavelengths may be due to the DUFISSS vertical resolution, which does a weighted average of the SSA over 1 cm and cannot isolate the characteristics of a thinner surface layer ; indeed, when precipitation particles, rime or surface hoar are present at the very top surface, prescribing one SSA value over 1 cm does not account for this vertical heterogeneity and results in an underestimation of the simulated albedo beyond 1310 nm. Several tests were made to investigate the influence of the surface layer properties on the simulated albedo. These tests demonstrate that splitting the first cm into two sub-layers and prescribing to the top one reasonable thickness, density and SSA values improves the overall agreement. This also allows to make another interesting remark. At the South Pole, Grenfell et al. (1994) were forced to add to their simulations a thin surface layer (0.25 mm) with very small grains (SSA of  $110 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ ) in order to match the albedo observations. At Summit, instead, we do not need to invoke the presence of this very high SSA surface layer to reconcile the discrepancies. Indeed, in our case the SSA values needed for a good matching are never larger than  $70 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$  (see Fig. 5.12). This is further confirmed by our SSA measurements obtained by carefully sweeping surface grains, such as rime or surface hoar, directly in the sample holder ; none of these measures gave values beyond  $70 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ . Grenfell et al. (1994) stated that in the Antarctic the presence of very small grains at the surface is plausible because of the prevalence of drifting snow. Furthermore, as wind-drifted snow settles when the wind speed diminishes, the smallest suspended grains would be expected to fall out last ; thus, even aged snow can have significantly smaller grains at the surface. Our data indicate that at Summit this process probably does not take place.

Around 1430 and 1800 nm, the discrepancies between measured and computed albedo

exceed 0.05 and the model clearly underestimates the observed values. At these wavelengths, the differences cannot be due to the snow properties, since changing the surface layer characteristics does not allow to match model and observations. We also excluded that they came from the ASD device itself, since albedo measurements performed in the French Alps with another spectroradiometer gave similar results. Briefly, the difference between measured and simulated albedo at these wavelengths is systematic and does not depend on the input stratigraphic profiles nor on the instrument used to measure the albedo. Our explanation is that these discrepancies are mostly induced by the uncertainty on the value of the ice refractive index. In our simulations we used the most recent compilation of this index (Warren and Brandt, 2008), but Fig. 5.14 provides evidence favouring Kou et al. (1993) and Grundy and Schmitt (1998) at around 1430 nm and Warren (1984) and Grundy and Schmitt (1998) at around 1800 nm. Even if at these wavelengths the energy is weak compared to that involved in the visible, a more thorough study of the ice refractive index could be helpful, not only to interpret the data presented here, but also for remote sensing retrieval of snow properties.

## 5.6 Conclusions

We present in this work the results of a two-month field campaign at Summit, Greenland. In May and June 2011, we performed simultaneous, co-located measurements of the snow spectral albedo and the snow physical properties, in particular the density and the specific surface area (SSA). To evaluate the impact of particulate absorbers in snow, we also collected samples for chemical analyses including dust and black carbon (BC). The measured snow spectral albedo data were then compared to the albedo computed from the snow physical and chemical properties using the DISORT radiative transfer model. The ability of this model to simulate the albedo was tested, investigating the effects of BC and dust in the visible wavelengths and describing some possible sources of discrepancies between simulated and measured albedo in the near-infrared region.

DISORT has proven capable of reproducing accurately the albedo measurements; overall, our results indicate that the snow SSA and density can be used to infer the broadband energy absorbed by the snowpack within 1.12%. Taking into account snow particulate absorbers makes it possible to reach an accuracy of 1.10%, meaning that the addition of impurities only slightly affects our results, due to their low concentrations at Summit. Minor deviations present in the near-infrared (up to 0.014) can be due to the accuracy of radiation and SSA measurements and to the surface roughness, whereas deviations up to 0.05 can be explained by the vertical resolution of measurements of surface layer physical properties, the spatial heterogeneity of the snowpack at small scales and the assumption of spherical snow grains made for DISORT simulations. At 1430 and around 1800 nm, the discrepancies exceed 0.05 and are found to be independent of the snow properties and the instrument used. They may be due to the uncertainties on the ice refractive index at these wavelengths.

In the near future, this modelling framework will allow the evaluation of physically based albedo schemes in detailed snowpack models. Also, our study suggests the need of new measurements of the ice refractive index in the infrared region; improved data sets will be used in retrieval algorithms to more accurately estimate snow properties using

remote sensing data, e.g. to retrieve surface snow SSA from NIR MODIS bands (Mary et al., 2013).

*Acknowledgements.* The Summit field work was funded by grant N°1088 from French Polar Institute (IPEV) to F. Domine, by grant N°1023227 from National Science Foundation (NSF) to M. Bergin and by grant ARC1022996 from NSF to J. Dibb. We thank 109th Air National Guard and all crew at Summit for logistic support during the field campaign, K. Steffen, N. Bayou and Greenland Climate Network (project sponsored by NASA and NSF) for providing meteorological data and Fondation Eau, Neige et Glace and CNRS for funding the purchase of the SVC spectroradiometer. Additional funding was provided by Agence Nationale de la Recherche (MONISNOW ANR-11-JS56-005-01). The angular response of the RCR was characterized using the RCR provided by D. Perovich and the ASD provided by Norwegian Polar Institute (J.-C. Gallet, S. Gerland). We also want to thank R. Brandt for help with albedo corrections, B. Schmitt for providing ice refractive index data, S. Warren for useful discussions, J.-C. Gallet for help with DISORT and M. Lacroix for help with plotting.

# Chapitre 6

## Conclusion et perspectives

- **Conclusion**

La notion de “taille” des grains de neige recouvre une plage assez vaste de définitions et d’approches pour la mesurer. D’une part, cette grandeur est estimée historiquement, de façon semi-empirique et subjective, à partir de l’observation visuelle de l’extension maximale des cristaux dans une couche de neige. D’autre part, il existe aujourd’hui des méthodes d’investigation de métriques homogènes à une longueur dans le matériau neige, visant à dépasser la notion ambiguë de taille de grain au profit de définitions plus précises faisant appel aux caractéristiques géométriques de la microstructure de la neige ou à ses propriétés physiques (rayon optique, rayon de sphères équivalentes ou surface spécifique, longueur de corrélation, etc.). Une meilleure caractérisation de la taille de grains (et, plus généralement, des variables représentant la microstructure de la neige) est essentielle pour de nombreuses applications dans des domaines scientifiques différents, de l’hydrologie des régions de montagne à la climatologie, de la télédétection optique et micro-onde aux échanges neige/atmosphère, à la modélisation du manteau neigeux. Afin de pouvoir décrire quantitativement la taille de grains et son évolution au cours du temps, il est nécessaire de pouvoir répondre à certaines questions : qu’est-ce que la taille de grains ? Qu’est-ce que cela signifie dans le cas de la neige ? Quels types de techniques de mesure sont disponibles ? Quelles sont les exigences dans la mesure de cette grandeur, en termes de résolution et d’incertitude, du point de vue des applications qui en dérivent ?

Dans ce travail de thèse, nous avons essayé de répondre à ces questions en nous attachant à une variable qui permet de décrire quantitativement et sans ambiguïté une taille caractéristique des grains de neige. Il s’agit de la surface spécifique ou SSA. Cette variable, essentielle pour caractériser de façon objective la microstructure de la neige, joue un rôle central dans l’évolution du manteau neigeux au niveau macroscopique. Elle conditionne son bilan d’énergie, en déterminant la quantité de rayonnement solaire réfléchi et absorbé dans le domaine du proche-infrarouge ; elle influence les échanges d’espèces chimiques à l’interface air/neige, en contribuant à contrôler les flux de vapeur ; elle a également un impact important sur la perméabilité et sur la percolation de l’eau de fonte. Dans les modèles de manteau neigeux incluant une description détaillée des couches de neige, cependant, la SSA n’a pas été traitée comme variable pronostique, faute de moyens de la mesurer. Cette absence de mesures de SSA a handicapé l’étude de la neige dans les décennies passées. En particulier, l’interprétation des données de télédétection, visant à

relier les signaux microondes et optiques aux observations de terrain, a été négativement impactée par ce manque de mesures et de prise en compte explicite dans les modèles. Au cours des quinze dernières années, à partir des premières mesures de SSA par absorption du méthane, de nouvelles techniques ont été développées et mises au point, permettant d'obtenir des mesures de cette variable directement sur le terrain. En parallèle, l'évolution de la SSA au cours du temps et le lien entre cette variable et les propriétés macroscopiques du manteau neigeux ont été également investigués. Maintenant, suffisamment de progrès ont été accomplis et suffisamment de mesures ont été acquises pour permettre enfin d'inclure la SSA dans un modèle détaillé de manteau neigeux. Ce travail de thèse se situe donc dans la continuité d'une démarche qui a commencé il y a environ quinze ans et franchit un pas de plus. L'intérêt de cette étude réside dans le fait qu'elle marque un tournant dans l'évolution de la modélisation physique de la neige, dans la mesure où, pour la première fois, la SSA est traitée comme variable prognostique dans un modèle détaillé de manteau neigeux.

Au cours de ce travail de thèse, la SSA de la neige et son évolution temporelle ont été mesurées dans des manteaux neigeux très différents en utilisant des méthodes optiques (Chapitre 3). En parallèle, le diamètre optique, qui est inversement proportionnel à la SSA, a été introduit dans le modèle SURFEX/ISBA-Crocus en tant que variable prognostique et différentes paramétrisations de son évolution temporelle ont été testées. L'évaluation de ces paramétrisations a été effectuée en comparant les résultats des simulations aux mesures acquises sur le terrain (Chapitre 4). Avec l'introduction de lois de métamorphisme faisant intervenir explicitement la SSA, la description de la microstructure de la neige dans Crocus se retrouve améliorée du point de vue mécanistique, bien que les résultats quantitatifs soient similaires à ceux obtenus en utilisant un formalisme basé sur des variables semi-empiriques. Enfin, le lien entre la microstructure et le bilan énergétique du manteau neigeux a été étudié en simulant l'albédo spectral à partir de profils mesurés des propriétés physiques et chimiques de la neige (Chapitre 5). Ceci nous a permis, en particulier, d'investiguer l'impact de la résolution verticale et de l'incertitude des mesures de SSA sur l'albédo simulé dans le proche infrarouge. Cette étude a montré que la quantité totale d'énergie absorbée par le manteau neigeux peut être estimée avec une bonne précision (environ 1.1%) à partir de mesures de masse volumique, de SSA et du contenu en impuretés dans la neige.

## • Perspectives

Ce travail a de nombreuses applications et ouvre des perspectives qui pourront être explorées dans le futur. Tout d'abord, un modèle décrivant la microstructure de la neige à l'aide de variables mesurables peut être testé et évalué plus facilement. Par exemple, les valeurs de SSA simulées en utilisant ce modèle sur une zone enneigée pourraient être comparées directement aux estimations de la SSA obtenues par télédétection. De façon analogue, le couplage d'un modèle de manteau neigeux qui décrit la microstructure de la neige en utilisant la SSA avec un modèle qui simule à grande échelle le bilan de masse et d'énergie et l'écoulement des calottes glaciaires au Groenland et en Antarctique pourrait être évalué en termes de SSA en comparant les résultats des simulations aux mesures par satellite. Par ailleurs, la SSA est une propriété de la microstructure qui impacte directement le comportement de la neige au niveau macroscopique. Par conséquent,

une formulation du métamorphisme en termes de SSA permet de prédire l'évolution de certaines propriétés physiques du manteau neigeux non seulement à partir de la masse volumique (comme dans la plupart des modèles c'est déjà le cas, par exemple, pour la conductivité thermique) mais aussi de la SSA. La perméabilité, en particulier, peut être estimée pour chaque couche à partir des valeurs de masse volumique et de SSA (Calonne et al., 2012; Domine et al., 2013). En outre, l'absorption et la diffusion de la lumière dans la neige dépendent des caractéristiques du rayonnement solaire incident, du contenu en impuretés mais aussi des propriétés de la microstructure de la neige. L'amélioration de la description de la microstructure et de son évolution temporelle permet donc également d'améliorer la description des processus radiatifs qui ont lieu dans le manteau neigeux. En particulier, l'intégration de la SSA comme variable pronostique permet de simplifier l'assimilation de données électromagnétiques, et notamment de l'albédo (Dumont et al., 2012a).

Deux des points faibles non seulement du modèle Crocus, mais de la plupart des modèles actuels de manteau neigeux sont d'une part la description des processus qui ont lieu dans les couches superficielles et d'autre part la représentation de la percolation de l'eau liquide à travers le manteau neigeux. Ces problématiques, qui n'ont pas été abordées pendant ce travail de thèse, ne pourront être résolues de façon satisfaisante que par une modélisation capable de décrire en trois dimensions les flux d'énergie et de matière dans le manteau neigeux et dans les basses couches atmosphériques. Seule une représentation de ce type pourra permettre de tenir compte de l'hétérogénéité spatiale du manteau neigeux. Même dans un schéma unidimensionnel, cependant, le fait de pouvoir caractériser la microstructure de la neige à l'aide de variables physiques bien définies et mesurables, telles que la SSA, ouvre des pistes pour l'amélioration de la description des processus de surface et d'humidification. Dans le cas des propriétés des couches de surface, par exemple, des progrès significatifs doivent être réalisés dans la modélisation d'une part des mécanismes de formation du givre de surface (meilleure compréhension de ce qui se passe entre le moment où une molécule de vapeur d'eau frappe la surface et celui où elle est incorporée dans la structure cristalline) et d'autre part des effets du transport de neige par le vent. La SSA, la forme des grains et les connexions entre les grains sont bien évidemment impactés par ces processus. Des mesures de terrain de la SSA de surface pourront permettre d'interpréter et d'évaluer de nouveaux schémas capables de représenter l'impact de ces phénomènes sur la microstructure de la neige. Pour ce qui est de la modélisation de la percolation de l'eau liquide à travers le manteau neigeux, il s'agit d'un processus complexe, surtout à cause du fait que la forte stratification verticale du manteau induit de fortes variations verticales dans les propriétés hydrauliques. Ces propriétés sont déterminées principalement par la masse volumique de la neige et sa microstructure. Par conséquent, un schéma capable de représenter la percolation de l'eau à travers le manteau neigeux, basé par exemple sur la résolution de l'équation de Richard unidimensionnelle, nécessite d'être alimenté par des profils verticaux des propriétés microstructurales de la neige (Wever et al., 2013). Toute amélioration dans la représentation de la microstructure devrait alors se traduire par une amélioration dans la prise en compte des processus de percolation et, par conséquent, dans l'estimation de l'écoulement à la base du manteau neigeux.

Ce travail de thèse ne représente qu'un premier pas vers une meilleure description des propriétés microstructurales de la neige et de leur impact sur le comportement du

manteau neigeux à l'échelle macroscopique. D'une part, cette étude ouvre des pistes prometteuses qui couvrent des domaines assez différents. D'autre part, elle supporte encore de nombreuses améliorations. En particulier, la SSA ne permet de représenter ni la forme ni les connexions et les ponts entre les grains. Des variables susceptibles de caractériser ces propriétés de la microstructure sont à l'étude, mais à présent elles restent difficiles à mesurer. Comme c'était le cas de la SSA jusqu'à une époque assez récente, les limites sont imposées par nos capacités expérimentales. Des travaux ultérieurs seront nécessaires afin de pouvoir arriver à caractériser entièrement la microstructure de la neige à l'aide de grandeurs physiques bien définies et mesurables.

# Liste de publications issues de ce travail de thèse

- **En discussion ou en review :**

**Carmagnola, C. M.**, Morin, S., Lafaysse, M., Domine, F., Lesaffre, B., Lejeune, Y., Picard, G., and Arnaud, L. : Implementation and evaluation of prognostic representations of the optical diameter of snow in the detailed snowpack model SURFEX/ISBA-Crocus, The Cryosphere Discuss.

Contribution personnelle : Développement d'un nouveau schéma de métamorphisme dans le modèle SURFEX/ISBA-Crocus. Le diamètre optique a été implémenté comme variable prognostique et différentes lois d'évolution du diamètre optique ont été testées et comparées avec des mesures de terrain (Chapitres 3 et 4 du manuscrit de thèse).

Libois, Q., Picard, G., France, J., Arnaud, L., Dumont, M., **Carmagnola, C. M.**, and King, M. : Grain shape influence on light extinction in snow, The Cryosphere Discuss.

Contribution personnelle : Mesures de SSA au Col de Porte et à Chamrousse (France) avec les instruments DUFISSS et ASSSAP. Ces mesures ont été nécessaires pour estimer un paramètre qui quantifie l'augmentation de l'absorption due aux réflexions multiples du rayonnement lumineux à l'intérieur des grains de neige. Ce paramètre, couplé à un facteur d'asymétrie qui quantifie la diffusion vers l'avant de la lumière par les grains, permet de décrire univoquement la forme des cristaux. Ce travail a montré que, si l'on veut modéliser la transmission du rayonnement lumineux à travers le manteau neigeux, l'approximation que les grains sont sphériques n'est pas satisfaisante.

Wright, P., Bergin, M., Dibb, J., Lefer, B., Domine, F., Carman, T., **Carmagnola, C. M.**, Dumont, M., Courville, Z., Schaaf, C., and Wang, Z. : Comparing MODIS daily snow albedo to spectral albedo measurements in Central Greenland, Remote Sens. Environ.

Contribution personnelle : Mesures de SSA à Summit (Groenland) avec les instruments DUFISSS et ASSSAP. Ces observations ont permis de montrer que la variabilité temporelle des mesures journalières d'albédo spectral de la neige effectuées en mai et juin 2011 à Summit est déterminée essentiellement par les variations des valeurs de SSA dans les premiers cm du manteau neigeux. Cette étude s'inscrit dans le cadre de la comparaison entre les mesures d'albédo effectuées sur le terrain avec un spectroradiomètre et celles obtenues par satellite, avec le spectromètre MODIS, dans différentes bandes spectrales. Le but de cette comparaison était celui d'évaluer les produits qui permettent d'estimer



l'albédo journalier à partir du signal enregistré par MODIS.

• **Rang A :**

**Carmagnola, C. M.**, Domine, F., Dumont, M., Wright, P., Strellis, B., Bergin, M., Dibb, J., Picard, G., Libois, Q., Arnaud, L., and Morin, S. : Snow spectral albedo at Summit, Greenland : measurements and numerical simulations based on physical and chemical properties of the snowpack, *The Cryosphere*, 7, 1139-1160, doi : 10.5194/tc-7-1139-2013, 2013.

Contribution personnelle : Mesures des propriétés physiques de la neige (masse volumique et SSA) à Summit (Groenland) et simulation de l'albédo spectral à partir de ces mesures et du contenu en impuretés dans le manteau neigeux (Chapitres 3 et 5 du manuscrit de thèse).

Morin, S., Domine, F., Dufour, A., Lejeune, Y., Lesaffre, B., Willemet, J.-M., **Carmagnola, C. M.**, and Jacobi, H.-W. : Measurements and modeling of the vertical profile of specific surface area of an alpine snowpack, *Adv. Water Res.*, 55, 111-120, doi : 10.1016/j.advwatres.2012.01.010, 2013.

Contribution personnelle : Étude des relations entre d'une part les variables qui décrivent la microstructure de la neige dans la version originale du modèle Crocus et d'autre part la SSA qui peut être estimée à partir de ces variables. Ce travail s'inscrit dans le cadre de la comparaison entre les valeurs de SSA simulées par Crocus et celles mesurées sur le terrain avec l'instrument DUFISSS pendant la saison 2009/2010 au Col de Porte (France).

• **Rang B :**

**Carmagnola, C. M.**, Domine, F., Morin, S., Arnaud, L., Picard, G., Champollion, N., Bergin, M., Dibb, J., Wright, P., and Dumont, M. : Ricerche sulla neve in Groenlandia : misura e risultati della campagna alla base Summit, *Nimbus*, 63-64, 5-13, 2012.

Contribution personnelle : Présentation de la mission à Summit (Groenland) en mai et juin 2011. Description de la vie quotidienne dans une base arctique et des premiers résultats scientifiques issus de cette campagne.

# Bibliographie

- Albert, M. and Hawley, R. : Seasonal differences in surface energy exchange and accumulation at Summit, Greenland, *Ann. Glaciol.*, 31, 387–390, 2000.
- Albert, M. R. and Shultz, E. F. : Snow and firn properties and air-snow transport processes at Summit, Greenland, *Atmos. Environ.*, 36, 2789–2797, 2002.
- Alley, R., Saltzman, E., Cuffey, K., and Fitzpatrick, J. : Summertime formation of depth hoar in central Greenland, *Geophys. Res. Lett.*, 17, 2393–2396, 1990.
- Aoki, T., Hachikubo, A., and Hori, M. : Effects of snow physical parameters on shortwave broadband albedos, *J. Geophys. Res.*, 108, 4616, doi :10.1029/2003JD003506, 2003.
- Arnaud, L., Picard, G., Champollion, N., Domine, F., Gallet, J.-C., Lefebvre, E., Fily, M., and Barnola, J.-M. : Measurement of vertical profiles of snow specific surface area with a 1 cm resolution using infrared reflectance : instrument description and validation, *J. Glaciol.*, 57, 17–29, doi :10.3189/002214311795306664, 2011.
- Balkanski, Y., Schulz, M., Claquin, T., and Boucher, O. : Reevaluation of mineral aerosol radiative forcings suggests a better agreement with satellite and AERONET data, *Atmos. Chem. Phys.*, 7, 81–95, doi :10.5194/acp-7-81-2007, 2007.
- Barret, M., Domine, F., Houdier, S., Gallet, J.-C., Weibring, P., Walega, J., Fried, A., and Richter, D. : Formaldehyde in the Alaskan Arctic snowpack : partitioning and physical processes involved in air-snow exchanges, *J. Geophys. Res.*, 116, D00R03, 2011.
- Bergin, M., Jaffrezo, J.-L., Davidson, C., Dibb, J., Pandis, S., Hillamo, R., Maenhaut, W., Kuhns, H., and Makela, T. : The contributions of snow, fog, and dry deposition to the summer flux of anions and cations at Summit, Greenland, *J. Geophys. Res.*, 100(D8), 16,275–16,288, doi :doi :10.1029/95JD01267, 1995.
- Birch, M. and Cary, R. : Elemental carbon-based method for monitoring occupational exposures to particulate diesel exhaust, *Aerosol Sci. Tech.*, 25, 221–241, 1996.
- Boone, A. and Etchevers, P. : An intercomparison of three snow schemes of varying complexity coupled to the same land-surface model : Local scale evaluation at an Alpine site, *J. Hydrometeorol.*, 2, 374 – 394, doi :10.1175/1525-7541(2001)002;0374%3AAIOTSS;2.0.CO%3B2, 2001.
- Bourgeois, C. S., Calanca, P., and Ohmura, A. : A field study of the hemispherical directional reflectance factor and spectral albedo of dry snow, *J. Geophys. Res.*, 111, D20 108, doi :doi :10.1029/2006JD007296, 2006.

- Brucker, L., Picard, G., and Fily, M. : Snow grain size profiles deduced from microwave snow emissivities in Antarctica, *J. Glaciol.*, 56, 514–526, 2010.
- Brucker, L., Picard, G., Arnaud, L., Barnola, J.-M., Schneebeli, M., Brunjail, H., LeFebvre, E., and Fily, M. : Modeling time series of microwave brightness temperature at Dome C, Antarctica, using vertically resolved snow temperature and microstructure measurements, *J. Glaciol.*, 57 (201), 171 – 182, 2011a.
- Brucker, L., Royer, A., Picard, G., Langlois, A., and Fily, M. : Hourly simulations of the microwave brightness temperature of seasonal snow in Quebec, Canada, using a coupled snow evolution-emission model, *Remote Sens. Environ.*, 115, 1966 – 1977, doi : 10.1016/j.rse.2011.03.019, 2011b.
- Brun, E. : Investigation on wet-snow metamorphism in respect of liquid-water content, *Ann. Glaciol.*, 13, 22–26, 1989.
- Brun, E. : Un modèle numérique original pour la simulation du manteau neigeux, Ph.D. thesis, Université Paris-Est, École doctorale Sciences, Ingénierie et Environnement, 2011.
- Brun, E., Martin, E., Simon, V., Gendre, C., and Coléou, C. : An energy and mass model of snow cover suitable for operational avalanche forecasting, *J. Glaciol.*, 35, 333 – 342, 1989.
- Brun, E., David, P., Sudul, M., and Brunot, G. : A numerical model to simulate snow-cover stratigraphy for operational avalanche forecasting, *J. Glaciol.*, 38, 13 – 22, 1992.
- Brun, E., Martin, E., and Spiridonov, V. : Coupling a multi-layered snow model with a GCM, *Ann. Glaciol.*, 25, 66–72, 1997.
- Brun, E., Vionnet, V., Morin, S., Boone, A., Martin, E., Faroux, S., Le Moigne, P., and Willemet, J.-M. : Le modèle de manteau neigeux Crocus et ses applications, *La Météorologie*, 76, 44–54, 2012.
- Brunauer, S., Emmet, P., and Teller, E. : Adsorption of gases in multimolecular layers, *J. Am. Chem. Soc.*, 60, 309–319, 1938.
- Calonne, N., Flin, F., Morin, S., Lesaffre, B., du Roscoat, S. R., and Geindreau, C. : Numerical and experimental investigations of the effective thermal conductivity of snow, *Geophys. Res. Lett.*, 38, L23 501, doi :10.1029/2011GL049234, 2011.
- Calonne, N., Geindreau, C., Flin, F., Morin, S., Lesaffre, B., Rolland du Roscoat, S., and Charrier, P. : 3-D image-based numerical computations of snow permeability : links to specific surface area, density, and microstructural anisotropy, *The Cryosphere*, 6, 939–951, doi :10.5194/tc-6-939-2012, 2012.
- Calonne, N., Geindreau, C., Flin, F., Lesaffre, B., and du Roscoat, S. R. : Study of a temperature gradient metamorphism of snow by X-ray tomography : time evolution of microstructures, physical properties and their associated anisotropy, *The Cryosphere*, in prep.

- Carmagnola, C. M., Domine, F., Morin, S., Arnaud, L., Picard, G., Champollion, N., Bergin, M., Dibb, J., Wright, P., and Dumont, M. : Ricerche sulla neve in Groenlandia : misure e risultati della campagna alla base Summit, Nimbus, 63–64, 5–13, 2012.
- Carmagnola, C. M., Domine, F., Dumont, M., Wright, P., Strellis, B., Bergin, M., Dibb, J., Picard, G., Libois, Q., Arnaud, L., and Morin, S. : Snow spectral albedo at Summit, Greenland : measurements and numerical simulations based on physical and chemical properties of the snowpack, *The Cryosphere*, 7, 1139–1160, doi :10.5194/tc-7-1139-2013, 2013.
- Chýlek, P., Ramaswamy, V., and Srivastava, V. : Dielectric constant of a composite inhomogeneous media, *Phys. Rev. B*, 27, 5098–5106, doi :doi :10.1103/PhysRevB.27.5098, 1983a.
- Chýlek, P., Ramaswamy, V., and Cheng, R. : Albedo of soot-contaminated snow, *J. Geophys. Res.*, 88, 10 837–10 843, 1983b.
- Colbeck, S., Akitaya, E., Armstrong, R., Gubler, H., Lafeuille, J., Lied, K., McClung, D., and Morris, E. : The International classification for seasonal snow on the ground, International Commission on Snow and Ice of the International Association of Scientific Hydrology, World Data Center A for Glaciology, University of Colorado, Boulder, 1990.
- Colbeck, S. C. : An overview of seasonal snow metamorphism, *Reviews of Geophysics and Space Physics*, 20, 45–61, 1982.
- Colbeck, S. C. : Ice crystal morphology and growth rates at low supersaturations and high temperatures, *J. Appl. Phys.*, 54, 2677–2682, 1983.
- Conger, S. M. and McClung, D. M. : Comparison of density cutters for snow profile observations, *J. Glaciol*, 55 (189), 163 – 169, 2009.
- Crank, J. and Nicolson, P. : A practical method for numerical evaluation of solutions of partial differential equations of the heat conduction type, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 43, 50 – 67, 1947.
- Davis, R., Dozier, J., and Chang, A. : Snow property measurements correlative to microwave emission at 35 GHz, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, 25, 751–757, 1987.
- Debye, P., Anderson, H. R., and Brumberger, H. : Scattering by an inhomogeneous solid II. The correlation function and its applications, *J. Appl. Phys.*, 28, 679–683, 1957.
- Dee, D. P., Uppala, S. M., Simmons, A. J., Berrisford, P., Poli, P., Kobayashi, S., Andrae, U., Balmaseda, M. A., Balsamo, G., Bauer, P., Bechtold, P., Beljaars, A. C. M., van de Berg, L., Bidlot, J., Bormann, N., Delsol, C., Dragani, R., Fuentes, M., Geer, A. J., Haimberger, L., Healy, S. B., Hersbach, H., Hólm, E. V., Isaksen, I., Kållberg, P., Köhler, M., Matricardi, M., McNally, A. P., Monge-Sanz, B. M., Morcrette, J.-J., Park, B.-K., Peubey, C., de Rosnay, P., Tavolato, C., Thépaut, J.-N., and Vitart, F. : The ERA-Interim reanalysis : configuration and performance of the data assimilation system, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 137, 553–597, doi :10.1002/qj.828, 2011.

- Dibb, J. E. and Fahnestock, M. : Snow accumulation, surface height change, and firn densification at Summit, Greenland : Insights from 2 years of in situ observations, *J. Geophys. Res.*, 109, D24 113, doi :10.1029/2003JD004300, 2004.
- Dibb, J. E., Whitlow, S. I., and Arsenault, M. : Seasonal variations in the soluble ion content of snow at Summit, Greenland : Constraints from three years of daily surface snow samples, *Atmos. Environ.*, 41, 5007 – 5019, doi :10.1016/j.atmosenv.2006.12.010, 2007.
- Doherty, S. J., Warren, S. G., Grenfell, T. C., Clarke, A. D., and Brandt, R. E. : Light-absorbing impurities in Arctic snow, *Atmos. Chem. Phys.*, 10, 11 647–11 680, doi : doi :10.5194/acp-10-11647-2010, 2010.
- Dominé, F. and Shepson, P. B. : Air-snow interactions and atmospheric chemistry, *Science*, 297, 1506 – 1510, 2002.
- Domine, F., Salvatori, R., Legagneux, L., Salzano, R., Fily, M., and Casacchia, R. : Correlation between the specific surface area and the short wave infrared (SWIR) reflectance of snow : preliminary investigation., *Cold Reg. Sci. Technol.*, 46, 60–68, doi :10.1016/j.coldregions.2006.06.002, 2006.
- Domine, F., Taillandier, A.-S., Houdier, S., Parrenin, F., Simpson, W. R., and Douglas, T. A. : Interactions between snow metamorphism and climate physical and chemical aspects, in : *P. C. I.*, edited by Kuhs, W. F., pp. 27 – 46, Royal Society of Chemistry, Cambridge, UK, 2007a.
- Domine, F., Taillandier, A.-S., and Simpson, W. R. : A parameterization of the specific surface area of seasonal snow for field use and for models of snowpack evolution, *J. Geophys. Res.*, 112, F02 031, doi :10.1029/2006JF000512, 2007b.
- Domine, F., Albert, M., Huthwelker, T., Jacobi, H. W., Kokhanovsky, A. A., Lehning, M., Picard, G., and Simpson, W. R. : Snow physics as relevant to snow photochemistry, *Atmos. Chem. Phys.*, 8, 171 – 208, 2008.
- Domine, F., Gallet, J.-C., Bock, J., and Morin, S. : Structure, specific surface area and thermal conductivity of the snowpack around Barrow, Alaska, *J. Geophys. Res.*, 117, D00R14, doi :10.1029/2011JD016647, 2012.
- Domine, F., Morin, S., Brun, E., and Lafaysse, M. : Seasonal evolution of snow permeability under equi-temperature and temperature-gradient conditions, *The Cryosphere Discussions*, 7, 2725–2759, doi :10.5194/tcd-7-2725-2013, 2013.
- Douville, H., Royer, J.-F., and Mahfouf, J.-F. : A new snow parameterization for the Meteo-France climate model, Part I : Validation in stand-alone experiments, *Clim. Dyn.*, 12, 21–35, 1995.
- Dozier, J., Schneider, S. R., and McGinnis Jr., D. F. : Effect of grain size and snowpack water equivalence on visible and near-infrared satellite observations of snow, *Wat. Res. Research*, 17(4), 1213–1221, doi :10.1029/WR017i004p01213, 1981.

- Dumont, M., Brissaud, O., Picard, G., Schmitt, B., Gallet, J.-C., and Arnaud, Y. : High-accuracy measurements of snow Bidirectional Reflectance Distribution Function at visible and NIR wavelengths – comparison with modelling results, *Atmos. Chem. Phys.*, 10, 2507–2520, 2010.
- Dumont, M., Durand, Y., Arnaud, Y., and Six, D. : Variational assimilation of albedo in a snowpack model and reconstruction of the spatial mass-balance distribution of an alpine glacier, *J. Glaciol.*, 58(207), 151 – 164, doi :10.3189/2012JoG11J163, 2012a.
- Dumont, M., Gardelle, J., Sirguey, P., Guillot, A., Six, D., and Arnaud, A. R. Y. : Linking glacier annual mass balance and glacier albedo retrieved from MODIS data, *The Cryosphere*, 6, 1527–1539, doi :10.5194/tc-6-1527-2012, 2012b.
- Durand, Y., Brun, E., Mérindol, L., Guyomarc'h, G., Lesaffre, B., and Martin, E. : A meteorological estimation of relevant parameters for snow models, *Ann. Glaciol.*, 18, 65–71, 1993.
- Durand, Y., Giraud, G., Brun, E., Mérindol, L., and Martin, E. : A computer-based system simulating snowpack structures as a tool for regional avalanche forecasting, *J. Glaciol.*, 45, 469–484, 1999.
- Essery, R., Morin, S., Lejeune, Y., and Bauduin-Ménard, C. : A comparison of 1701 snow models using observations from an alpine site, *Adv. Water Res.*, 55, 131–148, doi :10.1016/j.advwatres.2012.07.013, 2013.
- Ettema, J., van den Broeke, M., van Meijgaard, E., van de Berg, W., Bamber, J., Box, J., and Bales, R. : Higher surface mass balance of the Greenland ice sheet revealed by highresolution climate modeling, *Geophys. Res. Lett.*, 36, L1250, doi :doi :10.1029/2009GL038110, 2009.
- Fettweis, X., Tedesco, M., van den Broeke, M., and Ettema, J. : Melting trends over the Greenland ice sheet (1958-2009) from spaceborne microwave data and regional climate models, *The Cryosphere*, 5, 359–375, doi :doi :10.5194/tc-5-359-2011, 2011.
- Fierz, C., Armstrong, R. L., Durand, Y., Etchevers, P., Greene, E., McClung, D. M., Nishimura, K., Satyawali, P. K., and Sokratov, S. A. : The international classification for seasonal snow on the ground, IHP-VII Technical Documents in Hydrology n 83, IACS Contribution n 1, 2009.
- Fily, M., Bourdelles, B., Dedieu, J. P., and Sergent, C. : Comparison of In Situ and Landsat Thematic Mapper Derived Snow Grain Characteristics in the Alps, *Remote Sens. Environ.*, 59, 452–460, 1997.
- Fily, M., Dedieu, J.-P., and Durand, Y. : Comparison between the results of a snow metamorphism model and remote sensing derived snow parameters in the Alps, *Remote Sens. Environ.*, 68 (3), 254–263, doi :10.1016/S0034-4257(98)00116-3, 1999.
- Flanner, M., Shell, K., Barlage, M., Perovich, D., and Tschudi, M. : Radiative forcing and albedo feedback from the Northern Hemisphere cryosphere between 1979 and 2008, *Nature Geoscience*, 2011.

- Flanner, M., Liu, X., Zhou, C., and Penner, J. : Enhanced solar energy absorption by internally-mixed black carbon in snow grains, *Atmos. Chem. Phys.*, 12, 4699–4721, doi :doi :10.5194/acp-12-4699-2012, 2012.
- Flanner, M. G. and Zender, C. S. : Linking snowpack microphysics and albedo evolution, *J. Geophys. Res.*, 111, D12 208, doi :10.1029/2005JD006834, 2006.
- Flin, F., Brzoska, J.-B., Lesaffre, B., Coléou, C., and Pieritz, R. A. : Full three-dimensional modelling of curvature-dependent snow metamorphism : first results and comparison with experimental tomographic data, *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 36, A49–A54, doi : 10.1088/0022-3727/36/10A/310, 2003.
- Flin, F., Brzoska, J.-B., Lesaffre, B., Coléou, C., and Pieritz, R. A. : Three-dimensional geometric measurements of snow microstructural evolution under isothermal conditions, *Ann. Glaciol.*, 38, 39–44, doi :10.3189/172756404781814942, 2004.
- France, J. L., Reay, H. J., King, M. D., Voisin, D., Jacobi, H., Beine, H. J., Anastasio, C., MacArthur, A., and Lee-Taylor, J. : Hydroxyl radical and NO<sub>x</sub> production rates, black carbon concentrations and light-absorbing impurities in snow from field measurements of light penetration and nadir reflectivity of on-shore and off-shore coastal Alaskan snow, *J. Geophys. Res.*, 117, D00R12, doi :doi :10.1029/2011JD016639, 2012.
- Gallet, J.-C., Domine, F., Zender, C. S., and Picard, G. : Measurement of the specific surface area of snow using infrared reflectance in an integrating sphere at 1310 and 1550 nm, *The Cryosphere*, 3, 167 – 182, doi :10.5194/tc-3-167-2009, 2009.
- Gallet, J.-C., Domine, F., Arnaud, L., Picard, G., and Savarino, J. : Vertical profile of the specific surface area and density of the snow at Dome C and on a transect to Dumont D’Urville, Antarctica - albedo calculations and comparison to remote sensing products, *The Cryosphere*, 5, 631–649, doi :doi :10.5194/tc-5-631-2011, 2011.
- Gardner, A. S. and Sharp, M. : A review of snow and ice albedo and the development of a new physically based broadband albedo parametrization, *J. Geophys. Res.*, 115, F01 009, doi :10.1029/2009JF001444, 2010.
- Gautam, R., Hsu, N. C., Lau, W. K.-M., and Yasunari, T. J. : Satellite observations of desert dust-induced Himalayan snow darkening, *Geophys. Res. Lett.*, 40, doi : doi :10.1002/grl.50226, 2013.
- Giddings, J. and LaChapelle, E. : Diffusion theory applied to radiant energy distribution and albedo of snow, *J. Geophys. Res.*, 66, 181–189, doi :10.1029/JZ066i001p00181, 1961.
- Gosse, S., Labrie, D., and Chylek, P. : Refractive index of ice in the 1.4–7.8 microns spectral range, *Applied Optics*, 34(28), 6582–6586, 1995.
- Grenfell, T. and Warren, S. : Representation of a nonspherical ice particle by a collection of independent spheres for scattering and absorption of radiation, *Journal of Geophysical Research*, 104, 31 697–31 709, doi :10.1029/2000JC000414, 1999.

- Grenfell, T. C., Warren, S. G., and Mullen, P. C. : Reflection of solar radiation by the Antarctic snow surface at ultraviolet, visible, and near-infrared wavelengths, *J. Geophys. Res.*, 99, 18,669 – 18,684, 1994.
- Groot Zwaaftink, C. D., Cagnati, A., Crepaz, A., Fierz, C., Lehning, M., Macelloni, G., and Valt, M. : Event driven deposition : a new paradigm for snow-cover modeling in Antarctica based on surface measurements, *The Cryosphere*, 7, 333–347, doi : 10.5194/tc-7-333-2013, 2013.
- Grundy, W. and Schmitt, B. : The temperature-dependent near-infrared absorption spectrum of hexagonal H<sub>2</sub>O ice, *J. Geophys. Res.*, 103, 25 809–25 822, doi :DOI : 10.1029/98JE00738, 1998.
- Guyomarc'h, G. and Merindol, L. : Validation of an application for forecasting blowing snow, *Ann. Glaciol.*, 26, 138–143, 1998.
- Hagler, G., Bergin, M., Smith, E., and Dibb, J. : A summer time series of particulate carbon in the air and snow at Summit, Greenland, *J. Geophys. Res.*, 112, D21 309, doi :doi :10.1029/2007JD008993, 2007a.
- Hagler, G., Bergin, M., Smith, E., Dibb, J., Anderson, C., and Steig, E. : Particulate and water-soluble carbon measured in recent snow at Summit, Greenland, *Geophys. Res. Lett.*, 34, L16 505, doi :doi :10.1029/2007GL030110, 2007b.
- Hall, A. : The role of surface albedo feedback in climate, *J. Climate*, 17, 1550–1568, 2004.
- Hansen, J. and Nazarenko, L. : Soot climate forcing via snow and ice albedos, *Proc. Natl. Acad. Sci.*, 101, 423–428, 2004.
- Hubble, E. P. : Extra-galactic nebulae, *Astrophysical Journal*, 64, 321–369, doi : 10.1086/143018, 1926.
- Hubble, E. P. : The classification of spiral nebulae, *The Observatory*, 50, 276–281, 1927.
- Jacobi, H.-W., Domine, F., Simpson, W. R., Douglas, T. A., and Sturm, M. : Simulation of the specific surface area of snow using a one-dimensional physical snowpack model : implementation and evaluation for subarctic snow in Alaska, *The Cryosphere*, 4, 35 – 51, doi :10.5194/tc-4-35-2010, 2010.
- Johnson, J. B. and Schneebeli, M. : Characterizing the microstructural and micromechanical properties of snow, *Cold Regions Science and Technology*, 30, 91–100, 1999.
- Kelly, R. E. J., Chang, A. T. C., Tsang, L., and Cheng, C. T. : Parameterization of snowpack grain size for global satellite microwave estimates of snow depth, *Geoscience and Remote Sensing Symposium*, 1, 686–688, doi :10.1109/IGARSS.2002.1025146, 2002.
- Koch, K. R. : Hardening of the snow through wind, *Meteorologische Z.*, 12, 198–199, 1895.



- Kokhanovksy, A. A., Aoki, T., Hachikubo, A., Hori, M., and Zege, E. P. : Reflective properties of natural snow : Approximate asymptotic theory versus in situ measurements, *IEEE Transactions on geoscience and remote sensing*, 43, 7, 1529–1535, doi : 10.1109/TGRS.2005.848414, 2005.
- Kokhanovsky, A. and Schreier, M. : The determination of snow specific surface area, albedo and effective grain size using AATSR space-borne measurements, *Int. J. Remote Sens.*, 30, 919–933, doi :10.1080/01431160802395250, 2009.
- Kokhanovsky, A. and Zege, E. : Scattering optics of snow, *Applied Optics*, 43(7), 1589–1602, doi :doi :10.1364/AO.43.0001589, 2004.
- Kondratyev, K. and Cracknell, A. : *Observing Global Climate Change*, Tayler & Francis Ltd, London, UK, 1998.
- Kou, L., Labrie, D., and Chylek, P. : Refractive indices of water and ice in the 0.65 microns to 2.5 microns spectral range, *Applied Optics*, 32(19), 3531–3540, 1993.
- Ladame, H. : Observations on the transition of friable snow into granular snow and compact ice, *Arch. Sci. Phys. Nat.*, 3, 120–136, 1846.
- Legagneux, L. and Dominé, F. : A mean-field model of the isothermal metamorphism of dry snow, *J. Geophys. Res.*, 110, F04011, (10.1029/2004JF000181), 2005.
- Legagneux, L., Cabanes, A., and Dominé, F. : Measurement of the specific surface area of 176 snow samples using methane adsorption at 77K, *J. Geophys. Res.*, 107, 3335, 2002.
- Legagneux, L., Taillandier, A.-S., and Domine, F. : Grain growth theories and the isothermal evolution of the specific surface area of snow, *J. Appl. Phys.*, 95, 6175–6184, 2004.
- Lehning, M., Bartelt, P., Brown, B., Fierz, C., and Satyawali, P. : A physical SNOWPACK model for the Swiss avalanche warning. Part II : snow microstructure., *Cold Reg. Sci. Technol.*, 35, 147 – 167, doi :10.1016/S0165-232X(02)00073-3, 2002.
- Lemke, P., Ren, J., Alley, R., Allison, I., Carrasco, J., Flato, G., Fujii, Y., Kaser, G., Mote, P., Thomas, R., and Zhang, T. : *Observations Changes in Snow, Ice and Frozen Ground, Climate Change 2007 : The physical Sciences Basis*, 2007.
- Lesaffre, B., Pougatch, E., and Martin, E. : Objective determination of snow-grain characteristics from images, *Ann. Glaciol.*, 26, 112–118, 1998.
- Libois, Q., Picard, G., France, J., Arnaud, L., Dumont, M., Carmagnola, C. M., and King, M. : Influence of grain shape on light penetration in snow, *The Cryosphere*, 7, 1803–1818, doi :10.5194/tc-7-1803-2013, 2013.
- Löwe, H. and van Herwijnen, A. : A Poisson shot noise model for micro-penetration of snow, *Cold Reg. Sci. Technol.*, 70, 62–70, doi :10.1016/j.coldregions.2011.09.00, 2012.

- Löwe, H., Spiegel, J., and Schneebeli, M. : Interfacial and structural relaxations of snow under isothermal conditions, *J. Glaciol.*, 57, 203, 2011.
- Lubin, D. and Vogelmann, A. M. : The influence of mixed-phase clouds on surface shortwave irradiance during the Arctic spring, *J. Geophys. Res.*, 116, D00T05, doi : 10.1029/2011JD015761, 2011.
- Lyapustin, A., Tedesco, M., Wang, Y., Aoki, T., Hori, M., and Kokhanovsky, A. : Retrieval of snow grain size over Greenland from MODIS, *Remote Sens. Environ.*, 113, 1976 – 1987, doi :10.1016/j.rse.2009.05.008, 2009.
- Marbouty, D. : An experimental study of temperature-gradient metamorphism, *J. Glaciol.*, 26, 303–312, 1980.
- Mary, A., Dumont, M., Dedieu, J.-P., Durand, Y., Sirguey, P., Milhem, H., Mestre, O., Negi, H. S., Kokhanovsky, A. A., Lafaysse, M., and Morin, S. : Intercomparison of retrieval algorithms for the specific surface area of snow from near-infrared satellite data in mountainous terrain, and comparison with the output of a semi-distributed snowpack model, *The Cryosphere*, 7, 741–761, doi :10.5194/tc-7-741-2013, 2013.
- Masson, V., Le Moigne, P., Martin, E., Faroux, S., Alias, A., Alkama, R., Belamari, S., Barbu, A., Boone, A., Bouyssel, F., Brousseau, P., Brun, E., Calvet, J.-C., Carrer, D., Decharme, B., Delire, C., Donier, S., Essaouini, K., Gibelin, A.-L., Giordani, H., Habets, F., Jidane, M., Kerdraon, G., Kourzeneva, E., Lafaysse, M., Lafont, S., Lebeau-pin Brossier, C., Lemonsu, A., Mahfouf, J.-F., Marguinaud, P., Mokhtari, M., Morin, S., Pigeon, G., Salgado, R., Seity, Y., Taillefer, F., Tanguy, G., Tulet, P., Vincendon, B., Vionnet, V., and Voldoire, A. : The SURFEXv7.2 land and ocean surface platform for coupled or offline simulation of Earth surface variables and fluxes, *Geoscientific Model Development*, 6, 929–960, doi :10.5194/gmd-6-929-2013, 2013.
- Matzl, M. and Schneebeli, M. : Measuring specific surface area of snow by near-infrared photography, *J. Glaciol.*, 52, 558 – 564, 2006.
- Matzler, C. : Passive microwave signatures of landscapes in winter, *Meteorology and Atmospheric Physics*, 54, 241–260, 1994.
- Matzler, C. : Autocorrelation functions of granular media with free arrangement of spheres, spherical shells or ellipsoids, *J. Appl. Phys.*, 81, 1509, doi :10.1063/1.363916, 1997.
- Matzler, C. : Relation between grain-size and correlation length of snow, *J. Glaciol.*, 48, 162, 2002.
- Meirolid-Mautner, I. and Lehning, M. : Measurements and model calculations of the solar shortwave fluxes in snow on Summit, Greenland, *Ann. Glaciol.*, 38, 279–284, 2004.
- Meywerk, J. and Ramanathan, V. : Observations of the spectral clear-sky aerosol forcing over the tropical Indian Ocean, *J. Geophys. Res.*, 104, NO. D20,, 24,359–24,370, 1999.

- Mie, G. : Beitrage zur Optik truber Medien, speziell kolloidaler Metallosungen, *Ann. Phys.*, 330, 377–445, 1908.
- Ming, J., Xiao, C., Du, Z., and Yang, X. : An overview of black carbon deposition in High Asia glaciers and its impacts on radiation balance, *Adv. Water Resour.*, doi : <http://dx.doi.org/10.1016/j.advwatres.2012.05.015>, 2012.
- Morgan, W. W., Keenan, P. C., and Kellman, E. : An atlas of stellar spectra, with an outline of spectral classification, The University of Chicago press, Chicago, III., 1943.
- Morin, S., Lejeune, Y., Lesaffre, B., Panel, J.-M., Poncet, D., David, P., and Sudul, M. : A 18-years long (1993 - 2011) snow and meteorological dataset from a mid-altitude mountain site (Col de Porte, France, 1325 m alt.) for driving and evaluating snowpack models, *Earth Syst. Sci. Data*, 4, 13–21, doi :10.5194/essd-4-13-2012, 2012.
- Morin, S., Domine, F., Dufour, A., Lejeune, Y., Lesaffre, B., Willemet, J.-M., Carmagnola, C. M., and Jacobi, H.-W. : Measurements and modeling of the vertical profile of specific surface area of an alpine snowpack, *Adv. Water Res.*, 55, 111–120, doi : 10.1016/j.advwatres.2012.01.010, 2013.
- Niwano, M., Aoki, T., Kuchiki, K., Hosaka, M., and Kodama, Y. : Snow Metamorphism and Albedo Process (SMAP) model for climate studies : Model validation using meteorological and snow impurity data measured at Sapporo, *J. Geophys. Res.*, 117, F03 008, doi :10.1029/2011JF002239, 2012.
- Nolin, A. W. : Recent advances in remote sensing of seasonal snow, *J. Glaciol.*, 56, 1141–1150, doi :10.3189/002214311796406077, 2011.
- Nolin, A. W. and Dozier, J. : Estimating snow grain size using AVIRIS data, *Remote Sens. Environ.*, 44, 231–238, doi :10.1016/0034-4257(93)90018-S, 1993.
- Nolin, A. W. and Dozier, J. : A Hyperspectral Method for Remotely Sensing the Grain Size of Snow, *Remote Sens. Environ.*, 74, 207–216, 2000.
- Odermatt, D., Schlapfer, D., Lehning, M., Schwikowski, M., Kneubuhler, M., and Itten, K. : Seasonal study of directional reflectance properties of snow, *EARSel eProceedings*, 4(2), 203–214, 2005.
- Oleson, K. W., Lawrence, D. M., Bonan, G. B., Flanner, M. G., Kluzek, E., Lawrence, P. J., Levis, S., Swenson, S. C., and Thornton, P. E. : Technical Description of version 4.0 of the Community Land Model (CLM), Tech. rep., National Center for Atmospheric Research, Climate and Global Dynamics Division, 2010.
- Painter, T. H., Molotch, N. P., Cassidy, M., Flanner, M., and Steffen, K. : Contact spectroscopy for determination of stratigraphy of optical grain size, *J. Glaciol.*, 53, 121 – 127, 2006.
- Paulcke, W. : Snow, *Die Alpen*, 9, 59–66, 1933.

- Pedersen, C. A. and Winther, J. : Intercomparison and validation of snow albedo parameterization schemes in climate models, *Climate Dynamics*, 25, 351–362, doi :DOI : 10.1007/s00382-005-0037-0, 2005.
- Perovich, D. : Light reflection and transmission by a temperate snow cover, *J. Glaciol.*, 53, 201–210, 2007.
- Picard, G., Brucker, L., Fily, M., Gallée, H., and Krinner, G. : Modeling time series of microwave brightness temperature in Antarctica, *J. Glaciol.*, 55, 537 – 551, 2009.
- Proksch, M., Lowe, H., and Schneebeli, M. : Statistical model for the correlation length of snow derived from Snow-Micro-Pen measurements, in : EGU, Vienna, 2012.
- Ricchiazzi, P., Yang, S., Gautier, C., and Sowle, D. : SBDART : A research and teaching software tool for plane-parallel radiative transfer in the earth’s atmosphere, in : Bulletin of the American Meteorological Society, October 1, 1998.
- Riche, F., Montagnat, M., and Scheebeli, M. : Evolution of crystal orientation in snow during temperature gradient metamorphism, *J. Glaciol.*, 59, 213, doi : 10.3189/2013JoG12J116, 2013.
- Roberts, M. S. and Haynes, M. P. : Physical Parameters Along the Hubble Sequence, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 32, 115–152, doi : 10.1146/annurev.aa.32.090194.000555, 1994.
- Roman, M., Schaaf, C., Lewis, P., Gao, F., Anderson, G., and Privette, J. : Assessing the coupling between surface albedo derived from MODIS and the fraction of diffuse skylight over spatially-characterized landscapes, *Remote Sens. Environ.*, 114, 738–760, 2010.
- Roy, A., Picar, G., Royer, A., Montpetit, B., Dupont, F., Langlois, A., Derksen, C., and Champollion, N. : Brightness temperature simulations of the Canadian seasonal snowpack driven by measurements of the snow specific surface area, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, doi :10.1109/TGRS.2012.2235842, 2013a.
- Roy, A., Royer, A., Montpetit, B., Bartlett, P. A., and Langlois, A. : Snow specific surface area simulation using the one-layer snow model in the Canadian LAnd Surface Scheme (CLASS), *The Cryosphere*, 7, 961–975, doi :10.5194/tc-7-961-2013, 2013b.
- Schaefer, V. J., Klein, G. J., and de Quervain, M. R. : The International Classification for Snow - with Special Reference to Snow on the Ground, Technical Memorandum No. 31. Associate Committee on Soil and Snow Mechanics. National Research Council of Canada, Ottawa, ON, Canada, 1954.
- Schleef, S. and Loewe, H. : X-ray microtomography analysis of isothermal densification of new snow under external mechanical stress, *J. Glaciol.*, 59, 214, doi : doi :10.3189/2013JoG12J076, 2013.
- Schneebeli, M. and Sokratov, S. A. : Tomography of temperature gradient metamorphism of snow and associated changes in heat conductivity, *Hydrol. Process.*, 18, 3655 – 3665, doi :10.1002/hyp.5800, 2004.

- Schneebeli, M., Pielmeier, C., and Johnson, J. B. : Measuring snow microstructure and hardness using a high resolution penetrometer, *Cold Reg. Sci. Technol.*, 30 (1–3), 101–114, doi :10.1016/S0165-232X(99)00030-0, 1999.
- Sergent, C., Martin, E., and Ancey, C. : Guide Neige et Avalanche - Connaissances, Pratiques, & Sécurité. Chapitre 3. Les métamorphoses de la neige, propriétés physiques et mécaniques, EPFL, Lausanne, 1998.
- Shimizu, H. : Air permeability of deposited snow, *Contributions from the Institute of Low Temperature Science*, A22, 1–32, 1970.
- Stamnes, K., Tsay, S.-C., Wiscombe, W., and Jayaweera, K. : Numerically stable algorithm for discrete-ordinate-method radiative transfer in multiple scattering and emitting layered media, *Applied Optics*, 27, 2502–2509, 1988.
- Steffen, K., Box, J. E., and Abdalati, W. : Greenland Climate Network : GC-Net, in : Colbeck, S. C. : 96-27 Special Report on Glaciers, Ice Sheets and Volcanoes, trib. to M. Meier, pp. 98-103, edited by CRREL, 1996.
- Steffensen, J. : The size distribution of microparticles from selected segments of the Greenland Ice Core Project ice core representing different climatic periods, *J. Geophys. Res.*, 102 (C12), 26,755–26,763, doi :doi :10.1029/97JC01490, 1997.
- Sturm, M. and Holmgren, J. : Rain-induced water percolation in snow as detected using heat flux transducers, *Water Resour. Res.*, 29, 2323–2334, doi :10.1029/93WR00609, 1993.
- Taillandier, A.-S., Domine, Simpson, W. R., Sturm, M., and Douglas, T. A. : Rate of decrease of the specific surface area of dry snow : Isothermal and temperature gradient conditions, *J. Geophys. Res.*, 112, F03003, doi :10.1029/2006JF000514, 2007.
- Torquato, S. : *Random Heterogeneous Materials : Microstructure and Macroscopic Properties*, 2002.
- Toure, A. M., Goita, K., Royer, A., Kim, E. J., Durand, M., Margulis, S. A., and Lu, H. : A case study of using a multilayered thermodynamical snow model for radiance assimilation, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, 49, 2828–2837, doi : 10.1109/TGRS.2011.2118761, 2011.
- van Meijgaard, E., van Ulft, L., van de Berg, W., Bosveld, F. C., van den Hurk, B., Lenderink, G., and Siebesma, A. : The KNMI regional atmospheric climate model RACMO version 2.1, *Tech. rep.*, De Bilt, The Netherlands, 2008.
- Vionnet, V., Brun, E., Morin, S., Boone, A., Martin, E., Faroux, S., Moigne, P. L., and Willemet, J.-M. : The detailed snowpack scheme Crocus and its implementation in SURFEX v7.2, *Geosci. Model. Dev.*, 5, 773–791, doi :10.5194/gmd-5-773-2012, 2012.
- Vionnet, V., Martin, E., Masson, V., Guyomarc'h, G., Naaim-Bouvet, F., Prokop, A., Durand, Y., and Lac, C. : Simulation of wind-induced snow transport in alpine terrain using a fully coupled snowpack/atmosphere model, *The Cryosphere Discuss.*, 7, 2191–2245, 2013.

- Wang, X. and Zender, C. : Arctic and Antarctic diurnal and seasonal variations of snow albedo from multiyear Baseline Surface Radiation Network measurements, *J. Geophys. Res.*, VOL. 116, F03008, doi :doi :10.1029/2010JF001864, 2011.
- Wang, X., Doherty, S. J., and Huang, J. : Black carbon and other light-absorbing impurities in snow across Northern China, *J. Geophys. Res. Atmos.*, 118, 1471–1492, doi :doi :10.1029/2012JD018291, 2013.
- Warren, S. : Optical properties of snow, *Rev. Geophys.*, 20, 67–89, doi : 10.1029/RG020i001p00067, 1982.
- Warren, S. and Brandt, R. : Optical constants of ice from the ultraviolet to the microwave : A revised compilation, *J. Geophys. Res.*, 113, D14220, doi :doi :10.1029/2007JD009744, 2008.
- Warren, S. G. : Optical constants of ice from the ultraviolet to the microwave, *Applied Optics*, 23, 1206–1225, 1984.
- Warren, S. G. and Wiscombe, W. : A Model for the Spectral Albedo of Snow. II : Snow Containing Atmospheric Aerosols, *J. Atmos. Sci.*, 37, 2734–2745, 1980.
- Wever, N., Fierz, C., Mitterer, C., Hirashima, H., and Lehning, M. : Solving Richards Equation for snow improves snowpack meltwater runoff estimations, *The Cryosphere Discussions*, 7, 2373–2412, doi :10.5194/tcd-7-2373-2013, 2013.
- Whitmore, B. C. : An objective classification system for spiral galaxies, *Astrophysical Journal*, 278, 61–80, doi :10.1086/161768, 1984.
- Wiesmann, A., Fierz, C., and Mätzler, C. : Simulation of microwave emission from physically modeled snowpacks, *Ann. Glaciol.*, 31(1), 397 – 405, 2000.
- Wiscombe, W. J. and Warren, S. G. : A model for the spectral albedo of snow. I : Pure snow, *J. Atmos. Sci.*, 37(12), 2712 – 2733, 1980.
- Wuttke, S., Seckmeyer, G., and König-Langlo, G. : Measurements of spectral snow albedo at Neumayer, Antarctica, *Ann. Geoph.*, 24, 7–21, 2006.
- Yang, Y.-L., Lai, Y.-K., Hu, S.-M., and Pottmann, H. : Robust principal curvatures on multiple scales, in : *Symposium on Geometry Processing*, pp. 223–226, 2006.
- Yen, Y. C. : Review of thermal properties of snow, ice and sea ice, *Tech. Rep. 81-10, CRREL*, 1981.
- Zhuravleva, T. and Kokhanovsky, A. : Influence of surface roughness on the reflective properties of snow, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.*, 112, 1353–1368, doi : doi :10.1016/j.jqsrt.2011.01.004, 2011.