



Evolution des propriétés physiques de neige de surface sur le plateau Antarctique. Observations et modélisation du transfert radiatif et du métamorphisme

Quentin Libois

► To cite this version:

Quentin Libois. Evolution des propriétés physiques de neige de surface sur le plateau Antarctique. Observations et modélisation du transfert radiatif et du métamorphisme. Océanographie. Université de Grenoble, 2014. Français. NNT : 2014GRENU026 . tel-01232294

HAL Id: tel-01232294

<https://theses.hal.science/tel-01232294>

Submitted on 23 Nov 2015

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

Quentin LIBOIS

Thèse dirigée par **Ghislain PICARD**

préparée au sein du

Laboratoire de Glaciologie et Géophysique de l'Environnement
et de l'école doctorale **Terre, Univers, Environnement**

Évolution des propriétés physiques de la neige de surface sur le Plateau Antarctique

Observations et modélisation du transfert
radiatif et du métamorphisme

Thèse soutenue publiquement le **15 octobre 2014**,
devant le jury composé de :

M. Bernard SCHMITT

Directeur de recherche CNRS, **IPAG**, Président

M. Michael LEHNING

Professeur d'Université, **EPFL**, Rapporteur

M. Jean-Louis DUFRESNE

Directeur de recherche CNRS, **LMD**, Rapporteur

M. Samuel MORIN

Ingénieur des Ponts, des Eaux et des Forêts, **CNRM**, Examinateur

M. Peter KUIPERS MUNNEKE

Chercheur associé, **IMAU**, Examinateur

M. Ghislain PICARD

Maître de Conférence, **UJF**, Directeur de thèse

M. Eric BRUN

Ingénieur général des Ponts, des Eaux et des Forêts, **CNRM**, Invité

Mlle Marie DUMONT

Ingénieure des Ponts, des Eaux et des Forêts, **CNRM**, Invitée



Résumé

Le bilan d'énergie de surface du Plateau Antarctique est largement contrôlé par les propriétés physiques des premiers centimètres du manteau neigeux. Or l'évolution de cette neige de surface est complexe car elle dépend de processus fondamentalement imbriqués : vitesse de métamorphisme, profils de température, pénétration du rayonnement solaire, précipitations, transport de neige par le vent, etc. L'objectif de ces travaux de thèse est d'étudier ces diverses composantes et leur couplage afin de simuler l'évolution de la masse volumique de la neige et de la taille de grain (surface spécifique) sur le Plateau Antarctique.

Pour représenter de manière physique l'absorption de l'énergie solaire à l'intérieur du manteau, un modèle de transfert radiatif à fine résolution spectrale (TARTES) a été implémenté dans le modèle de manteau neigeux détaillé Crocus. TARTES permet de calculer le profil vertical d'absorption d'énergie dans un manteau stratifié dont les caractéristiques sont connues. Parmi elles, la forme des grains, explicitement prise en compte dans TARTES, a été peu étudiée jusqu'à présent. C'est pourquoi une méthode de détermination expérimentale de la forme optique des grains est proposée et appliquée à un grand nombre d'échantillons de neige. Cette méthode, basée sur des mesures optiques, des simulations TARTES, et l'inférence bayésienne, a permis de déterminer la forme la plus adéquate pour simuler les propriétés optiques de la neige, et a mis en évidence le fait que représenter la neige par un ensemble de particules sphériques conduisait à surestimer la profondeur de pénétration du rayonnement d'environ 30%.

L'impact de l'absorption en profondeur du rayonnement sur les profils de température dans le manteau et son métamorphisme est ensuite étudié par des approches analytique et numérique, mettant en valeur la sensibilité des profils aux propriétés de la neige proche de la surface. En particulier, la masse volumique de la neige sur les premiers centimètres est cruciale pour le bilan d'énergie du manteau car elle impacte à la fois la profondeur de pénétration du rayonnement et la conductivité thermique du manteau.

Puisque le modèle Crocus tient compte de ce couplage entre propriétés optiques et physiques du manteau, il est utilisé pour estimer l'influence des conditions météorologiques sur la variabilité temporelle des propriétés physiques de la neige de surface à Dôme C. Ces simulations sont évaluées au regard d'un jeu de données collectées lors de missions de terrain, et de mesures automatiques de l'albédo spectral et de la pénétration du rayonnement dans la neige. Ces observations mettent en évidence le rôle primordial des précipitations dans les variations rapides de surface spécifique proche de la surface et l'existence d'un cycle saisonnier de cette grandeur. Ces variations sont bien simulées par Crocus lorsque le forçage atmosphérique utilisé est adéquat. En particulier, l'impact du vent sur l'évolution du manteau est fondamental car il contrôle la masse volumique de surface par le biais du transport de neige. Ce transport est aussi à l'origine de la variabilité spatiale des propriétés de la neige observée à Dôme C. C'est pourquoi une modélisation stochastique de l'érosion et du transport de neige dans Crocus est proposée. En plus d'expliquer la variabilité spatiale de la masse volumique et de la surface spécifique, elle permet de reproduire celle de l'accumulation annuelle ainsi que les variations rapides de hauteur de neige dues aux épisodes de vent.

Ces travaux ont permis une meilleure représentation des processus physiques qui contrôlent les variations des propriétés de la neige de surface à Dôme C, tout en soulignant le rôle primordial du vent, dont l'impact sur le manteau est particulièrement complexe à simuler.

Mots-clés : neige, Antarctique, albédo, transfert radiatif, surface spécifique, masse volumique, métamorphisme, vent.

Abstract

The surface energy balance of the Antarctic Plateau is largely governed by the physical properties of the snowpack in the topmost centimeters, whose evolution is driven by intricate processes such as : snow metamorphism, temperature profiles variations, solar radiation penetration, precipitation, snow drift, etc. This thesis focuses on the interactions between all these components and aims at simulating the evolution of snow density and snow grain size (specific surface area) on the Antarctic Plateau.

To physically model the absorption of solar radiation within the snowpack, a radiative transfer model with high spectral resolution (TARTES) is implemented in the detailed snowpack model Crocus. TARTES calculates the vertical profile of absorbed radiation in a layered snowpack whose characteristics are known. These characteristics include snow grain shape, a parameter that has been seldom studied. For this reason, an experimental method to estimate the optical grain shape is proposed and applied to a large number of snow samples. This method, which combines optical measurements, TARTES simulations and Bayesian inference, is used to estimate the optimal shape to be used in snow optical models. In addition, it highlights that representing snow as a collection of spherical particles results in overestimation of the penetration depth of solar radiation.

The influence of the penetration of solar radiation on the snow temperature profiles is then investigated with analytical and numerical tools. The results point out the high sensitivity of the temperature profiles to surface snow physical properties. In particular, the density of the topmost centimeters of the snowpack is critical for the energy budget of the snowpack because it impacts both the effective thermal conductivity and the penetration depth of light.

To simulate the evolution of snow physical properties at Dome C by taking into account their interdependence with snow optical properties, the model Crocus is used, driven by meteorological data. These simulations are evaluated against a set of data collected during field missions, as well as automatic measurements of snow spectral albedo and penetration depth. These observations highlight the influence of weather conditions on the temporal variability of surface snow properties. They show the existence of a slow decrease of snow specific surface area at the surface during summer. Rapid changes are also observed, essentially due to precipitation. These variations are well simulated by Crocus when forced by an appropriate atmospheric forcing. In particular, the impact of wind on the evolution of the snowpack is crucial because it controls the surface density through snow transport. This transport is also responsible for the spatial variability of snow properties observed at Dome C. That is why a stochastic representation of snow erosion and transport in Crocus is proposed. It explains well the observations of the spatial variability of density and specific surface area, and reproduces the variability of the annual accumulation as well as rapid changes in snow height resulting from drift events.

This study improves our understanding of the physical processes which drive the properties of snow close to the surface on the Antarctic Plateau, and also points out the critical role of wind, the impact of which is still very difficult to account for in models.

Keywords : snow, Antarctica, albedo, radiative transfer,
specific surface area, density, metamorphism, wind.

« TOUT CE QUE JE SAIS,
C'EST QUE JE NE SAIS RIEN. »

SOCRATE

Remerciements

Cher lecteur, qui n'iras pas plus loin que la fin de cette page, ou au contraire te passionneras jusqu'aux annexes -au demeurant fort intéressantes- de cet épais manuscrit, c'est ici que tout se termine. Trois ans de thèse, c'est aussi court qu'interminable. Trois ans à côtoyer des héros polaires, des insurgés passionnés, à partager des récits rocambolesques, à souffrir ou bronzer sur le terrain... Trois ans et autant de plaisir à travailler dans un laboratoire de caractère.

Trois ans pour faire de la recherche aussi... Merci Ghislain de m'avoir laissé beaucoup de liberté -jamais assez à mon goût- tout en veillant à ce que je ne m'égare pas parmi la multitude de questions passionnantes qui se sont dressées sur mon chemin. Merci d'avoir mis à ma disposition les outils et données indispensables au bon déroulement de ma thèse. Merci Laurent pour ton énergie, ton expertise nivologique et ta rigueur. Merci pour les virées sur le terrain, les soirées laborieuses à Dôme C, et mon câble de frein. Merci Marie pour nos discussions passionnées sur B et g autant que sur les coins merveilleux des Écrins, pour nos expérimentations sur le terrain, et pour ta bonne humeur à toute épreuve. Merci Samuel et Éric pour vos conseils avisés, votre oreille attentive, et votre disponibilité. Je remercie également Jean-Louis Dufresne et Michael Lehning pour le courage qu'ils ont eu à lire ce manuscrit et l'intérêt qu'ils y ont porté. Merci aussi à Bernard Schmitt et Peter Kuipers Munneke d'avoir examiné minutieusement mon travail.

Trois ans de partage... Merci à vous qui avez contribué à agrémenter ces trois années au LGGE. Hélène par ses aventures truculentes, Véro par son doux accent, Jean par ses mails élaborés, Max par son entrain naturel, Carlo par son côté latin, Antoine par son soutien inconditionnel, Nico et Flo par leur sagesse émérite, et tous les autres -plus ou moins jeunes- avec qui j'ai eu le plaisir d'échanger. Merci aussi pour les coups de main sur le terrain, du Col de Porte à Dôme C.

Trois ans de labeur, mais pas que... Des WE à n'en plus finir, des massifs à explorer, des cabanes à réchauffer, des soirées à honorer. Car en dépit de mes semaines de 50 heures, il m'en restait 118 pour faire autre chose qu'écumer la bibliographie des années 80 (les meilleurs millésimes) ou poncer au papier de verre des cosine collectors. Heureusement je fus bien entouré durant ces années grenobloises, ce qui participe largement à l'once de nostalgie qui m'envahit au moment d'écrire ces mots et de préparer mes bagages pour Montréal. Un cadre de vie incomparable, une ville dynamique et de solides amitiés nouées ou consolidées. Merci les cocos !

Trois ans de bonheur, donc, jusqu'au moment d'enfin partager avec le plus grand nombre -parents, amis, collègues- ces trois années de recherche au cours de ma soutenance.



Notes au lecteur

Format du manuscrit

Ce manuscrit de thèse est écrit en français mais inclut 3 articles écrits en anglais et publiés dans des revues scientifiques internationales. Ces articles sont insérés dans le texte et ont été formatés pour un meilleur confort de lecture mais leur contenu a été gardé à l'identique. Les enjeux scientifiques des articles ainsi que leurs principaux résultats sont présentés en français afin qu'un lecteur non anglophone puisse comprendre l'essentiel de la thèse. Il existe par conséquent quelques redondances entre le texte en anglais et en français, les principales étant signalées au lecteur par une note de bas de page au niveau du titre de la section qui est dupliquée.

Contributions de l'auteur aux travaux présentés :

- La grande majorité des **mesures de terrain** ($\sim 80\%$) ont été collectées par l'auteur. A Dôme C durant l'été 2012 – 2013, j'ai principalement été aidé par Laurent Arnaud (LGGE), Eric Lefebvre (LGGE) et Arnaud Mialon (CESBIO). Dans les Alpes, Marie Dumont (CEN) et Carlo Carmagnola (CEN) ont également souvent participé aux mesures. Les données satellite utilisées ont été fournies par Ghislain Picard et Nicolas Champollion (LGGE).
- Le modèle **TARTES** a été développé et codé en Python par l'auteur. Sa traduction en Fortran et son implémentation dans Crocus ont été faites par Matthieu Lafaysse (CEN).
- Les modifications apportées au modèle **Crocus** et les simulations présentées ont été réalisées par l'auteur. Les forçages ERA-Interim utilisés ont été fournis par Eric Brun (CNRM).
- J'ai contribué au **développement des instruments SolExS et AutoSolExS**, en travaillant essentiellement sur les collecteurs de lumière et leur optimisation. Ces instruments ont été principalement conçus et réalisés par Laurent Arnaud et Ghislain Picard.
- Les **simulations numériques** (TARTES, Crocus, inférence bayésienne, DISORT) ont été réalisées par l'auteur.



TABLE DES MATIÈRES

1	Neige, rayonnement solaire et climat	11
2	Outils et méthodes	21
2.1	Introduction	23
2.2	La neige	24
2.2.1	Propriétés physiques	24
2.2.2	Propriétés optiques	28
2.2.3	Transformations	34
2.3	Le modèle de manteau neigeux détaillé Crocus	36
2.4	Modélisation de l'absorption d'énergie solaire dans le manteau neigeux	39
2.4.1	Schéma radiatif de Crocus	39
2.4.2	Le modèle de transfert radiatif TARTES	40
2.4.3	Autres méthodes	52
3	Propriétés optiques du manteau et impact de la forme des grains	55
3.1	Introduction	57
3.2	Cadre théorique	59
3.3	Détermination de B et $SSA(1 - g)$ à partir de mesures de transmittance	61
3.3.1	Protocole expérimental	61
3.3.2	Résultats	62
3.4	Détermination de B à partir de mesures de réflectance et d'irradiance	64
3.4.1	Présentation des deux articles	64
3.4.2	Présentation de l'instrument SolExS	66
3.4.3	Article : Influence de la forme des grains sur la pénétration de la lumière	69
3.4.4	Article : Détermination expérimentale du paramètre B de la neige	92
3.4.5	Résumé des résultats	111
3.5	Conclusions et perspectives	113

4	Influence du rayonnement solaire sur les profils de température	115
4.1	Introduction	117
4.2	Approche analytique	119
4.2.1	Profil de température dans le manteau neigeux	119
4.2.2	Impact de la résolution spectrale	121
4.2.3	Impact des propriétés physiques	122
4.3	Approche numérique	128
4.3.1	Évaluation de TARTES dans Crocus	128
4.3.2	Comparaison entre TARTES et la version originale	131
4.3.3	Rétroactions climatiques impliquant la profondeur de pénétration	133
4.4	Conclusions et perspectives	136
5	Variations temporelles des propriétés de la neige à Dôme C	139
5.1	Introduction	141
5.2	Mesure des propriétés physiques de la neige à Dôme C	143
5.2.1	Observations <i>in situ</i>	143
5.2.2	Observations satellite	150
5.3	Simulations Crocus à Dôme C	152
5.3.1	Adaptation de Crocus aux conditions météorologiques de Dôme C	152
5.3.2	Simulation de l'évolution des propriétés physiques de la neige	155
5.4	Conclusions et perspectives	168
6	Variabilité spatiale des propriétés de la neige à Dôme C	171
6.1	Introduction (en français)	173
	Article : Modéliser l'impact du transport de neige par le vent sur la variabilité spatiale à l'échelle du décamètre des propriétés de la neige sur le Plateau Antarctique . . .	176
6.2	Introduction (in English)	176
6.3	Field observations	179
6.3.1	Snow height measurements	179
6.3.2	Vertical profiles of density and SSA	182
6.4	Crocus simulations	183
6.4.1	Description of Crocus and meteorological forcing	183
6.4.2	Simulations adapted to Dome C conditions (1D-Ant and 1D-Ant')	185
6.4.3	Multi-patch simulations (MP, MP' and MP'')	186
6.5	Results	189
6.5.1	Variability of observed snow profiles	189
6.5.2	One-dimensional simulations (1D-Std, 1D-Ant)	191
6.5.3	Multi-patch simulations (MP)	192
6.6	Discussion	198
6.6.1	Influence of snow drift on spatial variability	198

6.6.2	Simulated SSA variability	200
6.6.3	Modeling the very dense layers	201
6.7	Conclusions (in English)	201
6.8	Résumé des résultats	203
6.9	Conclusions et perspectives	204
Conclusion générale et perspectives		205
Références bibliographiques		210
Liste des figures		237
Annexes		245
A	Albédo et transmittance sous l'approximation δ-Eddington	247
B	Comparaison TARTES-DISORT	249
C	Estimation du contenu en impuretés de la neige avec SolExS	251
D	Dépendance de l'albédo direct à l'angle solaire zénithal	253
E	Étude de sensibilité de Crocus aux variables atmosphériques	255
F	Documentation scientifique de TARTES	259
Liste des publications et communications		273

CHAPITRE 1

NEIGE, RAYONNEMENT SOLAIRE ET CLIMAT

Bilan énergétique de la Terre et changements climatiques

Le climat terrestre résulte d'un équilibre entre l'énergie que reçoit la Terre, et l'énergie qu'elle émet vers l'espace. Ces échanges énergétiques, qui concernent l'atmosphère, les océans, et les surfaces continentales, constituent le bilan énergétique de la Terre, dont les principaux termes sont illustrés sur la Figure 1.1.

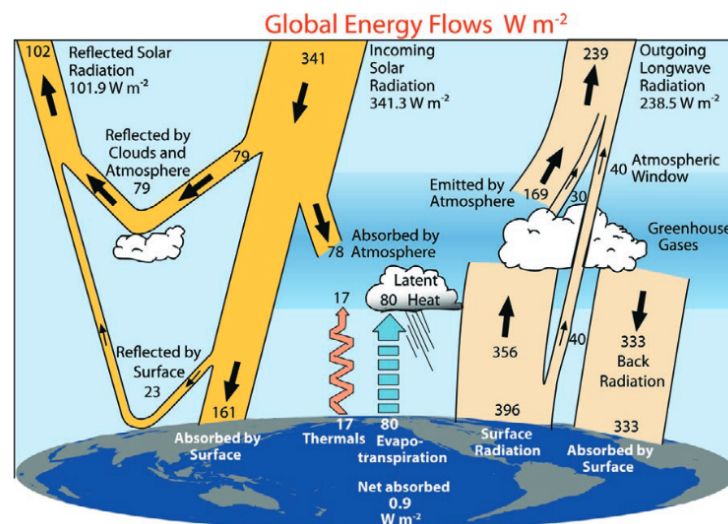


FIGURE 1.1 – Bilan énergétique de la Terre. (*Trenberth et al.*, 2009)

L'essentiel de l'énergie reçue provient du rayonnement solaire. Celui-ci est proche du rayonnement émis par un corps noir à une température d'environ 5700 K (*Kuiper*, 1938), et s'étale sur

une gamme de longueurs d'ondes allant de 0.25 à $4 \mu\text{m}$, contenant l'ultra-violet (UV, $0.25 - 0.4 \mu\text{m}$), le visible ($0.4 - 0.8 \mu\text{m}$), le proche infrarouge ($0.8 - 1.5 \mu\text{m}$) et l'infrarouge moyen ($1.5 - 4 \mu\text{m}$)¹. C'est approximativement à $\lambda = 0.5 \mu\text{m}$ que l'énergie émise est maximale. Environ 23% de cette énergie est réfléchi par l'atmosphère et les nuages, et 7% par les océans et les surfaces continentales, au premier rang desquelles les surfaces enneigées. Le rapport entre l'énergie réfléchie par une surface et l'énergie qu'elle reçoit est appelé albédo, et varie entre 0 et 1. Ce qui n'est pas réfléchi est absorbé, et converti en chaleur sensible, en chaleur latente, en énergie potentielle et cinétique.

Les régions situées à proximité de l'équateur absorbent plus de rayonnement solaire que les régions polaires, donnant lieu à un transport d'énergie des régions tropicales vers les hautes latitudes. Ce transport méridien, dont le moteur principal est le gradient latitudinal d'énergie solaire incidente, constitue le cœur du système climatique. Selon *Longwell* (1954), c'est d'ailleurs le terme grec $\kappa\lambda\iota\mu\alpha$, qui fait référence à l'*inclinaison* des rayons du Soleil à la surface de la Terre, qui a donné le mot *climat*.

La Terre émet de l'énergie vers l'espace sous forme de rayonnement thermique infrarouge similaire à l'émission d'un corps noir à une température de l'ordre de 280 K, ce qui correspond à un maximum d'émission à $10 \mu\text{m}$ environ. Ainsi, les spectres solaire et terrestre ne se recoupent quasiment pas. Environ 84 % de ce rayonnement est absorbé par l'atmosphère et les nuages, et réémis vers la surface, phénomène appelé communément *effet de serre*.

De nombreux processus physiques modifient ces flux radiatifs. Par exemple, la formation de nuages augmente l'albédo planétaire, mais diminue l'émission infrarouge car les nuages peuvent absorber une partie du rayonnement émis par la surface. De même, la modification de la composition de l'atmosphère peut modifier son albédo (*e.g. Haywood and Boucher*, 2000) et l'effet de serre (*e.g. Raval and Ramanathan*, 1989). On parle de changements climatiques lorsque les caractéristiques moyennes et la variabilité du climat sont modifiées durablement. De tels changements peuvent être la conséquence de forçages naturels. C'est le cas des cycles glaciaires et interglaciaires (*Jouzel et al.*, 2007), essentiellement pilotés par les variations de l'intensité du rayonnement solaire dues à la variabilité de la distance entre la Terre et le Soleil et de l'inclinaison de celle-ci par rapport à son axe de rotation, comme le décrit la théorie de Milanković (*Berger*, 1988; *Imbrie et al.*, 1992). L'émission d'aérosols réfléchissants le rayonnement solaire lors d'éruptions volcaniques peut également contribuer à refroidir la surface terrestre (*Robock*, 2000).

Les changements climatiques observés dans les dernières décennies (*Hansen et al.*, 2006) sont attribués principalement à l'homme (*Stocker*, 2014) et se traduisent en particulier par une augmentation de la température moyenne de la surface terrestre d'environ 1°C depuis 1900 (*Stocker*, 2014). D'un point de vue énergétique, cela signifie que certains termes du bilan de la Terre sont modifiés, conduisant à un nouvel état d'équilibre du climat (*Sellers*, 1969), bien que la Terre ne

1. Cette subdivision et ses bornes sont indicatives et varient selon les usages.

soit pas actuellement dans une situation d'équilibre énergétique (*Hansen et al.*, 2011). Ces changements climatiques anthropiques sont la conséquence d'une augmentation des concentrations de gaz à effet de serre (dioxyde de carbone et méthane par exemple), ce qui modifie les flux radiatifs entre la surface et l'atmosphère (*Solomon et al.*, 2009). Une des grandes questions aujourd'hui est de prédire quelles conséquences auront ces changements sur l'ensemble des composantes du système climatique.

Amplification polaire

Dans ce contexte, les régions polaires sont au centre des interrogations. Tout d'abord parce qu'aux hautes latitudes, le réchauffement observé est environ deux fois plus marqué qu'ailleurs (*Cai*, 2005) et le sera encore très probablement à l'avenir (*Holland and Bitz*, 2003). On parle d'amplification polaire. Ensuite parce que les changements à ces latitudes sont très visibles : retrait notable de la banquise en été dans l'océan Arctique (*Kapsch et al.*, 2013), augmentation des lacs de fonte sur la banquise (*Schröder et al.*, 2014), perte de masse accrue de la calotte polaire Groenlandaise ces dernières années (*Rignot et al.*, 2008), événements de fonte généralisés sur tout le Groenland (*Nghiem et al.*, 2012), décrochement de plateformes flottantes autour de la péninsule Antarctique (*Rignot*, 2004), déstabilisation inexorable de glaciers émissaires en Antarctique de l'Ouest (*Favier et al.*, 2014)... Enfin les calottes polaires représentent la source principale de la montée du niveau des mers actuelle et la plus grosse source potentielle pour les décennies à venir (*Vaughan et al.*, 2013). La fonte totale de la calotte Groenlandaise conduirait en effet à une élévation de 7 m du niveau des mers, celle de l'Antarctique de l'Ouest à une élévation de 3 à 5 m (*Cazenave and Llovel*, 2010), ce qui aurait des conséquences économiques et sociétales dramatiques (*Wong et al.*, 2014).

Si les régions polaires sont particulièrement sensibles aux changements climatiques, c'est en partie à cause des rétroactions climatiques impliquant la neige qui y opèrent, et tendent à amplifier le réchauffement (*Winton*, 2006). Les calottes polaires sont en effet recouvertes de neige la majeure partie de l'année. L'albédo de la neige varie entre 0.6 et 0.9 selon ses caractéristiques physiques, ce qui est élevé comparé à celui de l'océan, de la glace de mer ou des autres surfaces continentales. En particulier, il diminue lorsque la taille des grains de neige augmente (*Wiscombe and Warren*, 1980) ou lorsque la neige contient des impuretés qui absorbent le rayonnement solaire (*Warren and Wiscombe*, 1980). Les propriétés physiques de la neige évoluent aussi avec le temps, en fonction des conditions météorologiques, sous l'effet du vent (*Scambos et al.*, 2012) ou du métamorphisme, qui correspond aux modifications de la microstructure de la neige dues aux transferts de vapeur d'eau au sein du manteau (*Colbeck*, 1983). C'est l'interdépendance entre l'albédo de la neige, ses propriétés physiques et le climat qui donne lieu à ces rétroactions climatiques.

La rétroaction la plus puissante et la plus connue opère lorsque la neige se retire de la banquise ou du sol, laissant apparente une surface d'albédo beaucoup plus faible, ce qui amplifie le réchauffement et donc le retrait du couvert nival (*e.g. Flanner et al.*, 2011). Les régions polaires

sont par conséquent très sensibles à des changements d'albédo et le climat très froid qui y règne est largement entretenu par leur albédo élevé (*Budyko*, 1969). Les zones recouvertes de neige en permanence sont aussi sujettes à des boucles de rétroaction positives (*Qu and Hall*, 2007). Une augmentation de température peut ainsi conduire au grossissement des grains de neige, ce qui a pour conséquence de diminuer l'albédo, d'augmenter l'absorption d'énergie solaire et donc la température (*Flanner et al.*, 2007).

Un des enjeux des sciences du climat est de mieux comprendre la dynamique des calottes polaires et leurs réponses aux changements climatiques récents et futurs. Les deux plus grandes calottes polaires terrestres, celles de l'Antarctique et du Groenland, sont ainsi depuis quelques années l'objet d'observations satellite très nombreuses visant à suivre leur bilan de masse (*Hanna et al.*, 2013) et leur dynamique (*Rignot*, 2006).

Ces observations, appuyées par des simulations climatiques, ont montré une perte de masse significative du Groenland ces dernières années (*Shepherd et al.*, 2012). La rétroaction liée au grossissement des grains participe au réchauffement de la calotte (*Box et al.*, 2012), tout comme le retrait de la banquise qui devrait se poursuivre sur le prochain siècle (*Boé et al.*, 2009). Une étude récente met également en évidence un assombrissement de la calotte au printemps, attribué au dépôt accru d'impuretés à la surface de la neige (*Dumont et al.*, 2014).

Au contraire, la situation de l'Antarctique est moins marquée. Ce continent de 12.3 M km² (plus de 8% de la surface des terres émergées) est très isolé géographiquement et reste encore peu connu. Il semble qu'actuellement les régions de la Péninsule et de l'Antarctique de l'Ouest perdent de la masse (*McMillan et al.*, 2014), même si les estimations restent variables d'une étude à l'autre (*King et al.*, 2012; *Das et al.*, 2013). L'Antarctique de l'Est semble au contraire gagner de la masse bien que le niveau d'incertitude reste élevé (*Vaughan et al.*, 2013). Cette zone comprend la majeure partie du continent et les processus qui contrôlent son bilan de masse de surface sont encore mal compris (*Frezzotti et al.*, 2005; *Arthern et al.*, 2006; *Das et al.*, 2013). L'incertitude sur son bilan de masse correspond à environ 0.1 mm an⁻¹ (*McMillan et al.*, 2014), soit 10% de l'élévation actuelle du niveau des mers due à la fonte des calottes polaires. Elle représente donc un enjeu important pour l'étude du climat Antarctique et l'estimation de la montée du niveau des mers.

Caractéristiques du Plateau Antarctique

La majeure partie de l'Antarctique de l'Est correspond au Plateau Antarctique, région essentiellement plate d'une superficie d'environ 8 M km² (soit approximativement 15 fois la France), située en majeure partie au-dessus de 2500 m d'altitude (*Rémy*, 2003), et où la calotte atteint par endroits 4 km d'épaisseur. Du fait de son altitude élevée, les températures y sont très froides tout au long de l'année (*Comiso*, 2000; *Fréville et al.*, 2014) et la neige ne fond jamais. Les précipitations sont de l'ordre de quelques centimètres par an (*Arthern et al.*, 2006; *Bromwich et al.*, 2011). L'atmosphère est en outre extrêmement sèche et contient très peu d'aérosols (*e.g.* *Tremblin et al.*,

2011).

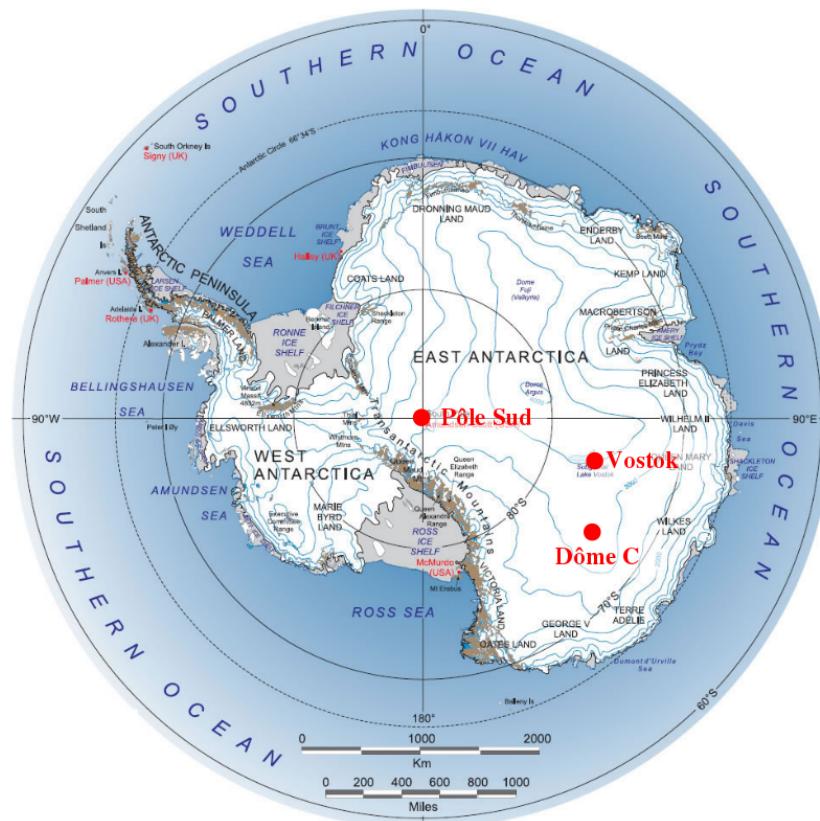


FIGURE 1.2 – Carte du continent Antarctique (crédits : Landsat Image Mosaic Of Antarctica).

Au regard de sa superficie, très peu d'observations *in situ* sont disponibles sur le Plateau. L'université du Wisconsin n'y recense par exemple que 25 stations météorologiques automatiques². Quelques stations accueillent en permanence des scientifiques et des techniciens (par exemple à Vostok, Pôle Sud et Dôme C, voir Figure 1.2), mais l'essentiel de ce territoire reste inexploré. Les observations météorologiques et nivologiques y sont donc rares et souvent très ponctuelles dans le temps et l'espace (*e.g.* Sugiyama *et al.*, 2012). Bien que l'augmentation récente des mesures satellite ait permis d'accroître la couverture spatiale des observations, et ainsi la compréhension du climat Antarctique et de la dynamique de la calotte, les interactions à fine échelle entre le manteau neigeux et l'atmosphère ne sont pas complètement comprises (Albert *et al.*, 2004; Champollion, 2013).

Comme l'accumulation annuelle est très faible sur le Plateau Antarctique, de faibles variations suffisent à la modifier notablement. Pour autant, les contributions au bilan de masse de surface de la sublimation (Frezzotti *et al.*, 2004; Lenaerts *et al.*, 2012), du transport de la neige par le vent (Gallée *et al.*, 2001; Eisen *et al.*, 2008) et de la condensation en surface restent mal estimées. La difficulté d'effectuer des mesures fiables dans ces conditions extrêmes (Genthon *et al.*, 2010, 2011)

2. <http://amrc.ssec.wisc.edu/aws>.

rend compliquée l'évaluation des simulations climatiques sur le Plateau Antarctique. Les modèles de climat sont souvent peu performants dans cette région (*Genthon et al.*, 2009), ce qui pose évidemment des problèmes en vue d'estimer la réponse du continent aux changements climatiques. Il est donc crucial de mettre en évidence les processus physiques qui déterminent les caractéristiques du manteau neigeux et ses interactions avec l'atmosphère, et de les représenter dans les modèles de climat.

Le Plateau Antarctique a souvent été mis en avant comme une zone dont les caractéristiques de surface sont homogènes sur de grandes échelles spatiales et stables dans le temps. Ceci, combiné à la pureté de son atmosphère et à la répétitivité élevée des mesures des satellites polaires, en ont fait une zone de référence pour la calibration de capteurs optiques et micro-ondes embarqués sur satellite (*Loeb*, 1997; *Six et al.*, 2004; *Macelloni et al.*, 2006).

Cependant, l'augmentation de la sensibilité des capteurs et l'analyse toujours plus détaillée des signaux satellite ont mis en évidence la variabilité spatio-temporelle des propriétés de surface de la neige sur le Plateau (*Lacroix et al.*, 2009; *Picard et al.*, 2014). Par exemple, du givre de surface se forme et disparaît à l'échelle de quelques jours (*Champollion et al.*, 2013), ce qu'il faut prendre en compte pour interpréter les variations de température de brillance du manteau neigeux (*Brucker et al.*, 2014). La neige sur le Plateau est aussi sujette au métamorphisme, ce qui contribue à augmenter la taille des grains de neige durant l'été (*Jin et al.*, 2008; *Kuipers Munneke et al.*, 2008), en réponse à l'absorption du rayonnement solaire dans le manteau (*Picard et al.*, 2012).

Les propriétés de la neige de surface sur le Plateau sont fondamentalement liées au bilan d'énergie de surface du manteau (*Wang and Zender*, 2011), qui, en été, est largement contrôlé par les flux radiatifs (*As et al.*, 2005). Comme l'albédo de la neige sur le Plateau est généralement compris entre 0.8 et 0.9 (*Carroll and Fitch*, 1981), une faible variation d'albédo suffit à modifier notablement le bilan d'énergie du manteau³. Il est donc primordial de comprendre précisément les interactions entre le rayonnement solaire et les propriétés physiques du manteau afin d'estimer correctement son évolution et son rôle dans les rétroactions climatiques.

Il est d'autant plus nécessaire de comprendre les caractéristiques actuelles de la neige sur le Plateau que l'on cherche à connaître sa réponse à des changements climatiques futurs. Si les modèles de climat prévoient une hausse des températures en Antarctique, il est également probable que les précipitations y soient plus conséquentes (*Krinner et al.*, 2007). Sachant qu'une augmentation des précipitations peut contribuer à maintenir un albédo élevé sur la calotte, il n'est pas évident de prédire l'impact d'un réchauffement sur le Plateau, où la température restera largement négative en dépit du réchauffement (*Picard et al.*, 2012). Ceci met en évidence l'utilité des modèles numériques pour simuler le climat et les caractéristiques de la neige sur le Plateau à différentes échelles spatio-temporelles. En plus de permettre des simulations du climat futur, de tels modèles peuvent aider à comprendre les processus physiques déterminants au travers d'études de sensibilité (*e.g. van*

3. Lorsque l'albédo passe de 0.8 à 0.9, l'énergie solaire absorbée par le manteau est doublée.

Angelen et al., 2012).

Absorption du rayonnement solaire dans le manteau neigeux

Le niveau de complexité de la représentation de la neige dans les modèles de climat dépend de leur vocation initiale. Leur capacité à simuler correctement la variabilité des propriétés de la neige sur les calottes polaires également (*Quiquet et al.*, 2012). Les modèles de circulation générale (GCMs, *e.g.* LMDZ4, *Hourdin et al.*, 2006) peuvent être utilisés pour simuler le climat sur l'ensemble de l'Antarctique à l'échelle de plusieurs décennies (*e.g.* *Krinner et al.*, 2007). Leur résolution spatiale est généralement limitée, de l'ordre de 50 – 100 km, et la représentation des processus physiques est simplifiée pour minimiser les temps de calcul. D'autres modèles sont au contraire dédiés à la simulation de l'évolution du manteau neigeux (*e.g.* *Crocus*, *Brun et al.*, 1989) et représentent plus finement les processus physiques qui y opèrent. Ils sont généralement utilisés à plus petite échelle, dans l'espace et le temps (*e.g.* *Genthon et al.*, 2007; *Brun et al.*, 2011).

L'absorption du rayonnement solaire étant déterminante pour le bilan d'énergie du manteau et son évolution, il est primordial de la modéliser correctement dans les modèles. Cela implique d'estimer correctement la quantité d'énergie absorbée, *i.e.* l'albédo, mais également la profondeur à laquelle cette énergie est absorbée dans le manteau, qui dépend de la profondeur de pénétration du rayonnement (*Warren*, 1982). La neige est en effet un matériau translucide au sein duquel la lumière pénètre (Fig. 1.3), puis est diffusée un grand nombre de fois avant de ressortir ou d'être absorbée, ce qui explique d'ailleurs son apparence blanche (*Bohren*, 1987). L'absorption au sein du manteau neigeux a lieu en partie en profondeur, ce qui est crucial pour le bilan d'énergie du manteau (*Kuipers Munneke et al.*, 2009). La prendre en compte correctement dans les modèles conduit en particulier à réchauffer le manteau neigeux et l'atmosphère de plusieurs degrés (*Flanner and Zender*, 2005; *Kuipers Munneke et al.*, 2012).

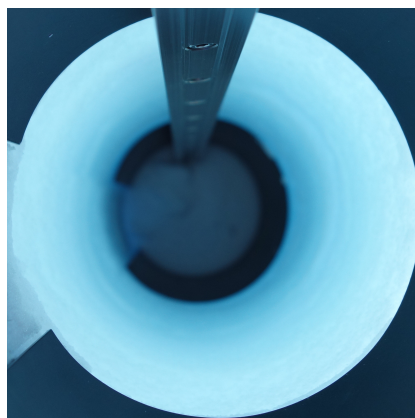


FIGURE 1.3 – Photo d'un trou dans la neige de 12.5 cm de diamètre et d'environ 50 cm de profondeur prise à Dôme C.

Pourtant dans les GCMs, le manteau est souvent représenté comme une unique couche de

neige, et ses propriétés optiques sont généralement réduites à son albédo. Parfois, ce dernier est même constant (*e.g. Dunne et al.*, 2012), ce qui empêche l'établissement des rétroactions et réduit considérablement la possibilité de simuler correctement la réponse des calottes polaires aux forçages climatiques (*Punge et al.*, 2012). Par conséquent, les rétroactions liées à l'albédo simulées par un modèle dépendent fondamentalement de la manière dont la neige est représentée (*Qu and Hall*, 2007). Améliorer la représentation de la neige dans ces modèles à grande échelle améliore sensiblement leur capacité à reproduire les caractéristiques du climat aux hautes latitudes (*Douville et al.*, 1995; *Quiquet et al.*, 2012). C'est pourquoi des représentations plus complexes du manteau neigeux ont été implémentées dans certains GCMs (*e.g. Oleson et al.*, 2010) et des paramétrisations des propriétés optiques de la neige ont été développées spécifiquement pour ce type de modèle (*Gardner and Sharp*, 2010; *Kuipers Munneke et al.*, 2011).

Parmi les modèles du manteau neigeux détaillés multi-couches développés spécifiquement pour l'étude des propriétés de la neige, l'absorption de l'énergie solaire est représentée de manière très variable (*Essery et al.*, 2013). Dans le modèle SNTHERM (*Jordan*, 1991), le rayonnement est séparé en deux bandes spectrales, l'une contenant le rayonnement visible et l'autre le proche infrarouge, pour lesquelles l'albédo est constant. Pour la première bande, l'énergie absorbée décroît exponentiellement avec la profondeur en fonction de la masse volumique et de la taille des grains de neige (*Bohren and Barkstrom*, 1974), à l'instar de la paramétrisation utilisée par *Anderson* (1976). Pour l'autre bande, le coefficient de décroissance exponentielle est constant. Le modèle SNOWPACK (*Bartelt and Lehning*, 2002) n'utilise qu'une seule bande spectrale pour laquelle l'albédo dépend de nombreux paramètres météorologiques et des propriétés du manteau (*Lehning et al.*, 2002a). L'énergie absorbée décroît exponentiellement, uniquement en fonction de la masse volumique des couches de neige.

Dans ces exemples, mais également pour la plupart des modèles détaillés, le rayonnement incident est séparé en un nombre très limité de bandes spectrales. Les propriétés optiques de la neige varient pourtant fortement en fonction de la longueur d'onde et *Brandt and Warren* (1993) ont mis en évidence l'importance de travailler à fine résolution spectrale. Les modèles les plus récents ont ainsi une résolution spectrale d'environ 200 nm (*Flanner et al.*, 2007; *Aoki et al.*, 2011).

Simuler l'évolution du manteau neigeux nécessite finalement de représenter correctement le processus d'absorption en profondeur du rayonnement solaire et son impact sur l'évolution des propriétés du manteau. Les rétroactions entre le manteau et l'atmosphère peuvent ensuite être simulées et entretenues lorsque ces modèles de neige sont couplés à des modèles régionaux du climat (*e.g. Gallée et al.*, 2001; *Lenaerts et al.*, 2012) ou de circulation générale (*e.g. Brun et al.*, 1997). Très peu de simulations ont été consacrées à l'évolution interne du manteau neigeux sur le Plateau Antarctique. Seuls *Dang et al.* (1997) et *Groot Zwaafink et al.* (2013) ont comparé en détail les propriétés physiques simulées par leurs modèles avec des profils observés, mettant en avant l'importance d'avoir suffisamment d'observations *in situ* pour évaluer les simulations.

Objectifs de la thèse et organisation du manuscrit

L'objectif de cette thèse est de **simuler les caractéristiques spatio-temporelles des propriétés physiques de la neige proche de la surface à Dôme C**, en se focalisant sur la représentation de l'absorption du rayonnement solaire dans la neige et le métamorphisme.

Les travaux présentés reposent très fortement sur des mesures *in situ* visant à mettre en évidence les processus physiques qui contrôlent l'évolution de la neige proche de la surface sur le Plateau Antarctique, et à valider des simulations numériques d'évolution du manteau neigeux.

La plupart de ces mesures ont été effectuées aux alentours de la station scientifique franco-italienne Concordia (75.1°S, 123.3°E, 3230 m), située à proximité de Dôme C, au milieu du Plateau Antarctique (Fig. 1.2). Avec une température moyenne annuelle de -54.5°C (Augustin *et al.*, 2004), une accumulation annuelle d'environ 10 cm de neige (Frezzotti *et al.*, 2004), et une atmosphère très sèche (souvent moins d'un millimètre d'eau précipitable, Tremblin *et al.*, 2011), Dôme C est caractéristique du Plateau Antarctique. Du fait de sa situation au sommet d'un dôme, les vents y sont particulièrement faibles (moyenne annuelle d'environ 3 m s^{-1} à 2 m , Aristidi *et al.*, 2005). Ces dernières années, de nombreuses missions ont été dédiées à l'étude de la neige à Dôme C et ont permis d'installer des instruments de mesure autour de la station (Brucker *et al.*, 2011; Champollion, 2013; Picard *et al.*, 2014). Au cours de l'été 2012–2013, j'ai passé deux mois sur place afin de réaliser des mesures manuelles des propriétés physiques de la neige et du rayonnement, et de contribuer à l'entretien et à l'installation d'instruments. Une grande partie des données collectées durant cette campagne de mesures sont présentées et analysées dans ce manuscrit (Fig. 1.4).

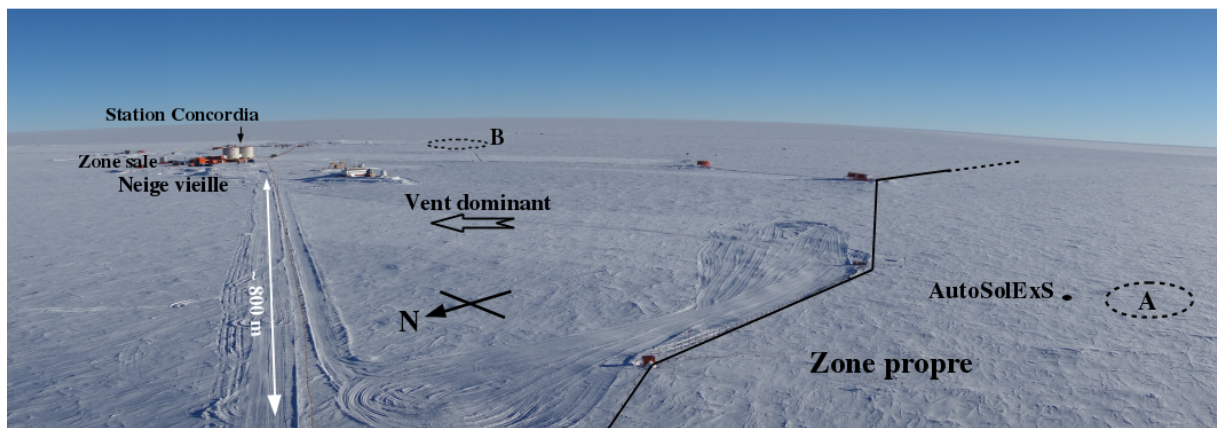


FIGURE 1.4 – Vue des environs de la station Concordia depuis le sommet de la tour américaine. L'emplacement des principaux sites de mesure est indiqué.

Pour simuler l'évolution des propriétés physiques du manteau, ces travaux s'appuient sur le modèle de manteau neigeux détaillé Crocus (Brun *et al.*, 1989, 1992; Vionnet *et al.*, 2012). Au vu

de l'importance de la représentation de l'absorption du rayonnement solaire dans le manteau, un modèle de transfert radiatif permettant de simuler ce processus de manière plus physique que la paramétrisation semi-empirique originale a été développé et implémenté dans Crocus. Des mesures optiques réalisées dans les Alpes et à Dôme C ont permis d'étalonner et de valider ce modèle. Le couplage fondamental entre la pénétration du rayonnement solaire, les propriétés thermiques du manteau et son métamorphisme est ensuite étudié en détail à l'aide d'un modèle analytique de la diffusion de la chaleur dans la neige et de simulations Crocus, ce qui permet de mettre en évidence l'impact des propriétés physiques du manteau sur les profils de température. Enfin, la variabilité spatio-temporelle des propriétés de la neige de surface à Dôme C est simulée avec Crocus. Pour cela le modèle est d'abord adapté aux conditions météorologiques locales, puis évalué au regard des mesures collectées à Dôme C. L'analyse combinée des mesures et des simulations permet de mettre en évidence les caractéristiques météorologiques déterminantes pour l'évolution du manteau.

Ce manuscrit explore les relations qui existent entre propriétés physiques de la neige, absorption du rayonnement solaire, métamorphisme et conditions météorologiques selon le plan suivant :

- Les principaux outils et méthodes utilisés pour cette thèse sont introduits au **Chapitre 2**. Le modèle du manteau neigeux Crocus et le modèle de transfert radiatif TARTES, permettant une meilleure représentation de l'absorption du rayonnement dans Crocus, sont ainsi présentés. Les principales grandeurs physiques de la neige étudiées sont aussi mises en avant.
- Une attention particulière est portée à la prise en compte de la forme des grains de neige dans les modèles optiques au **Chapitre 3**. L'influence de la forme des grains de neige sur la profondeur de pénétration du rayonnement est mise en valeur. Une méthode de détermination de la forme des grains de neige basée sur des simulations TARTES et des mesures optiques est également proposée.
- L'influence des propriétés optiques du manteau neigeux sur son régime thermique et son métamorphisme est étudiée au **Chapitre 4**, avec une attention particulière portée à l'impact de la mise en place de TARTES dans Crocus.
- Le modèle Crocus, une fois adapté aux conditions du Plateau Antarctique et pourvu du nouveau schéma radiatif TARTES, est utilisé au **Chapitre 5** pour simuler l'évolution temporelle des propriétés physiques de la neige à Dôme C. Ces simulations sont évaluées au regard d'une grande quantité de mesures optiques et physiques collectées sur le terrain.
- La variabilité spatiale à petite échelle des propriétés de la neige, caractéristique du Plateau Antarctique, est étudiée au **Chapitre 6**. Pour cela, Crocus est combiné à un modèle stochastique permettant de prendre en compte le transport de neige par le vent. Ce modèle est évalué au regard de mesures de la variabilité spatiale de l'accumulation annuelle et des propriétés physiques de la neige proche de la surface.

CHAPITRE 2

OUTILS ET MÉTHODES

Sommaire

2.1	Introduction	23
2.2	La neige	24
2.2.1	Propriétés physiques	24
2.2.1.1	Masse volumique	24
2.2.1.2	Surface spécifique	25
2.2.1.3	Conductivité thermique apparente	27
2.2.2	Propriétés optiques	28
2.2.2.1	Indice de réfraction de la glace	28
2.2.2.2	Albédo	29
2.2.2.3	Profondeur de pénétration du rayonnement	32
2.2.2.4	Transmittance	33
2.2.3	Transformations	34
2.2.3.1	Métamorphisme de la neige sèche	34
2.2.3.2	Effets du vent	35
2.3	Le modèle de manteau neigeux détaillé Crocus	36
2.4	Modélisation de l'absorption d'énergie solaire dans le manteau neigeux	39
2.4.1	Schéma radiatif de Crocus	39
2.4.2	Le modèle de transfert radiatif TARTES	40
2.4.2.1	Équation du transfert radiatif	41
2.4.2.2	Détermination des paramètres de diffusion simple	46
2.4.2.3	Implémentation dans Crocus	51
2.4.3	Autres méthodes	52
2.4.3.1	Théorie ART	52
2.4.3.2	Méthode des ordonnées discrètes	53

2.1 Introduction

Les grandeurs physiques et les outils qui sont mentionnés fréquemment au cours du manuscrit sont introduits dans ce chapitre. Deux propriétés physiques essentielles de la neige évoquées à de nombreuses occasions dans ces travaux, sa masse volumique et sa surface spécifique (*Domine et al.*, 2008), ainsi que les méthodes utilisées pour les mesurer, sont présentées. Les propriétés optiques du manteau pertinentes pour cette thèse sont également définies. Le modèle détaillé du manteau neigeux Crocus (*Brun et al.*, 1989, 1992; *Vionnet et al.*, 2012), utilisé aux chapitres 4, 5 et 6 pour simuler l'évolution des propriétés physiques de la neige, est ensuite décrit. Enfin le modèle de transfert radiatif TARTES (*Libois et al.*, 2013), développé durant cette thèse pour représenter de manière physique les propriétés optiques du manteau dans Crocus, est introduit. Ce modèle calcule l'albédo spectral et le profil vertical d'absorption d'énergie d'un manteau stratifié dont les propriétés physiques sont connues, et a pour spécificité de prendre en compte simplement la forme des grains de neige. Ce modèle permet de mettre en évidence l'influence des propriétés physiques de la neige et des caractéristiques du rayonnement incident sur ses propriétés optiques.

2.2 La neige

La neige est un matériau poreux constitué de glace et d'air, résultant du dépôt de cristaux de glace formés dans l'atmosphère (*Libbrecht, 2005*), généralement autour de noyaux de nucléation (*Kumai, 1976*). Les caractéristiques géométriques de ces cristaux dépendent de la température et de la sursaturation en vapeur d'eau auxquelles ils se sont formés (*Lamb and Hobbs, 1971; Beckmann et al., 1983*).

Sur le Plateau Antarctique, on observe principalement trois types de cristaux dans l'atmosphère : du *diamond dust*, des précipitations neigeuses et de la neige soufflée (*Walden et al., 2003*). Le *diamond dust*, très fréquent à Pôle Sud, correspond à des cristaux de quelques dizaines de microns pouvant se former par conditions de ciel clair, lorsqu'une masse d'air proche de la surface devient suffisamment sursaturée en vapeur d'eau. Les précipitations se forment au contraire en présence de nuages et donnent lieu à des cristaux plus gros, d'environ $100\ \mu\text{m}$. La neige soufflée résulte quant à elle de l'érosion et de la mise en suspension de neige déjà déposée. Elle est constituée de grains arrondis de taille similaire au *diamond dust* (*Grenfell et al., 1994*). Il est parfois difficile de distinguer visuellement les contributions de chaque type de cristaux lors d'événements de précipitations (*Kuhn et al., 1977*).

Une fois déposés, ces cristaux se transforment en quelques jours sous l'effet du métamorphisme (*Colbeck, 1982*) et leurs caractéristiques géométriques initiales ne sont rapidement plus observables. Le manteau neigeux ainsi constitué est l'objet d'étude de ces travaux de thèse. Après avoir présenté ses propriétés physiques et optiques pertinentes du point de vue du bilan d'énergie, les transformations qu'il subit en réponse aux conditions météorologiques sont détaillées.

2.2.1 Propriétés physiques de la neige

Ces travaux se focalisent sur les propriétés physiques de la neige sur le premier mètre du manteau, là où les interactions avec l'atmosphère et le rayonnement solaire ont lieu. Les instruments de mesure et les protocoles expérimentaux ont ainsi été choisis pour répondre à cet objectif. Trois grandeurs physiques essentielles du manteau, qui caractérisent sa microstructure complexe, sont définies ci-après : sa masse volumique, sa surface spécifique et sa conductivité thermique effective (*Domine et al., 2008*). Les deux premières sont mesurées aux Chapitres 3 et 5 et la dernière est mentionnée au Chapitre 4.

2.2.1.1 Masse volumique

La masse volumique de la neige sèche (notée ρ dans ce manuscrit et exprimée en kg m^{-3}) correspond à la masse de glace par unité de volume de neige¹, la masse volumique de la glace pure, ρ_{ice} , valant $917\ \text{kg m}^{-3}$ à 0°C . La masse volumique du manteau impacte en particulier ses propriétés thermiques (*Sturm et al., 1997*) et sa cohésion (*Gallée et al., 2001*). La masse volumique

1. On néglige ici la masse de l'air par rapport à celle de la glace.

initiale de la neige dépend essentiellement de la température, de l'humidité et de la vitesse du vent au moment de son dépôt (*Pahaut, 1976; Liston et al., 2007*). Elle vaut environ 100 kg m^{-3} à Dôme C en conditions de vent faible (*Groot Zwaaftink et al., 2013*). De la neige plus ancienne qui a été travaillée par le vent peut atteindre une masse volumique de 500 kg m^{-3} (*Albert et al., 2004*).

Les mesures de masse volumique utilisées pour ces travaux de thèse ont été effectuées en prélevant un volume connu de neige dans le manteau neigeux puis en pesant la neige prélevée (*e.g. Conger and McClung, 2009*). Pour cela, des pelles à masse volumique parallélépipédiques, triangulaires, et des cylindres, d'un volume de 100 à 250 cm^3 , ont été utilisés (Fig. 2.1), la résolution verticale des mesures variant de 2.5 à 5 cm selon le matériel utilisé. La pesée a été réalisée à l'aide d'une balance de précision ou à l'aide d'un peson. L'incertitude sur la mesure de masse volumique est généralement liée à la difficulté de connaître précisément le volume de neige prélevé. En effet, sa masse est estimée avec une précision de l'ordre de 0.1 g , mais il est difficile de remplir complètement le volume du préleveur sans modifier la masse volumique de la neige. Par conséquent, l'incertitude sur la mesure de masse volumique vaut environ 15 kg m^{-3} (*Conger and McClung, 2009*).



FIGURE 2.1 – Mesure de masse volumique effectuée à Dôme C durant la campagne de mesures 2012 – 2013, avec une pelle parallélépipédique de 250 cm^3 , et à une résolution verticale de 2.5 cm .

2.2.1.2 Surface spécifique

La surface spécifique (notée SSA dans ce manuscrit pour *specific surface area*, et exprimée en $\text{m}^2 \text{ kg}^{-1}$) d'un échantillon de neige - ou d'un grain de neige - est définie comme le rapport entre la surface totale des interfaces air/glace et sa masse. La SSA est une grandeur déterminante pour les propriétés optiques de la neige (*Grenfell and Warren, 1999*) car les interfaces contribuent à diffuser la lumière tandis que la masse est le paramètre pertinent pour l'absorption. Le ratio de ces deux quantités quantifie donc en partie les contributions respectives de chacun des processus. A

Dôme C, la SSA varie de plus de $50 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ en surface pour de la neige récente, à $15 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ plus en profondeur pour de la neige plus ancienne (*Gallet et al.*, 2011). A Pôle Sud, *Walden et al.* (2003) ont déterminé à partir de photographies de *diamond dust* des SSA supérieures à $200 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$.

Lorsque la neige est représentée comme un ensemble de grains géométriques comme c'est souvent le cas dans les modèles optiques (sphères (*Wiscombe and Warren*, 1980), cylindres circulaires droits (*Grenfell and Warren*, 1999) ou hexagonaux (*Kuipers Munneke et al.*, 2008)...), la SSA de la neige est égale à celle des grains qui la constituent, et dépend de leur taille. Plus les grains géométriques sont petits, plus la SSA est élevée. En particulier, le rayon optique r_{opt} est le rayon qu'aurait une sphère de même SSA que la neige (*Warren*, 1982; *Grenfell et al.*, 1994) et s'exprime ainsi :

$$r_{\text{opt}} = \frac{3}{\rho_{\text{ice}} \text{SSA}}. \quad (2.1)$$

Les valeurs de SSA présentées dans ce manuscrit ont été obtenues à partir de méthodes optiques basées sur la dépendance de la réflectance de la neige à la taille des grains qui la constituent (*Bohren and Barkstrom*, 1974), et pouvant être facilement utilisées sur le terrain. Nous avons utilisé essentiellement les instrument ASSSAP (Alpine Snow Specific Surface Area Profiler, version légère du profileur POSSSUM, *Arnaud et al.*, 2011) et DUFISSS (DUal Frequency Integrating Sphere for Snow SSA measurement, *Gallet et al.*, 2009).

ASSSAP mesure la réflectance de la neige dans un trou vertical de 12 cm de diamètre préalablement creusé avec un carottier. L'instrument glisse le long d'un rail (Fig. 2.2) et une fenêtre latérale permet d'éclairer la neige avec une diode laser à 1310 nm et de mesurer l'intensité réfléchie à l'aide de six autres photodiodes étalonnées régulièrement à l'aide de standard de réflectance. La réflectance hémisphérique en est déduite avec une précision de 6%, en tenant compte du facteur d'anisotropie de la neige (*Dumont et al.*, 2010) et après avoir estimé la distance entre la neige et la diode laser à l'aide d'une autre mesure de réflectance à 810 nm. La profondeur est mesurée avec une précision de 1 mm à l'aide d'une roue codeuse et les acquisitions se font tous les dixièmes de seconde, ce qui permet d'atteindre une résolution verticale d'environ 1 cm. De tels profils de réflectance seront utilisés au Chapitre 3. La réflectance α_{1310} est ensuite convertie en SSA d'après les relations de *Kokhanovsky and Zege* (2004) :

$$\text{SSA} = \frac{486b^2\gamma_{1310}}{49\rho_{\text{ice}} \ln(\alpha_{1310})}, \quad (2.2)$$

où γ_{1310} est le coefficient d'absorption de la glace à 1310 nm et $b = 4.53$ est un facteur de forme. Au final, la SSA est évaluée avec une précision de l'ordre de 10%. La réalisation d'un profil prend environ 1 min ce qui permet de réaliser un grand nombre de profils en un temps raisonnable et limite l'évolution de la neige au cours de la mesure. Les profils verticaux de SSA ainsi obtenus sont analysés aux Chapitres 5 et 6.

DUFISSS mesure la réflectance hémisphérique à 1310 nm d'un échantillon de neige prélevé dans un puits, avec une précision de 2%. Une diode laser éclaire l'échantillon et une sphère intégrante permet de collecter l'intégralité du rayonnement réfléchi. La SSA est ensuite estimée avec une

précision de 12% à l'aide d'une formule empirique. La réalisation d'un profil de 50 cm prend environ 10 min.

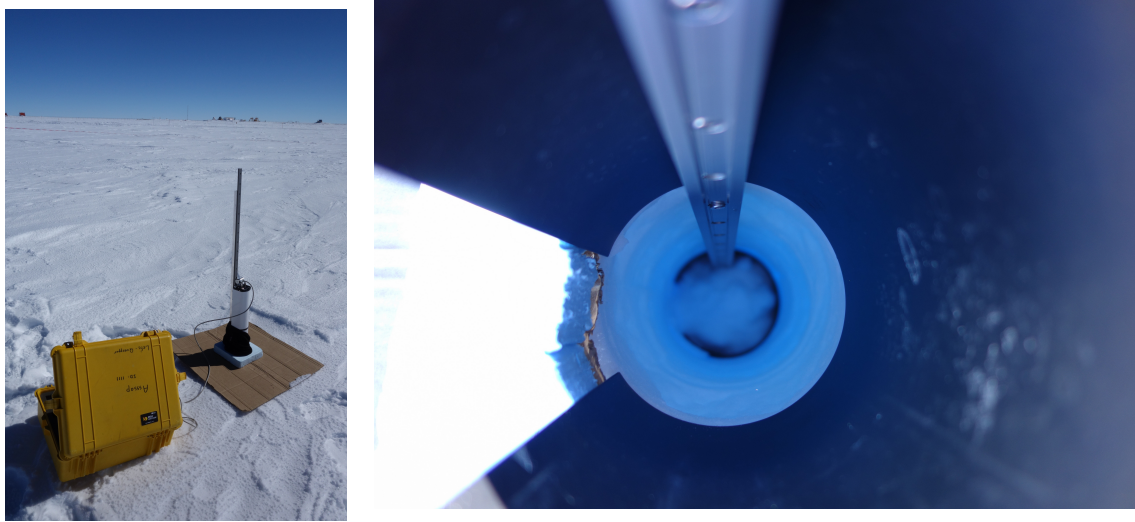


FIGURE 2.2 – Utilisation d'ASSSAP à Dôme C. (gauche) Ensemble du dispositif expérimental. (droite) Rail le long duquel l'instrument se déplace pour mesurer le profil vertical de réflectance.

La SSA d'un échantillon de neige peut également être déterminée par adsorption de méthane (*Dominé et al.*, 2001) ou à partir d'images 3D obtenues par tomographie aux rayons X (*Kerbrat et al.*, 2008; *Haussener et al.*, 2012). Ces différentes méthodes ont fait l'objet d'une intercomparaison dans le cadre du *Snow grain Size Meeting*² qui s'est tenu à Grenoble en Avril 2013 et à Davos en Avril 2014, et auquel j'ai participé. Cette intercomparaison semble montrer que les précisions d'ASSSAP et DUFISSS sur la mesure de SSA sont moindres que celles données ci-dessus.

2.2.1.3 Conductivité thermique apparente

La conductivité thermique apparente de la neige (notée k_s dans ce manuscrit et exprimée en $\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$) quantifie sa capacité à conduire la chaleur lorsqu'elle est soumise à un gradient de température (*Domine et al.*, 2008). Cette conduction apparente se fait par conduction de la chaleur au sein de la matrice de glace et de l'air interstitiel, mais également par diffusion et convection de vapeur d'eau dans l'air interstitiel (*Yen*, 1981; *Colbeck*, 1993a). La conductivité thermique de la neige contrôle la diffusion de la chaleur au sein du manteau et son bilan d'énergie (*Lange*, 1985; *Brandt and Warren*, 1993; *Town et al.*, 2008). Elle dépend très fortement de la masse volumique de la neige et de nombreuses relations ont été proposées pour relier les deux quantités (*e.g.* *Calonne et al.*, 2011). La loi de Yen (*Yen*, 1981) sera utilisée par la suite :

$$k_s = 2.22 \left(\frac{\rho}{1000} \right)^{1.885}. \quad (2.3)$$

2. <http://snowgrain2013.sciencesconf.org>.

C'est ainsi le caractère poreux de la neige qui lui confère ses propriétés isolantes (*Sturm et al.*, 1997). La conductivité thermique de la neige peut être déterminée expérimentalement à l'aide de sondes à conductivité (*Sturm et al.*, 1997). Il est aussi possible de l'estimer numériquement à partir d'une image 3D d'un échantillon de neige (*e.g. Kaempfer et al.*, 2005; *Calonne et al.*, 2011).

2.2.2 Propriétés optiques de la neige

Ces travaux de thèse visent à mieux représenter l'absorption du rayonnement solaire dans les modèles d'évolution du manteau neigeux, *i.e.* les propriétés optiques du manteau. Ceci nécessite d'estimer quelle quantité d'énergie est absorbée, mais également à quelle profondeur. Après avoir présenté les caractéristiques optiques de la glace, dont celles de la neige dépendent fondamentalement, on définit l'albédo de la neige, la profondeur de pénétration du rayonnement, et la transmittance, trois quantités qui sont étudiées en détail aux Chapitres 3, 4 et 5.

2.2.2.1 Indice de réfraction de la glace

La propagation de la lumière dans la glace est régie par son indice de réfraction (*Warren et al.*, 2006). Cet indice est un nombre complexe dont la partie réelle indique la vitesse à laquelle le rayonnement se propage, et la partie imaginaire quantifie son absorption dans la glace. Il dépend de la longueur d'onde et on le note $m_\lambda = n_\lambda - i\chi_\lambda$ (*Warren and Brandt*, 2008). Tandis que l'indice réel est relativement constant sur la gamme du spectre solaire (200 – 2500 nm), l'indice imaginaire varie de 8 ordres de grandeur sur cette gamme (Fig. 2.3). La glace est en effet transparente dans le visible (de la lumière bleue à 500 nm peut ainsi traverser plusieurs dizaines de mètres de glace pure) mais presque opaque dans le proche infrarouge (une couche de seulement 1 mm suffit à absorber tout le rayonnement à 2000 nm).

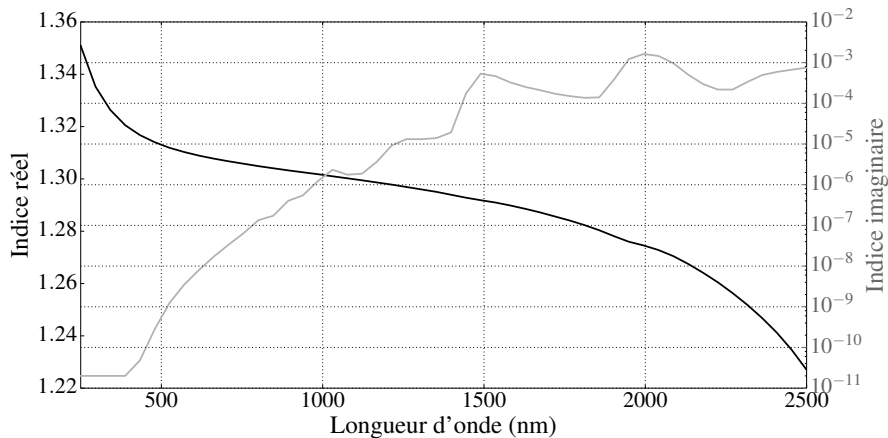


FIGURE 2.3 – Indices de réfraction réel (noir) et imaginaire (gris) de la glace (tiré de *Warren and Brandt*, 2008).

2.2.2.2 Albédo

L'**albédo spectral** du manteau α_λ est défini comme le rapport entre l'énergie solaire réfléchie par la neige $F_\lambda^\uparrow$ et l'énergie incidente $F_\lambda^\downarrow$ à la longueur d'onde λ (*Grenfell et al.*, 1994), appelée irradiance (en $\text{W m}^{-2} \mu\text{m}^{-1}$). La Figure 2.4 montre une courbe d'albédo spectral mesurée à Dôme C avec le spectrophotomètre SVC® HR1024 (Annexe D). L'albédo de la neige est supérieur à 0.9 dans le visible et reste supérieur à 0.5 jusqu'à environ 1400 nm. Au-delà il ne dépasse pas 0.3. Comme l'indique la courbe de l'indice imaginaire de la glace, l'albédo est plus faible dans les régions du spectre où la glace est absorbante.

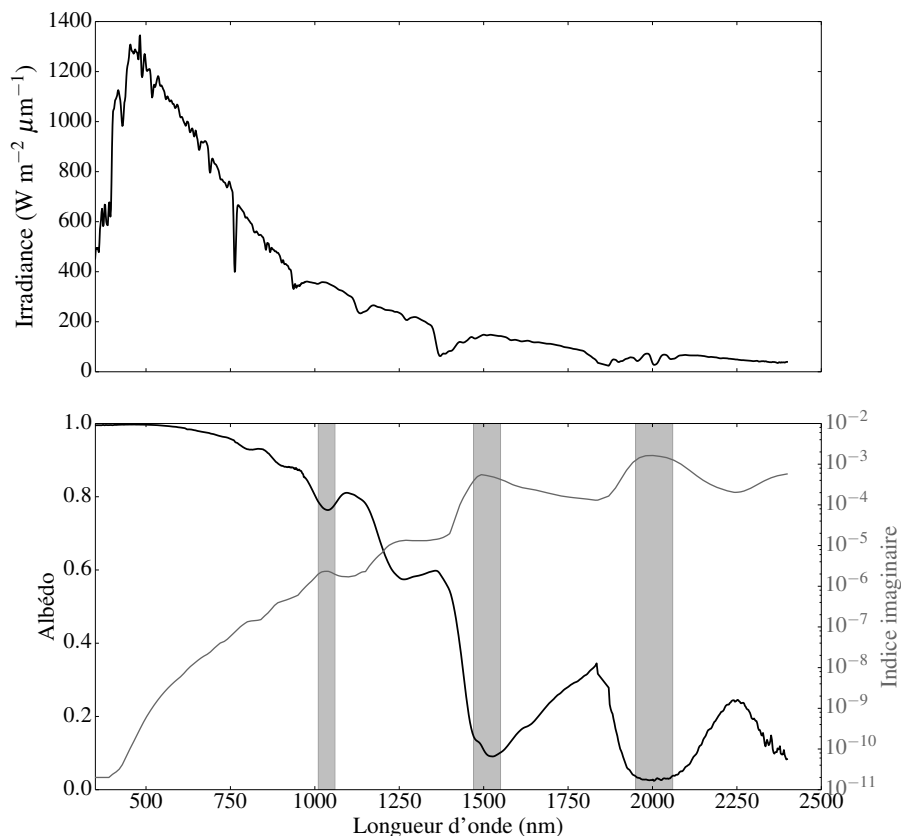


FIGURE 2.4 – Irradiance incidente (haut) et albédo spectral (bas) mesurés à Dôme C le 20 Décembre 2012 à 14h30 heure locale en conditions de ciel clair. L'indice imaginaire de la glace est également montré et les bandes sombres mettent en évidence les bandes d'absorption de la glace, qui correspondent aussi aux minima d'albédo.

L'albédo dépend de l'angle avec lequel le rayonnement impacte la surface (*Choudhury*, 1981). L'angle solaire zénithal (ASZ, noté θ sur la Fig.2.5) décrit la hauteur angulaire à laquelle le soleil se trouve dans le ciel (à Dôme C, il est minimum le 22 décembre à midi lorsque le soleil est au plus haut et vaut alors 52°). Pour modéliser l'albédo il faut donc connaître les caractéristiques géométriques du rayonnement incident. Dans ces travaux, ce dernier est séparé en une composante directe provenant de la direction θ et une composante diffuse supposée isotrope (Sect. 2.4.2.3).

Déterminer l'albédo spectral nécessite donc d'estimer l'**albédo direct** $\alpha_\lambda(\theta)$ et l'**albédo diffus** $\alpha_{\lambda,\text{diff}}$.

L'**albédo large-bande** α est défini comme le rapport entre l'énergie solaire totale réfléchie par la neige $F^\uparrow$ et l'énergie incidente totale $F^\downarrow$. C'est la quantité la plus souvent utilisée pour décrire le bilan d'énergie de surface de la neige (*e.g. van den Broeke, 2004*). Il dépend ainsi des caractéristiques spectrales du rayonnement incident et de l'albédo spectral de la neige et n'est donc pas une grandeur intrinsèque de la neige :

$$\alpha = \frac{\int_{\lambda} \alpha_{\lambda'} F_{\lambda'}^\downarrow d\lambda'}{\int_{\lambda} F_{\lambda'}^\downarrow d\lambda'}, \quad (2.4)$$

où l'intégration couvre tout le spectre solaire.

L'albédo large-bande dépend des caractéristiques de la neige et du rayonnement, ce qu'il faudra veiller à prendre en compte. Les dépendances bien connues de l'albédo sont résumées ci-dessous.

L'albédo augmente lorsque l'**angle solaire zénithal** augmente (*Carroll and Fitch, 1981*), *i.e.* lorsque le soleil est bas sur l'horizon. Ceci explique en grande partie les variations journalières (*Pirazzini, 2004*) et saisonnières (*Kuipers Munneke et al., 2008; Wang and Zender, 2011*) d'albédo observées sur le Plateau Antarctique.

Comme l'eau liquide et la glace ont des indices optiques très similaires, les **nuages** filtrent le rayonnement solaire de sorte que le rayonnement incident à la surface ne contient plus les longueurs d'onde fortement absorbées, quel que soit l'état des particules qui les composent. La présence de nuages tend ainsi à augmenter l'albédo (*Wang and Zender, 2011; Abermann et al., 2014*), mais comme les nuages diffusent le rayonnement, cela conduit aussi à modifier l'ASZ apparent. À Dôme C, ce second effet tend à diminuer l'ASZ et donc à diminuer l'albédo car le rayonnement diffus est équivalent à un rayonnement direct à 50° (*Wiscombe and Warren, 1980; Carmagnola et al., 2013*). Plus généralement, tout changement dans la répartition spectrale du rayonnement incident conduit à un changement de l'albédo de la neige.

L'albédo augmente avec la **SSA** de la neige (*Bohren and Barkstrom, 1974; Wiscombe and Warren, 1980*), ce qui explique l'augmentation d'albédo observée sur le Plateau Antarctique à la suite d'événements de précipitation ou de vent (*Kuhn et al., 1977; Grenfell et al., 1994*). Cette dépendance permet aussi d'estimer la SSA par méthode optique (Sect. 2.2.1.2), que cela soit *in situ* (*Matzl and Schneebeli, 2006; Gallet et al., 2009; Arnaud et al., 2011*) ou par satellite (*Scambos et al., 2007; Jin et al., 2008; Negi and Kokhanovsky, 2011*).

La neige antarctique contient des **impuretés** susceptibles d'absorber le rayonnement (*Domine et al., 2008; France et al., 2011a*) : poussières minérales, carbone suie (Black Carbon, noté BC dorénavant), molécules organiques... Ces impuretés contribuent à diminuer l'albédo dans l'UV et

le visible, où une fraction de BC de l'ordre du $\mu\text{g g}^{-1}$ a un effet significatif sur l'albédo spectral dans cette région (*Warren and Wiscombe*, 1980). Les concentrations rencontrées à Dôme C, de l'ordre de quelques ng g^{-1} (*Warren et al.*, 2006), ne sont cependant pas suffisantes pour modifier notablement l'albédo (*Warren*, 2012). Elles impactent en revanche la profondeur de pénétration du rayonnement (*Zatko et al.*, 2013, Sect. 2.2.2.3).

La forme des grains détermine comment la lumière interagit avec la neige à l'échelle du grain, ce qui impacte l'albédo (*Picard et al.*, 2009). Elle doit donc être prise en compte pour simuler l'albédo, ce qui sera fait à la Section 2.9. Le Chapitre 3 est dédié à l'étude détaillée de l'impact de la forme des grains sur les propriétés optiques du manteau.

La rugosité de la surface influence l'albédo car elle modifie l'ASZ apparent (*Hudson et al.*, 2006) et peut produire des zones d'ombre à la surface (*Leroux and Fily*, 1998). Ceci explique en partie l'asymétrie du cycle journalier d'albédo observée sur le Plateau Antarctique dans les régions où les sastrugi³ sont nombreux (*McGuffie and Henderson-Sellers*, 1985; *Wang and Zender*, 2011). Par la suite, la rugosité de surface n'est pas prise en compte car elle est assez peu marquée à Dôme C et son impact sur les propriétés optiques est difficile à représenter. Elle reste par ailleurs trop complexe à modéliser pour les applications visées.

De manière générale ce sont les propriétés de la neige proche de la surface qui déterminent en majeure partie l'albédo de la neige. Ceci est d'autant plus vrai pour les longueurs d'onde où la neige est absorbante et lorsque le soleil est rasant. Il est donc primordial de simuler correctement l'évolution des propriétés physiques de la neige sur les premiers centimètres du manteau pour simuler correctement l'albédo.

Des mesures d'albédo spectral réalisées *in situ* sont utilisées au Chapitre 5. L'albédo peut aussi être évalué à grande échelle spatiale à partir de mesures satellite de la **réflectance bidirectionnelle** $R_\lambda(\theta', \phi', \theta, \phi)$ de la neige, comme c'est le cas avec l'instrument Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer (MODIS) (*e.g. Scambos et al.*, 2007). Cette quantité définit la répartition angulaire de la lumière réfléchiée par une surface lorsque celle-ci est éclairée depuis la direction (θ, ϕ) (Fig. 2.5). L'albédo spectral s'exprime alors de la manière suivante :

$$\alpha_\lambda(\theta) = \frac{1}{2\pi} \int_{\phi'=0}^{2\pi} \int_{\theta'=0}^{\pi/2} R_\lambda(\theta', \phi', \theta, \phi) \cos \theta' \sin \theta' d\theta' d\phi'. \quad (2.5)$$

3. Les sastrugi sont des reliefs de surface de quelques dizaines de centimètres de haut et de quelques mètres de long, résultant du travail mécanique du vent sur le manteau (*Gow*, 1965).

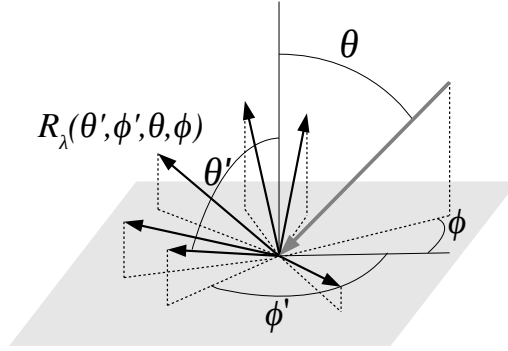


FIGURE 2.5 – Schéma illustratif de la réflectance bidirectionnelle.

2.2.2.3 Profondeur de pénétration du rayonnement

Au sein d'un manteau homogène et à partir de quelques cm de profondeur, l'irradiance F_λ décroît exponentiellement avec la profondeur⁴ (*Bohren and Barkstrom*, 1974; *Warren*, 1982). La profondeur de pénétration (parfois notée PdP dans ce manuscrit) spectrale ℓ_λ est définie ainsi :

$$F_\lambda(z + \Delta z) = F_\lambda(z) e^{-\frac{\Delta z}{\ell_\lambda}} \quad (2.6)$$

$$\ell_\lambda = -\Delta z \ln \left(\frac{F_\lambda(z)}{F_\lambda(z + \Delta z)} \right). \quad (2.7)$$

Comme le profil vertical d'absorption d'énergie solaire dans le manteau dépend de la PdP (*Colbeck*, 1989a), ce processus est déterminant pour le bilan d'énergie du manteau. La PdP dépend fortement de la longueur d'onde (*Meirolld-Mautner and Lehning*, 2004). Pour de la neige pure typique de Dôme C, elle vaut environ 15 cm à 500 nm et 3 cm à 800 nm (Fig. 2.6). Ainsi les plus courtes longueurs d'onde pénètrent beaucoup plus profondément que les autres. Ceci met en évidence l'importance d'avoir une résolution spectrale suffisamment fine pour simuler le profil d'absorption d'énergie (*Brandt and Warren*, 1993).

La PdP spectrale est indépendante des caractéristiques du rayonnement incident. L'étude théorique de *Bohren and Barkstrom* (1974) a montré sa dépendance à la SSA et à la masse volumique sous la forme :

$$\ell_\lambda \propto \frac{1}{\rho \sqrt{\text{SSA}}}, \quad (2.8)$$

ce qui a été confirmé par les expériences de *Sergent et al.* (1987) réalisées en chambre froide. Il est donc nécessaire de simuler correctement les propriétés du manteau sur plusieurs dizaines de centimètres pour simuler l'absorption d'énergie solaire. La PdP est également très sensible à la

4. Dans les premiers centimètres du manteau, l'extinction ne suit pas une loi exponentielle car le rayonnement n'est pas totalement diffus (*Barkstrom*, 1972; *Warren*, 1982).

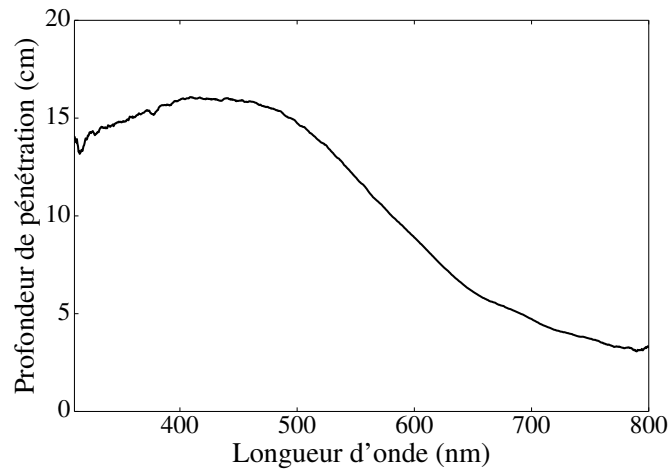


FIGURE 2.6 – Profondeur de pénétration spectrale mesurée à Dôme C avec l'instrument SolExS (Chapitre 3) le 26 décembre 2012.

présence d'impuretés dans l'UV et le visible, même pour les faibles concentrations rencontrées à Dôme C (*Warren et al.*, 2006; *France et al.*, 2011a).

2.2.2.4 Transmittance

Il est important de ne pas confondre la profondeur de pénétration avec la transmittance, confusion parfois observée dans la littérature (*Meirolt-Mautner and Lehning*, 2004; *Warren et al.*, 2006; *Gergely et al.*, 2010). La transmittance d'une couche de neige d'épaisseur L éclairée à sa surface avec une irradiance $F_0(\lambda)$ est la proportion d'énergie transmise à travers cette couche :

$$T(L, \lambda) = F_1(\lambda)/F_0(\lambda), \quad (2.9)$$

où $F_1(\lambda)$ est l'irradiance qui ressort de la couche. La transmittance diminue avec l'épaisseur et la masse volumique de la couche (*Beaglehole et al.*, 1998; *Kokhanovsky and Rozanov*, 2003; *Perovich*, 2007). Elle diminue également avec la SSA de la neige, et en présence d'impuretés (Fig 2.7). Des mesures de transmittance sont analysées au Chapitre 3.

Bien que leurs définitions puissent sembler similaires, la transmittance et la profondeur de pénétration du rayonnement sont des grandeurs fondamentalement différentes. En effet, la transmittance à travers une couche de 5 cm de neige propre vaut environ 0.05 (Fig. 2.7), alors que l'irradiance à 5 cm de profondeur à l'intérieur d'un manteau épais (> 50 cm) est proche de celle mesurée en surface pour de la lumière visible⁵. Ceci est dû à la diffusion multiple des photons. Dans le cas d'un manteau épais, les photons mesurés à 5 cm de profondeur proviennent quasiment autant du bas que du haut. Du fait des réflexions multiples qu'ils subissent, le flux de photons

5. A l'extrême, pour un matériau diffuseur non-absorbant, la profondeur de pénétration tend vers l'infini. Pourtant, pour ce même matériau la transmission à travers une couche de quelques cm ne vaut que quelques % (*Kokhanovsky and Rozanov*, 2003).

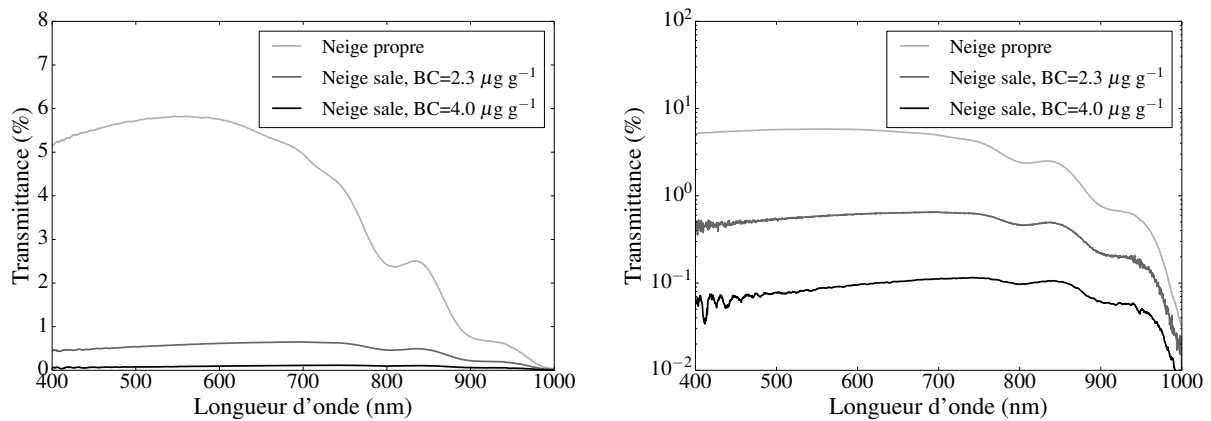


FIGURE 2.7 – Transmittance spectrale d’une couche de neige de 4.6 cm d’épaisseur (échelles linéaire et logarithmique) mesurée en chambre froide pour différents contenus en BC (le BC utilisé est du MONARCH®120).

est grand, bien qu’il n’y ait que peu de photons. Si très peu de photons atteignent plus de 5 cm de profondeur, les rares qui y parviennent y sont en quelque sorte irrémédiablement piégés et contribuent ainsi à un flux de photons conséquent.

2.2.3 Transformations de la neige

Ces travaux de thèse visent à modéliser l’évolution des propriétés physiques du manteau neigeux à Dôme C en réponse aux conditions météorologiques et sous l’effet de processus internes au manteau, comme ceux décrits ci-dessous.

2.2.3.1 Métamorphisme de la neige sèche

On appelle métamorphisme les changements de la microstructure de la neige résultant des transferts de vapeur d’eau à l’intérieur du manteau neigeux (*Colbeck, 1982*). Il existe deux types de métamorphisme : le métamorphisme isotherme et le métamorphisme de gradient (*Domine et al., 2008*). Dans le premier cas, les différences de rayons de courbure des interfaces air/glace au sein de la neige sont à l’origine de gradients de pression de vapeur saturante qui donnent lieu à un transport de vapeur des zones de fort rayon de courbure à celles de faible rayon de courbure (*Colbeck, 1980*). Ceci conduit généralement à un arrondissement des grains et à leur grossissement, si bien que la SSA diminue avec le temps (*Legagneux et al., 2003; Legagneux, 2004*). Cette forme de métamorphisme dépend essentiellement de la température du manteau.

Dans le second cas, le gradient imposé au manteau par son environnement est plus fort que les gradients internes liés aux différences de rayons de courbure et contrôle ainsi les flux de vapeur (*Colbeck, 1983*). Le taux de métamorphisme dépend alors de la température de la neige, de sa masse volumique, et du gradient de température (*Flanner and Zender, 2006*).

Généralement, le métamorphisme isotherme est prépondérant lorsque la SSA du manteau est

élevée mais devient négligeable ensuite (*Colbeck, 1983*). Sur le Plateau Antarctique, les gradients de température proche de la surface sont en été très élevés (*Town et al., 2008*), et peuvent dépasser 100 K m^{-1} (*Colbeck, 1989a*). Ceci est dû en partie à la pénétration du rayonnement solaire (*Alley et al., 1990*). C'est donc le métamorphisme de gradient qui domine le métamorphisme (*Albert et al., 2004*), ce qui souligne l'importance de simuler correctement les profils de température et de masse volumique pour simuler correctement l'évolution du manteau neigeux à Dôme C (Chapitre 4).

Bien que de nombreuses études aient étudié le taux de décroissance de la SSA lié au métamorphisme (*e.g. Marbouty, 1980; Taillandier et al., 2007*), la plupart de ces expériences ont été réalisées à des températures supérieures à -50°C . Elles peuvent *a priori* être appliquées à Dôme C durant l'été, mais ne sont probablement pas appropriées pour estimer l'évolution de la SSA en hiver.

2.2.3.2 Effets du vent

Le vent impacte à la fois la masse volumique et la SSA du manteau neigeux. Lorsqu'il est suffisamment intense pour éroder le manteau (*Li and Pomeroy, 1997*), la neige peut être transportée et redéposée ailleurs (*Lenaerts et al., 2012*). Ce transport induit généralement une augmentation de la SSA car les particules en suspension ont tendance à se briser et à se sublimer (*Kuhn et al., 1977; Domine et al., 2009*). Il entraîne aussi une densification du manteau en surface (*Liston et al., 2007*) car les particules de petite taille qui se déposent peuvent s'insérer dans les pores du manteau. Ainsi la masse volumique augmente généralement avec l'âge de la neige, sauf dans des cas particuliers où la sublimation du manteau neigeux peut conduire à une perte de masse vers l'atmosphère (*Alley et al., 1990; Sturm and Benson, 1997*). Ce processus de compaction de la neige par le vent est primordial pour le Plateau Antarctique où la neige reste exposée longtemps en surface du fait des faibles taux de précipitations (*Brun et al., 1997; Groot Zwaafink et al., 2013*), pouvant conduire à des masses volumiques de surface supérieures à 450 kg m^{-3} (*Albert et al., 2004; Gallet et al., 2011; Picard et al., 2014*). Le transport de neige par le vent est ainsi crucial pour l'évolution des propriétés de la neige. C'est pourquoi il est étudié en détail au Chapitre 6.

Par ailleurs, le vent contribue à modifier la rugosité de surface à l'échelle du mètre mais aussi de plusieurs kilomètres en formant par exemple des sastrugi (*Gow, 1965*) ou des mégadunes (*Frezzotti, 2002; Courville et al., 2007; Scambos et al., 2012*). Cet impact ne sera cependant pas pris en compte explicitement dans les simulations.

2.3 Le modèle de manteau neigeux détaillé Crocus⁷

Afin de simuler les propriétés physiques du manteau à Dôme C, on utilise aux Chapitres 4, 5 et 6 le modèle de manteau neigeux détaillé Crocus (*Brun et al.*, 1989, 1992; *Vionnet et al.*, 2012). Crocus a été développé au Centre d'Études de la Neige (à Grenoble) dans le but de modéliser les propriétés du manteau neigeux et d'estimer ainsi le risque d'avalanche. Depuis, il est utilisé pour une gamme d'applications beaucoup plus large, allant de la modélisation climatique (*Brun et al.*, 1997) à l'hydrologie, de l'optimisation du travail de la neige en station à l'interprétation de mesures satellite (*Fréville et al.*, 2014). Bien qu'il ait été développé pour un usage en milieu alpin, les applications actuelles de Crocus s'étendent aujourd'hui aux régions de tundra (*Brun et al.*, 2013) et aux calottes polaires (*Dumont et al.*, 2014).

Crocus simule l'évolution des propriétés physiques d'un manteau neigeux multi-couches à partir de son état initial et d'un forçage atmosphérique qui doit contenir des informations sur la température de l'air, le vent, l'humidité, et les flux courtes (*SW*) et grandes longueurs d'onde (*LW*) descendants. Les variables pronostiques simulées par Crocus et considérées dans ces travaux sont l'épaisseur des couches, la masse volumique, la SSA, la température et la sphéricité⁸ (*Carmagnola et al.*, 2014). De nombreux processus physiques sont pris en compte dans le modèle (Fig. 2.8) mais seuls sont détaillés ici que ceux qui sont importants à Dôme C.

La SSA de la neige fraîche est fixée à $65 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$. La masse volumique de la neige fraîche dépend quant à elle de la vitesse du vent à 2 m U et de la température de l'air à 2 m T (en °C) (*Pahaut*, 1976) :

$$\rho_{\text{fresh}} = \max \left(50, 109 + 6T + 26 \min(U, \sqrt{U}) \right). \quad (2.10)$$

Dans les conditions météorologiques rencontrées à Dôme C, cette formule conduit toujours à une masse volumique de 50 kg m^{-3} , ce qui est beaucoup plus faible que les valeurs mesurées (*Gallet et al.*, 2011).

La masse volumique d'une couche augmente sous l'effet de son propre poids et de celui des couches supérieures, en fonction de la viscosité de la neige, qui dépend de la température, de la masse volumique et de la SSA de la couche.

La SSA de la neige diminue avec le temps sous l'effet du métamorphisme, en fonction de la température, du gradient de température et de la masse volumique de la neige. *Carmagnola et al.* (2014) détaillent les 3 lois de métamorphisme implémentées dans Crocus : celle basée en partie sur les expériences en chambre froide de *Marbouty* (1980) et implémentée par *Brun et al.* (1992) (C13), les mesures de *Taillandier et al.* (2007) (T07), ainsi que la paramétrisation semi-empirique de *Flanner and Zender* (2006) (F06). Par la suite la paramétrisation T07 n'est pas utilisée car elle n'est pas adaptée à l'étude de manteaux neigeux permanents (*Carmagnola et al.*, 2014).

7. Crocus est également brièvement décrit en anglais au Chapitre 6 (Sect. 6.4).

8. La sphéricité varie entre 0 et 1 et quantifie le caractère anguleux de la neige. Des grains ronds auront une sphéricité proche de 1 tandis que des grains facettés ou du givre de profondeur auront une sphéricité proche de 0.

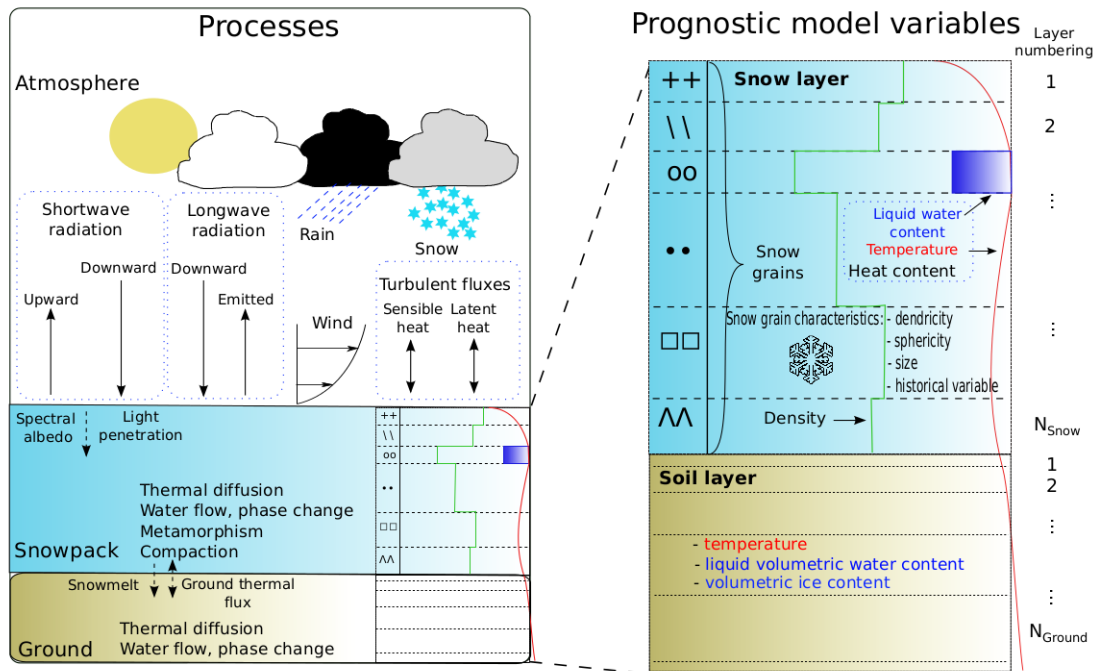


FIGURE 2.8 – Schéma des principaux processus physiques modélisés par Crocus (tiré de *Vionnet et al.*, 2012).

Crocus calcule les flux de chaleur sensible et latente à la surface du manteau en fonction des caractéristiques de l'atmosphère et du manteau. Il simule en particulier la sublimation ou la condensation à la surface du manteau neigeux en fonction du signe du flux de chaleur latente, ce qui conduit à un gain ou une perte de masse du manteau. Le rayonnement *LW* incident est absorbé en surface tandis que le rayonnement *SW* est absorbé en profondeur (Sect. 2.4.1).

Crocus résout également le profil de température à l'intérieur du manteau neigeux. La diffusion de la chaleur dépend de la conductivité thermique apparente de la neige, elle-même déterminée à partir de la masse volumique de la neige d'après la formule de Yen (Eq. 2.3).

Crocus simule aussi l'impact du transport de la neige par le vent sur la masse volumique, la SSA et la sphéricité des couches supérieures du manteau. Pour ce faire, un indice de mobilité (*Guyomarc'h and Mérindol*, 1998) est calculé en fonction des propriétés physiques de la neige et donne une estimation de la cohésion de la neige. Le manteau est ainsi érodé lorsque le vent est suffisamment fort, ce qui entraîne une augmentation $\delta\rho$ de la masse volumique telle que :

$$\frac{\delta\rho}{\rho} = \frac{\rho_{\max} - \rho}{\tau}, \quad (2.11)$$

où $\rho_{\max} = 350 \text{ kg m}^{-3}$ et τ dépend de la profondeur de la couche, de son indice de mobilité et de la vitesse du vent. La SSA et la sphéricité sont également modifiées par l'effet du vent.

Une des caractéristiques de Crocus est sa capacité à gérer dynamiquement la stratification du

manteau neigeux. Le nombre de couches de neige dans Crocus est limité dans ces travaux à 50. Lorsqu'il neige, une nouvelle couche de neige n'est créée que si elle est suffisamment épaisse et si ses propriétés sont différentes de la neige déjà présente en surface. Dans le cas contraire, la masse de précipitation est simplement ajoutée à la couche de surface sans créer de nouvelle couche. Si le manteau numérique contient déjà 50 couches au moment de la chute de neige, des couches internes sont agrégées pour permettre la formation d'une nouvelle couche en surface. De manière générale, Crocus agrège ou divise les couches afin de maintenir un équilibre entre la contrainte numérique sur le nombre de couches et une discrétisation verticale idéale, telle que les couches de surface et celles en contact avec le sol sont suffisamment fines. Ceci permet de résoudre au mieux les profils de température et d'absorption d'énergie solaire dans le manteau. Les couches de surface du profil idéal font 1, 1.25, 1.5 et 3 cm d'épaisseur.

De nombreux processus physiques représentés dans le modèle ont été paramétrés à partir de mesures réalisées dans les Alpes ou en chambre froide, en particulier au Col de Porte (45.17° N, 5.55° E, 1326 m a.s.l.) et au Col du Lac Blanc (45.10° N, 6.10° E, 2700 m a.s.l.). C'est le cas de la dépendance des caractéristiques de la neige fraîche à la température et à la vitesse du vent, des lois de métamorphisme C13 (*Marbouty*, 1980; *Brun et al.*, 1992), de l'impact du vent sur la masse volumique du manteau (*Guyomarc'h and Mérindol*, 1998), de l'absorption du rayonnement (*Sergent et al.*, 1987; *Brun et al.*, 1992) et de la décroissance de l'albédo de la neige avec son âge (*Brun et al.*, 1992).

A Dôme C, le manteau neigeux est permanent, les températures sont très basses et les précipitations très faibles, ce qui est très différent des conditions alpines pour lesquelles Crocus a été développé. Les limites de Crocus pour une utilisation à Dôme C seront présentées en détail au Chapitre 5, et des adaptations seront proposées.

2.4 Modélisation du profil d'absorption de l'énergie solaire dans le manteau neigeux

Flanner and Zender (2005), *Kuipers Munneke et al.* (2009) et *Picard et al.* (2012) ont montré que l'absorption en profondeur du rayonnement solaire dans le manteau neigeux était déterminante pour son bilan thermique et son métamorphisme. *Brandt and Warren* (1993) ont par ailleurs montré l'importance d'avoir une résolution spectrale suffisamment fine pour simuler correctement le profil d'absorption d'énergie solaire. Or le schéma radiatif de Crocus est basé sur des relations semi-empiriques adaptées aux conditions alpines (*Brun et al.*, 1992) issues de travaux théoriques et expérimentaux (*Warren*, 1982; *Sergent et al.*, 1987), et sa résolution spectrale est limitée. **L'objectif est donc d'implémenter dans Crocus un schéma radiatif basé sur des principes physiques qui prennent en compte la distribution spectrale du rayonnement**, afin de simuler au mieux le profil vertical d'absorption d'énergie solaire. Pour ce faire, nous avons implémenté dans Crocus un modèle de transfert radiatif 2-flux, baptisé TARTES, qui assure un bon compromis entre la précision recherchée et des temps de calcul raisonnables. Le schéma radiatif original de Crocus est d'abord présenté afin de mettre en lumière ses limites pour une utilisation sur le Plateau Antarctique. Après cela le modèle TARTES et sa mise en place dans Crocus sont décrits en détail.

2.4.1 Schéma radiatif de Crocus

Dans le schéma radiatif original de Crocus (*Brun et al.*, 1992, appelé dorénavant B92), le flux solaire incident est réparti en trois bandes spectrales : $0.3 - 0.8 \mu\text{m}$, $0.8 - 1.5 \mu\text{m}$, et $1.5 - 2.8 \mu\text{m}$. Pour chacune des bandes, l'albédo α_i du manteau neigeux est calculé à partir des propriétés des deux couches supérieures du manteau d'après la relation suivante :

$$\alpha_i = f\alpha_i^1 + (1 - f)\alpha_i^2 \quad i = 1, 3 \quad (2.12)$$

$$\text{avec } f = 0.8 \min\left(1, \frac{\Delta z_1}{0.02}\right) + 0.2 \min\left(1, \max\left(0, \frac{\Delta z_1 - 0.02}{0.01}\right)\right), \quad (2.13)$$

où Δz_1 est l'épaisseur de la première couche, et α_i^1 et α_i^2 sont les albédos des couches 1 et 2. Pour de la neige propre, ils sont calculés pour chaque bande de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \alpha_1^j &= \max(0.6, \min(0.96 - 1.58\sqrt{d_j}, 0.92)) \\ \alpha_2^j &= \max(0.3, 0.9 - 15.4\sqrt{d_j}) \\ \alpha_3^j &= \max(0, 346.3d_j' - 32.31\sqrt{d_j'} + 0.88) \quad j = 1, 2 \quad , \end{aligned} \quad (2.14)$$

où d_j est le diamètre optique des grains (*Warren*, 1982) dans la couche j et $d_j' = \min(d, 0.0023)$. L'albédo ne dépend alors que du diamètre optique des grains de chaque couche. En particulier, il ne dépend pas de l'ASZ ce qui pose un problème en Antarctique où les variations journalières et saisonnières d'albédo sont en partie dues aux variations de l'ASZ (*Pirazzini*, 2004; *Kuipers Munneke et al.*, 2008; *Wang and Zender*, 2011). L'absorption due aux impuretés contenues dans la neige est

prise en compte empiriquement à travers l'âge des couches de neige. Enfin l'albédo large-bande α est obtenu en sommant les contributions des 3 bandes :

$$\alpha = \frac{\sum_{i=1}^3 \alpha_i F_i}{\sum_{i=1}^3 F_i}, \quad (2.15)$$

où F_i est l'irradiance à la surface dans la bande i . Calculer l'albédo à partir des deux couches supérieures peut conduire à des erreurs importantes lorsque les couches numériques sont fines et les propriétés de la neige fortement variables dans les premiers centimètres du manteau, ce qui est souvent le cas à Dôme C.

La pénétration du rayonnement solaire est prise en compte en calculant l'énergie absorbée par la $k^{\text{ième}}$ couche dans la bande i :

$$E_i(k) = (1 - \alpha_i) F_i \exp \left(- \sum_{j=1}^{k-1} \beta_i^j \Delta z_j \right) \left(1 - \exp \left(- \beta_i^k \Delta z_k \right) \right), \quad (2.16)$$

où Δz_j est l'épaisseur de la couche j et les coefficients β_i^j (en m^{-1}) sont calculés ainsi :

$$\begin{aligned} \beta_1^j &= \max \left(0.00192 \frac{\rho_j}{\sqrt{d_j}}, 40 \right) \\ \beta_2^j &= \max \left(0.01098 \frac{\rho_j}{\sqrt{d_j}}, 100 \right) \\ \beta_3^j &= 2000, \end{aligned} \quad (2.17)$$

avec ρ_j la masse volumique de la couche. Ainsi, l'énergie absorbée dans une couche ne dépend pas du contenu en impuretés (alors que la pénétration du rayonnement y est très sensible, voir Annexe C) ni des caractéristiques des couches sous-jacentes. De plus, les expressions 2.17 limitent la dépendance aux propriétés physiques de la neige lorsque la quantité $\frac{\rho}{\sqrt{d}}$ est petite.

2.4.2 Le modèle TARTES¹⁰

Afin d'améliorer le schéma radiatif de Crocus, un modèle permettant de déterminer les propriétés optiques d'un manteau neigeux multi-couches a été développé dans le cadre de ces travaux de thèse. Ce modèle, baptisé Two-streAm Radiative TransfEr in Snow (TARTES), se base sur l'approximation δ -Eddington de l'équation du transfert radiatif, souvent utilisée pour modéliser les propriétés optiques de la neige (*Wiscombe and Warren, 1980; Flanner and Zender, 2005;*

10. Le formalisme présenté dans les Sections 2.4.2.1 et 2.4.2.2 est repris en grande partie en anglais dans l'article *Libois et al. (2013)*, présenté à la Section 3.4.3. TARTES est disponible sur <http://lgge.osug.fr/picard/tartes/>.

(Choudhury, 1981), qui résultent de la diffusion multiple de la lumière dans le manteau. Les caractéristiques de diffusion simple de la neige sont quant à elles déterminées à partir du formalisme développé par *Kokhanovsky and Zege* (2004). TARTES permet de calculer l'albédo spectral ainsi que le profil d'absorption d'énergie dans un manteau stratifié lorsque les caractéristiques angulaires et spectrales du rayonnement et les propriétés physiques du manteau sont connues (Fig. 2.9). Ces propriétés sont l'épaisseur des couches, la masse volumique, la SSA, le contenu en impuretés et les paramètres de forme B et g . L'originalité du modèle provient de sa représentation simplifiée de la forme des grains de neige. TARTES est utilisé au Chapitre 3 pour simuler des profils verticaux d'irradiance et aux Chapitres 4 et 5 pour l'étude du manteau à Dôme C. TARTES a été codé en Python et sa documentation scientifique détaillée est fournie dans l'Annexe F.

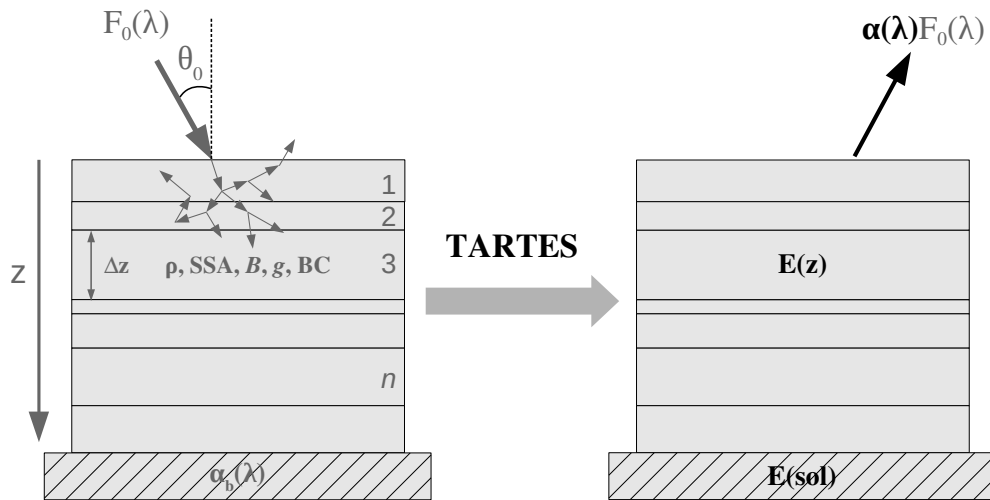


FIGURE 2.9 – Schéma illustratif du modèle TARTES. Les grandeurs en gris clair sont celles à fournir en entrée du modèle, celles en noir sont celles calculées par TARTES : l'albédo spectral et le profil vertical d'énergie absorbée $E(z)$.

2.4.2.1 Équation du transfert radiatif (ETR)

La théorie du transfert radiatif (*Chandrasekhar*, 1960; *Kokhanovsky*, 2004) décrit le champ de radiance¹¹ dans un milieu continu dont les propriétés de diffusion et d'absorption sont connues. Cette théorie a été largement utilisée pour décrire la diffusion de la lumière dans la neige (*Choudhury*, 1981), dans les nuages (*King*, 1987) ou l'atmosphère (*Shettle and Weinman*, 1970). Après avoir présenté sa formulation générale, elle est adaptée au cas de la neige.

2.4.2.1.1 Formulation générale

11. La radiance est un flux d'énergie par unité de surface et par unité d'angle solide dans une direction donnée, généralement exprimée en $\text{W m}^{-2} \mu\text{m}^{-1} \text{sr}^{-1}$.

Considérons un volume élémentaire de neige centré en $\mathbf{r}$. La lumière qui entre dans ce volume depuis la direction $\vec{s}$ peut être soit diffusée, soit absorbée par le milieu. De plus, la lumière entrant depuis d'autres directions $\vec{s}'$ peut également être diffusée dans la direction $\vec{s}$ (Fig. 2.10). On note $\sigma_{s,\lambda}$ et $\sigma_{a,\lambda}$ (en m^{-1}) les coefficients de diffusion et d'absorption. Le coefficient d'extinction $\sigma_{e,\lambda}$ est leur somme. En négligeant la polarisation de la lumière, la conservation de l'énergie dans ce volume élémentaire s'écrit :

$$\vec{s} \cdot \vec{\nabla} I_\lambda(\mathbf{r}, \vec{s}, t) = -\sigma_{e,\lambda}(\mathbf{r}) I_\lambda(\mathbf{r}, \vec{s}, t) + \frac{\sigma_{s,\lambda}(\mathbf{r})}{4\pi} \int_{\Omega'} p_\lambda(\mathbf{r}, \vec{s}, \vec{s}') I_\lambda(\mathbf{r}, \vec{s}', t) d\Omega' + S_\lambda(\mathbf{r}, \vec{s}, t). \quad (2.18)$$

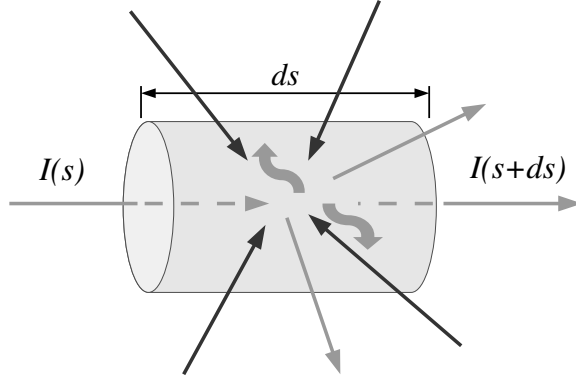


FIGURE 2.10 – Illustration du transfert radiatif. Les flèches claires correspondent à la lumière provenant de la direction $\vec{s}$ tandis que les sombres correspondent à celle provenant d'autres directions. Le flux entrant peut être transmis, diffusé, ou absorbé (flèches courbes) par la neige.

S_λ est un terme source qui peut être dû à l'émission thermique de rayonnement depuis l'intérieur du manteau. Dans le spectre solaire, on suppose donc que $S_\lambda(\mathbf{r}, \vec{s}, t) = 0$ car l'émission thermique du manteau neigeux est négligeable.

La fonction de phase p_λ et les coefficients d'extinction et de diffusion dépendent des caractéristiques de la neige. La fonction de phase décrit la distribution angulaire de la lumière diffusée par le volume élémentaire. Si la lumière arrive depuis la direction $\vec{s}$, alors $p_\lambda(\mathbf{r}, \vec{s}, \vec{s}') d\Omega'$ correspond à la part d'énergie diffusée dans la direction $\vec{s}'$. La fonction de phase est normalisée ainsi :

$$\frac{1}{4\pi} \int_{\Omega} p_\lambda(\mathbf{r}, \vec{s}, \vec{s}') d\Omega' = 1, \quad (2.19)$$

où Ω correspond à l'ensemble des directions possibles.

Le manteau neigeux est généralement considéré comme un milieu étendu horizontalement avec une structure plan-parallèle (en particulier la rugosité de surface n'est pas modélisée), les caractéristiques de la neige étant homogènes au sein de chaque couche. Le vecteur unitaire $\vec{s}$ est caractérisé

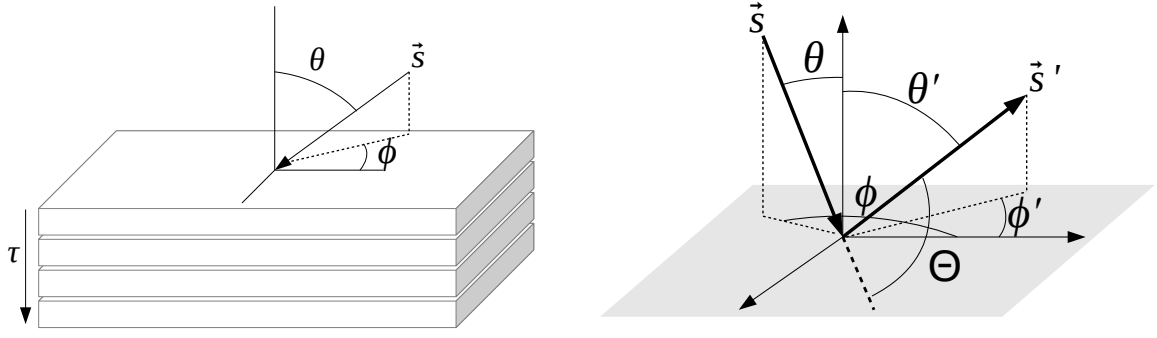


FIGURE 2.11 – Géométrie de la structure plan-parallèle stratifiée.

par ses angles zénithal θ et azimuthal ϕ (Fig. 2.11) et sa composante verticale vaut $\cos\theta$. I_λ ne dépend pas des coordonnées horizontales et l'Eq. 2.18 s'écrit au sein de chaque couche :

$$\cos\theta \frac{dI_\lambda(z, \theta, \phi)}{dz} = -\sigma_{e,\lambda} I_\lambda(z, \theta, \phi) + \frac{\sigma_{s,\lambda}}{4\pi} \int_{\Omega} p_\lambda(\theta, \phi, \theta', \phi') I_\lambda(z, \theta', \phi') \sin\theta' d\theta' d\phi'. \quad (2.20)$$

On définit l'angle de déviation Θ entre les rayonnements incident et diffusé (Fig. 2.11) :

$$\cos\Theta = \mu\mu' + \sqrt{1-\mu^2}\sqrt{1-\mu'^2}\cos(\phi-\phi'), \quad (2.21)$$

où $\mu = \cos\theta$ et $\mu' = \cos\theta'$. Pour un milieu isotrope localement comme on le suppose pour la neige, la fonction de phase ne dépend que de Θ et la valeur moyenne du cosinus de l'angle de déviation, g_λ , est une quantité importante nommée *facteur d'asymétrie* :

$$g_\lambda = \langle \cos\Theta \rangle = \frac{\int p_\lambda(\Theta) \cos\Theta d\Theta}{\int p_\lambda(\Theta) d\Theta}, \quad (2.22)$$

où l'intégration se fait sur toutes les directions. $g_\lambda = 1$ si tout le rayonnement est diffusé vers l'avant, $g_\lambda = -1$ s'il est entièrement renvoyé vers l'arrière, et $g_\lambda = 0$ si autant d'énergie est diffusée vers l'avant que vers l'arrière (rayonnement isotrope par exemple).

L'Équation. 2.20 est généralement reformulée sous la forme ¹² :

$$\mu \frac{d}{d\tau_\lambda} (I_\lambda^{\text{dir}} + I_\lambda^{\text{diff}}) = -(I_\lambda^{\text{dir}} + I_\lambda^{\text{diff}}) + \frac{\omega_\lambda}{4\pi} \int_{\Omega'} p_\lambda(I_\lambda^{\text{dir}} + I_\lambda^{\text{diff}}) d\mu' d\phi', \quad (2.23)$$

où $\cos\theta = \mu$, $d\tau_\lambda = \sigma_{e,\lambda} dz$ est appelée épaisseur optique, $\omega_\lambda = \sigma_{s,\lambda}/\sigma_{e,\lambda}$ est l'albédo de diffusion simple, et I_λ^{dir} et I_λ^{diff} sont les radiances directe (qui n'a jamais été diffusée) et diffuse. Les équations

12. Pour plus de clarté, les dépendances ne sont pas notées.

sont alors résolues séparément pour I_λ^{dir} et I_λ^{diff} :

$$\mu \frac{dI_\lambda^{\text{dir}}(\tau_\lambda, \mu, \phi)}{d\tau_\lambda} = -I_\lambda^{\text{dir}}(\tau_\lambda, \mu, \phi) \quad (2.24a)$$

$$\mu \frac{dI_\lambda^{\text{diff}}(\tau_\lambda, \mu, \phi)}{d\tau_\lambda} = -I_\lambda^{\text{diff}}(\tau_\lambda, \mu, \phi) + \frac{\omega_\lambda}{4\pi} \int_{\Omega} p_\lambda(\mu, \phi, \mu', \phi') (I_\lambda^{\text{dir}} + I_\lambda^{\text{diff}}) d\mu' d\phi'. \quad (2.24b)$$

Pour une radiance incidente de direction (μ_0, ϕ_0) et d'intensité I_λ^0 :

$$I_\lambda^{\text{dir}}(\tau_\lambda, \mu, \phi) = I_\lambda^0 e^{-\tau_\lambda/\mu_0} \delta(\mu_0, \phi_0), \quad (2.25)$$

où δ est la distribution de Dirac. L'équation 2.24b devient :

$$\begin{aligned} \mu \frac{dI_\lambda(\tau_\lambda, \mu, \phi)}{d\tau_\lambda} &= -I_\lambda(\tau_\lambda, \mu, \phi) + \frac{\omega_\lambda}{4\pi} \int_{\Omega} p_\lambda(\mu, \phi, \mu', \phi') I_\lambda(\tau_\lambda, \mu', \phi') d\mu' d\phi' \\ &\quad + \frac{\omega_\lambda}{4\pi} p_\lambda(\mu, \phi, \mu_0, \phi_0) I_\lambda^0 e^{-\tau_\lambda/\mu_0}, \end{aligned} \quad (2.26)$$

où I_λ^{diff} est noté désormais I_λ par simplicité. En définissant les moyennes azimuthales :

$$I_\lambda(\tau_\lambda, \mu) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} I_\lambda(\tau_\lambda, \mu, \phi) d\phi \quad (2.27)$$

$$p_\lambda(\mu, \mu') = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} p_\lambda(\mu, \phi, \mu', \phi') d\phi, \quad (2.28)$$

et en intégrant sur ϕ , l'ETR pour le flux diffus devient :

$$\mu \frac{dI_\lambda(\tau_\lambda, \mu)}{d\tau_\lambda} = -I_\lambda(\tau_\lambda, \mu) + \frac{\omega_\lambda}{2} \int_{-1}^1 p_\lambda(\mu, \mu') I_\lambda(\tau_\lambda, \mu') d\mu' + \frac{\omega_\lambda}{4\pi} p_\lambda(\mu, \mu_0) I_\lambda^0 e^{-\tau_\lambda/\mu_0}. \quad (2.29)$$

2.4.2.1.2 Approximation δ -Eddington

Dans ces travaux, on ne s'intéresse qu'aux irradiances, *i.e.* aux flux d'énergie à l'intérieur du manteau. On cherche donc à déterminer les irradiances descendante et montante :

$$\begin{aligned} F_\lambda^\downarrow(\tau_\lambda) &= 2\pi \int_0^1 I_\lambda(\tau_\lambda, \mu) \mu d\mu \\ F_\lambda^\uparrow(\tau_\lambda) &= 2\pi \int_0^1 I_\lambda(\tau_\lambda, -\mu) \mu d\mu. \end{aligned}$$

L'approximation δ -Eddington (*Joseph et al.*, 1976; *Wiscombe*, 1977) permet de résoudre l'Eq. 2.29 en tenant compte de la forte asymétrie de la fonction de phase de la neige et est donc appropriée pour simuler les propriétés optiques du manteau (*Wiscombe and Warren*, 1980). Cette approximation consiste à écrire la fonction de phase sous la forme :

$$p_\lambda(\mu, \mu') = 2g_\lambda^2 \delta(\mu - \mu') + (1 - g_\lambda^2) \left(1 + 3 \frac{g_\lambda}{1 + g_\lambda} \mu \mu' \right). \quad (2.30)$$

Les irradiances au sein d'une couche s'écrivent alors sous la forme (*e.g. Toon et al.*, 1989; *Jiménez-Aquino and Varela*, 2005) :

$$F_\lambda^\downarrow(z) = A_\lambda e^{-k_{e,\lambda} z} + B_\lambda e^{k_{e,\lambda} z} + G_\lambda^\downarrow e^{-\tau_\lambda/\mu_0} \quad (2.31a)$$

$$F_\lambda^\uparrow(z) = \alpha_\lambda A_\lambda e^{-k_{e,\lambda} z} + \frac{B_\lambda}{\alpha_\lambda} e^{k_{e,\lambda} z} + G_\lambda^\uparrow e^{-\tau_\lambda/\mu_0}, \quad (2.31b)$$

où α_λ est l'albédo diffus de la couche semi-infinie correspondante et $k_{e,\lambda}$ est appelé *coefficient d'extinction asymptotique* (en m^{-1}). La profondeur de pénétration introduite précédemment est donnée par $k_{e,\lambda}^{-1}$. Au premier ordre, ces quantités valent (Annexe A) :

$$\alpha_\lambda = 1 - 4 \sqrt{\frac{1 - \omega_\lambda}{3(1 - g_\lambda)}} \quad (2.32a)$$

$$k_{e,\lambda} = \sigma_{e,\lambda} \sqrt{3(1 - g_\lambda)(1 - \omega_\lambda)}. \quad (2.32b)$$

Les quantités $G_\lambda^\downarrow$ et $G_\lambda^\uparrow$ dépendent des propriétés de la neige et des conditions d'éclairement. Pour un manteau multi-couches, ces grandeurs sont définies pour chaque couche et les constantes A_λ et B_λ sont déterminées à partir des conditions aux limites en surface, au fond du manteau et aux interfaces entre les couches. Ces dernières stipulent que les irradiances sont continues aux interfaces situées aux profondeurs z_n :

$$F_{\lambda,n}^\downarrow(z_n) = F_{\lambda,n+1}^\downarrow(z_n) \quad (2.33)$$

$$F_{\lambda,n}^\uparrow(z_n) = F_{\lambda,n+1}^\uparrow(z_n), \quad (2.34)$$

où $F_{\lambda,n}$ est l'irradiance au sein de la couche n . Pour un manteau de N couches, ceci conduit à $2(N - 1)$ équations. Les deux conditions en surface et au fond du manteau (profondeur z_b) sont données par :

$$F_{\lambda,1}^\downarrow(0) = F_\lambda^{\text{diff}} \quad (2.35)$$

$$F_{\lambda,N}^\uparrow(z_b) = \alpha_b F_{\lambda,N}^\downarrow(z_b), \quad (2.36)$$

où F_λ^{diff} est l'irradiance diffuse à la surface et α_b la réflectance spectrale de la surface sous-jacente¹³. Les $2N$ équations linéaires ainsi obtenues permettent de déterminer les $2N$ inconnues $A_{\lambda,n}$ et $B_{\lambda,n}$.

13. Les caractéristiques de la surface sous-jacente impactent l'albédo lorsque le manteau est peu épais (*Giddings and LaChapelle*, 1961; *Perovich*, 2007).

Dans TARTES, cette résolution se fait après avoir tridiagonalisé la matrice correspondante pour optimiser le temps de calcul. L'irradiance diffuse est ainsi déterminée. L'irradiance totale à la profondeur z est obtenue en ajoutant l'irradiance directe :

$$F_{\lambda}^{\downarrow, \text{dir}}(z) = F_{\lambda}^{\text{dir}} e^{-\tau_{\lambda}(z)/\mu_0}, \quad (2.37)$$

où F_{λ}^{dir} est l'irradiance incidente directe.

Dans le cas d'un manteau semi-infini et homogène, les termes en $e^{k_{e,\lambda}z}$ des Eqs. 2.31 doivent être nuls, et si le rayonnement incident F_{λ}^0 est purement diffus, $G_{\lambda}^{\uparrow}$ et $G_{\lambda}^{\downarrow}$ sont également nuls, si bien que (*e.g.* Schlatter, 1972) :

$$F_{\lambda}^{\downarrow}(z) = F_{\lambda}^0 e^{-k_{e,\lambda}z} \quad (2.38a)$$

$$F_{\lambda}^{\uparrow}(z) = \alpha_{\lambda} F_{\lambda}^0 e^{-k_{e,\lambda}z}. \quad (2.38b)$$

2.4.2.2 Détermination des paramètres de diffusion simple

L'approximation δ -Eddington permet de résoudre l'ETR et d'exprimer les irradiances au sein du manteau neigeux en fonction de $\sigma_{e,\lambda}$, ω_{λ} et g_{λ} . On cherche désormais à exprimer ces quantités en fonction des propriétés physiques de la neige. L'ETR s'applique pour un milieu dont les propriétés de diffusion sont continues dans l'espace. La neige étant un milieu diphasique, il est nécessaire de faire une hypothèse d'homogénéisation pour exprimer en tout point ses caractéristiques de diffusion simple (Melnikova, 2008). Cette homogénéisation est possible dans le cas de la neige (Bohren and Barkstrom, 1974; Wiscombe and Warren, 1980; Kokhanovsky, 2004). Elle consiste généralement à représenter la neige comme un ensemble de particules de glace distinctes, et à exprimer les propriétés de diffusion simple de la neige en fonction des caractéristiques de diffusion de ces particules. Dans TARTES, ces particules sont supposées toutes identiques et bien plus grandes que la longueur d'onde, si bien que leurs interactions avec la lumière sont bien décrites par l'optique géométrique.

2.4.2.2.1 Coefficient d'extinction et albédo de diffusion simple

Dans TARTES, le coefficient d'extinction $\sigma_{e,\lambda}$ et l'albédo de diffusion simple ω_{λ} sont déterminés à partir des caractéristiques géométriques des particules qui constituent la neige. Celles-ci sont caractérisées par leurs surfaces d'absorption C_{λ}^{abs} et de diffusion C_{λ}^{sca} , dont la somme est appelée surface d'extinction C_{λ}^{ext} . Ces quantités relient les énergies absorbée E_{λ}^{abs} et diffusée E_{λ}^{sca} par une particule isolée soumise à une onde plane électromagnétique, à l'intensité F_{λ}^0 de cette onde (Bohren and Barkstrom, 1974)

$$E_{\lambda}^{\text{abs}} = C_{\lambda}^{\text{abs}} F_{\lambda}^0 \quad (2.39)$$

$$E_{\lambda}^{\text{sca}} = C_{\lambda}^{\text{sca}} F_{\lambda}^0. \quad (2.40)$$

Dans le cadre de l'approximation géométrique, la surface d'extinction est deux fois plus grande que la surface géométrique apparente Σ de la particule (*Brillouin, 1949; Bohren, 1983*) :

$$C_{\lambda}^{\text{ext}} = 2\Sigma. \quad (2.41)$$

En particulier, C^{ext} est indépendante de la longueur d'onde.

L'absorption d'énergie se fait à l'intérieur de la particule, si bien que C_{λ}^{abs} est proportionnelle au volume V de la particule (*Bohren and Nevitt, 1983*) :

$$C_{\lambda}^{\text{abs}} = B_{\lambda} \gamma_{\lambda} V, \quad (2.42)$$

où V est le volume de la particule et B_{λ} , appelé *paramètre d'amplification de l'absorption* (*Kokhanovsky and Zege, 2004*), quantifie la capacité d'une particule à piéger et absorber le rayonnement incident. Au premier ordre, B_{λ} dépend de la géométrie de la particule et de la partie réelle de l'indice de réfraction (*Kokhanovsky and Macke, 1997*). Puisque l'indice réel de la glace varie peu sur la gamme du spectre solaire, B_{λ} varie de moins de 5% sur cette gamme. Pour une particule suffisamment grosse, B_{λ} est indépendant de la taille de la particule, hypothèse faite dans TARTES. Pour une particule convexe¹⁴, $B_{\lambda} \geq 1$ et B_{λ} augmente avec l'indice réel. Ce paramètre est étudié en détail au Chapitre 3, dans le cadre de deux études consacrées à l'estimation de la valeur de B_{λ} pour la neige.

Pour un milieu dilué (*i.e.* dont la concentration en particules est inférieure à 10%), les coefficients d'absorption, de diffusion et d'extinction de la neige sont reliés aux surfaces d'absorption, de diffusion et d'extinction des particules individuelles (*Kokhanovsky and Zege, 2004*) :

$$\sigma_{a,\lambda} = n C_{\lambda}^{\text{abs}} \quad (2.43)$$

$$\sigma_{s,\lambda} = n C_{\lambda}^{\text{sca}} \quad (2.44)$$

$$\sigma_e = n C^{\text{ext}}. \quad (2.45)$$

où n (en m^{-3}) est le nombre de particules de glace par unité de volume et vaut $\frac{\rho}{\rho_{\text{ice}} V}$. Dans ce cas, $\omega_{\lambda} = C_{\lambda}^{\text{sca}} / C_{\lambda}^{\text{ext}}$.

Pour un milieu dense comme la neige, les particules interagissent les unes avec les autres, si bien que la contribution de la diffraction à la diffusion de la lumière par une particule n'est pas la même que si cette particule était isolée. Par conséquent, l'Eq. 2.44 n'est pas valable. Cependant, les Eqs. 2.32 montrent que la quantité pertinente pour le transfert radiatif est $C^{\text{ext}}(1 - g_{\lambda})$. Puisque

14. Tout segment reliant deux points d'un volume convexe est contenu dans ce volume.

limiter la diffraction revient à diminuer C^{ext} , mais également à diminuer g_λ (Sect. 2.4.2.2.2), ces deux effets se compensent parfaitement et il est possible d'appliquer l'Eq. 2.44 au cas de la neige en la considérant comme un milieu dilué (Kokhanovsky, 2004). Cela ne signifie pas que la neige se comporte comme un milieu dilué à l'échelle locale. Cela signifie en revanche que du point de vue de ses propriétés macroscopiques elle se comporte comme un milieu dilué.

Concernant l'Eq. 2.43, on fait l'hypothèse qu'elle est valable pour le cas de la neige. Bien que des effets d'interférence entre les grains puissent contribuer à invalider cette relation (Wiscombe and Warren, 1980; Warren, 1982), de tels effets sont *a priori* négligeables aux masses volumiques rencontrées dans le manteau neigeux (Kokhanovsky and Zege, 2004).

On peut finalement exprimer les quantités d'intérêt σ_e et ω_λ . On considère le cas de particules convexes car pour de telles particules, la surface apparente moyenne Σ est directement liée à la surface totale S (Zege et al., 2008) : $S = 4\Sigma$. Puisque la SSA d'une particule de glace vaut $\frac{S}{\rho_{\text{ice}}V}$, on obtient finalement (e.g. Domine et al., 2008) :

$$\sigma_e = \frac{\rho_{\text{SSA}}}{2}. \quad (2.46)$$

ω_λ peut s'exprimer en fonction de B_λ (Eq. 2.42) :

$$(1 - \omega_\lambda) = \frac{2B_\lambda\gamma_\lambda}{\rho_{\text{ice}}\text{SSA}} \quad (2.47)$$

2.4.2.2.2 Fonction de phase et facteur d'asymétrie g_λ

La fonction de phase de la neige est définie comme la fonction de phase moyenne des particules qui la constituent. La fonction de phase d'une particule de glace est donnée par la répartition angulaire du rayonnement diffusé par une particule lorsque celle-ci est placée dans un champ électromagnétique (Fig 2.12). Elle dépend donc de la forme de ces particules.

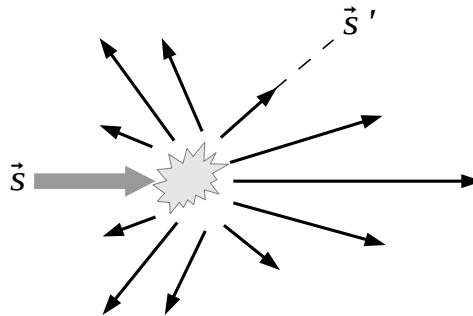


FIGURE 2.12 – Fonction de phase d'une particule.

Dans le cadre de l'approximation géométrique, le rayonnement peut être représenté par des rayons lumineux dont les trajectoires sont décrites par les lois classiques de la réfraction, qui dépendent de l'indice de réfraction de la glace. Il est alors possible de déterminer le parcours

des rayons dans la particule, et l'ensemble des directions dans lesquelles ils ressortent permet de déterminer la fonction de phase (*e.g.* *Bohren and Barkstrom*, 1974; *Grenfell et al.*, 2005). Ce principe est utilisé au Chapitre 3, où le facteur d'asymétrie géométrique g_λ^G de particules est calculé à l'aide du programme de lancer de rayons (*ray tracing* en anglais) SnowRaT (*Picard et al.*, 2009). Pour cela, un grand nombre de rayons ($\sim 10^2$) sont lancés sur une particule pour des orientations variées ($\sim 10^4$) afin d'en estimer la fonction de phase. Cette méthode permet également de déterminer ω_λ (proportion des rayons qui ne sont pas absorbés) et la surface apparente de la particule, pour finalement estimer B_λ à partir de la relation suivante (Sect. 3.4.3.3) :

$$C^{\text{ext}}(1 - \omega_\lambda) = B_\lambda \gamma_\lambda V \quad (2.48)$$

Cette approche permet de déterminer la fonction de phase de diffusion géométrique et le facteur d'asymétrie géométrique g_λ^G . A cela il faut ajouter la contribution de la diffraction, qui diffuse la lumière essentiellement vers l'avant ($g_\lambda \simeq 1$). La surface de diffraction est égale à Σ , si bien que le paramètre g_λ vaut :

$$g_\lambda = \frac{1}{2} (1 + g_\lambda^G). \quad (2.49)$$

En pratique, g_λ ne dépend pas de la taille des particules lorsqu'elles sont suffisamment grosses, et il ne varie que de quelques % avec la longueur d'onde sur le spectre solaire (*Wiscombe and Warren*, 1980). Au premier ordre on considère finalement que les paramètres B_λ et g_λ (dorénavant notés simplement B et g) ne dépendent que de la forme des particules, raison pour laquelle ils sont utilisés dans TARTES pour simuler l'impact de la forme des grains de neige.

En pratique, dans la plupart des modèles d'optique de la neige, les particules sont supposées sphériques car la théorie de Lorenz-Mie (*Wiscombe*, 1980; *Van De Hulst*, 1981), qui consiste à résoudre explicitement le champ électromagnétique diffusé par une sphère, permet de déterminer les paramètres ω_λ , σ_e et g , mais ces calculs sont coûteux. L'approche utilisée vise à avoir un modèle de transfert radiatif rapide et performant.

Afin de tester l'impact des hypothèses faites pour développer TARTES, on l'a comparé au modèle de référence DISORT (*Stamnes et al.*, 1988) pour une variété de simulations d'albédo et de profils d'absorption d'énergie. Les résultats, présentés dans l'Annexe B montrent que pour les conditions dans lesquelles TARTES est utilisé dans les Alpes et en Antarctique, les différences sont minimales, de l'ordre de 2-3%, ce qui justifie son utilisation à la place d'un modèle plus précis comme DISORT, qui est environ 100 fois plus coûteux en temps de calculs.

2.4.2.2.3 Prise en compte des impuretés dans la neige

Les résultats précédents sont valides pour de la neige pure. En réalité, la neige contient des impuretés dont l'impact radiatif peut être conséquent à l'échelle climatique (*Jacobson*, 2004; *Flanner et al.*, 2007; *Bond et al.*, 2013). Afin de pouvoir utiliser TARTES en milieu alpin, comme au

Chapitre 3, l'impact de telles impuretés sur les propriétés optiques du manteau est donc représenté. La simulation de l'impact des impuretés sur les propriétés optiques de la neige s'inscrit en partie dans le projet LEFE BON (responsable principal, Didier Voisin) auquel j'ai participé.

L'apport d'impuretés dans le manteau neigeux peut se faire par le biais de dépôt humide (*Flanner et al.*, 2007) au moment des précipitations, ou par dépôt sec (*Nho-Kim*, 2004; *Ménégoz et al.*, 2013) à la surface. Il en résulte généralement une structure verticale complexe des concentrations en impuretés, susceptible d'évoluer avec le temps (*Sterle et al.*, 2013). On cherche ici à simuler l'effet d'impuretés dont on connaît les propriétés optiques et les concentrations. Il existe pour cela deux approches principales :

- **Mélange externe** : les impuretés sont considérées extérieures aux grains de neige, auquel cas les propriétés de diffusion simple de la neige sont obtenues en moyennant les propriétés de la neige d'une part, et celles des impuretés d'autre part (*Warren and Wiscombe*, 1980; *Brandt et al.*, 2011; *Hadley and Kirchstetter*, 2012)
- **Mélange interne** : les impuretés sont incluses dans le grain de neige, ce qui peut être le cas si elles ont servi de noyau de nucléation ou si elles sont hydrophiles et ont été entraînées lors de la précipitation des grains de neige.

Il est difficile de savoir si les impuretés sont présentes sous forme de mélange interne ou externe (*Bohren*, 1986). TARTES se base sur la première hypothèse, mais on retiendra qu'à concentration donnée, l'impact des impuretés est environ deux fois plus important lorsque celles-ci sont sous forme de mélange interne (*Chýlek et al.*, 1983; *Flanner et al.*, 2012).

On suppose les paramètres σ_e et g inchangés par la présence d'impuretés car elles sont généralement présentes en quantités trop faibles (généralement de l'ordre de 10^{-6} à 10^{-9} g g $^{-1}$) pour modifier notablement la géométrie de la neige. Elles modifient en revanche fortement le coefficient d'absorption dans les régions spectrales où la neige pure est très peu absorbante. Ce coefficient s'écrit alors :

$$\sigma_{\lambda}^{\text{abs}} = C_{\lambda, \text{snow}}^{\text{abs}} n_{\text{snow}} + \sum_i C_{i, \lambda}^{\text{abs}} n_i, \quad (2.50)$$

où n_i est le nombre volumique d'impuretés de type i (m $^{-3}$) et peut être exprimé comme $n_i = \frac{\rho_i}{\rho_i^0 V_i}$, où ρ_i^0 est la masse volumique de l'espèce i et ρ_i sa concentration dans la neige (kg m $^{-3}$). Cette dernière s'exprime en fonction du contenu en impuretés : $c_i = \frac{\rho_i}{\rho_{\text{snow}}}$ (kg kg $^{-1}$). Afin de minimiser le temps de calcul dans TARTES, les impuretés sont supposées sphériques et petites par rapport à la longueur d'onde du rayonnement, ce qui permet de simplifier les calculs. En effet, leur surface d'absorption vaut alors (*Kokhanovsky*, 2004) :

$$C_{i, \lambda}^{\text{abs}} = -\frac{6\pi}{\lambda} V_i \text{Im} \left(\frac{m_{i, \lambda}^2 - 1}{m_{i, \lambda}^2 + 2} \right), \quad (2.51)$$

et l'albédo de diffusion simple ω_λ de la neige vaut :

$$(1 - \omega_\lambda) = \frac{2}{\rho_{\text{ice}} \text{SSA}} \left[B\gamma_\lambda - \frac{6\pi}{\lambda} \rho_{\text{ice}} \sum_i \frac{c_i}{\rho_i^0} \text{Im} \left(\frac{m_{i,\lambda}^2 - 1}{m_{i,\lambda}^2 + 2} \right) \right]. \quad (2.52)$$

L'Équation 2.52 montre que l'impact des impuretés dépend de la SSA de la neige : plus la SSA est faible et plus l'impact est élevé. Elle implique également que la profondeur de pénétration diminue en racine carrée du contenu en impuretés c_i , en accord avec les résultats obtenus pour du BC avec un modèle numérique de transfert radiatif par *Reay et al.* (2012).

Bien que l'impact radiatif des impuretés dans TARTES ne dépende pas de leur taille, il diminue généralement avec la taille des impuretés (*Warren and Wiscombe*, 1980), si bien que TARTES surestime *a priori* l'impact des impuretés.

2.4.2.2.4 Expressions de l'albédo diffus et du coefficient d'extinction asymptotique en fonction des propriétés physiques de la neige

Le formalisme développé permet finalement d'exprimer l'albédo diffus et le coefficient d'extinction asymptotique en fonction des propriétés physiques de la neige :

$$\alpha_\lambda = 1 - 4 \sqrt{\frac{2B\gamma_\lambda}{3\rho_{\text{ice}} \text{SSA}(1-g)}} \quad (2.53a)$$

$$k_{e,\lambda} = \rho \sqrt{\frac{3B\gamma_\lambda \text{SSA}(1-g)}{2\rho_{\text{ice}}}} \quad (2.53b)$$

Ces expressions confirment les dépendances de l'albédo et de la profondeur de pénétration mentionnées à la Section 2.2.2. En particulier, l'albédo augmente et la profondeur de pénétration diminue lorsque la SSA augmente. Ces deux caractéristiques permettront au Chapitre 5 d'estimer les variations de SSA à Dôme C. On voit également que l'albédo diffus est indépendant de la masse volumique, ce qui semble confirmé par les mesures de *Bohren and Beschta* (1979). Au contraire, la profondeur de pénétration est inversement proportionnelle à la masse volumique.

S'il est possible de déterminer la SSA et la masse volumique de la neige expérimentalement avec des méthodes aujourd'hui standard, il n'en est pas de même des paramètres B et g . Ces paramètres n'ont par conséquent jamais été mesurés et leur détermination expérimentale est l'objet du Chapitre 3.

2.4.2.3 Implémentation dans Crocus

TARTES a été implémenté dans Crocus en juillet 2013¹⁵ afin d'avoir un schéma radiatif basé sur des principes physiques (transfert radiatif), de prendre en compte la distribution spectrale du rayonnement, et de calculer l'albédo spectral du manteau pour pouvoir le comparer à des

15. La traduction de TARTES du langage Python au langage Fortran ainsi que l'implémentation dans Crocus a été réalisée par Matthieu Lafaysse (Centre d'Études de la Neige).

mesures satellite (*e.g.* Dumont *et al.*, 2012). Puisque TARTES nécessite en entrée les rayonnements incidents direct et diffus, il est nécessaire de séparer le flux large-bande reçu en entrée de Crocus. Pour les simulations TARTES réalisées à Dôme C, une paramétrisation permet d'exprimer la part du rayonnement diffus en fonction de l'ASZ en situation de ciel clair (Fig. 2.13a). On fait ensuite l'hypothèse que les spectres direct et diffus à Dôme C ne varient pas. Ces spectres de référence ont été simulés avec SBDART (Ricchiuzzi *et al.*, 1998) et sont comparés aux spectres mesurés à Dôme C (Fig. 2.13b).

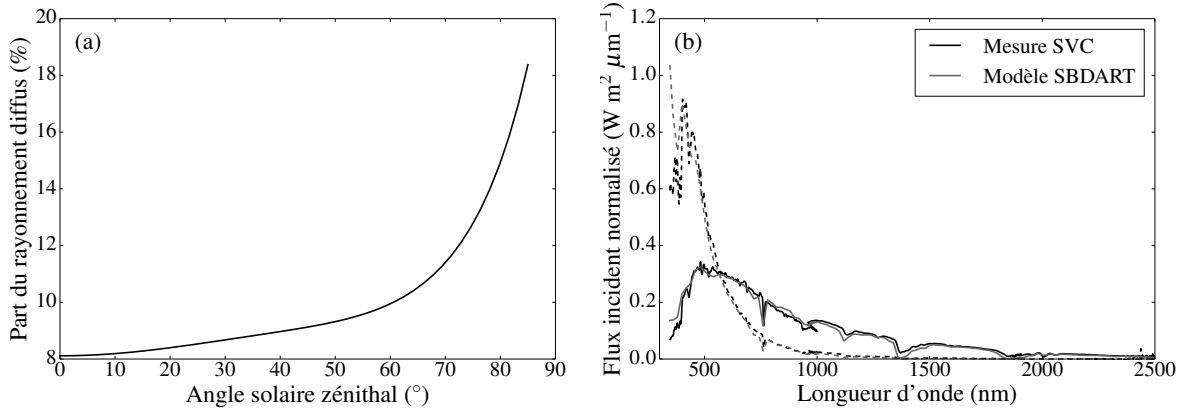


FIGURE 2.13 – (a) Proportion de rayonnement diffus en fonction de l'angle solaire zénithal utilisée pour TARTES à Dôme C. (b) Allure des spectres direct (trait plein) et diffus (pointillés) à Dôme C, mesurés avec le spectrophotomètre SVC® HR1024 (Annexe D) et modélisés avec SBDART. Les spectres direct et diffus mesurés ont été acquis respectivement les 8 et 14 janvier 2013.

2.4.2.3.1 Comparaison des schémas radiatifs

Afin d'estimer les différences entre les propriétés optiques du manteau simulées avec les schémas B92 et TARTES, l'albédo large-bande et les profils d'absorption d'énergie obtenus avec chacune des formulations ont été comparés. Pour un manteau épais uniforme, l'albédo du schéma B92, qui ne dépend pas de l'ASZ, correspond approximativement à l'albédo de TARTES avec un ASZ de 60° (Fig. 2.14a). Cela implique qu'en été à Dôme C, l'albédo est la plupart du temps sous-estimé avec B92. Par ailleurs, l'énergie est absorbée plus en profondeur avec B92 qu'avec TARTES (Fig. 2.14b).

2.4.3 Autres méthodes

On présente ici deux autres méthodes de détermination des propriétés optiques du manteau neigeux utilisées dans ces travaux, toutes deux basées sur la résolution de l'ETR.

2.4.3.1 Théorie ART

A plusieurs occasions dans ces travaux le manteau neigeux est considéré semi-infini et homogène. C'est le cas lorsque la SSA est déterminée à partir d'une mesure de réflectance faite avec

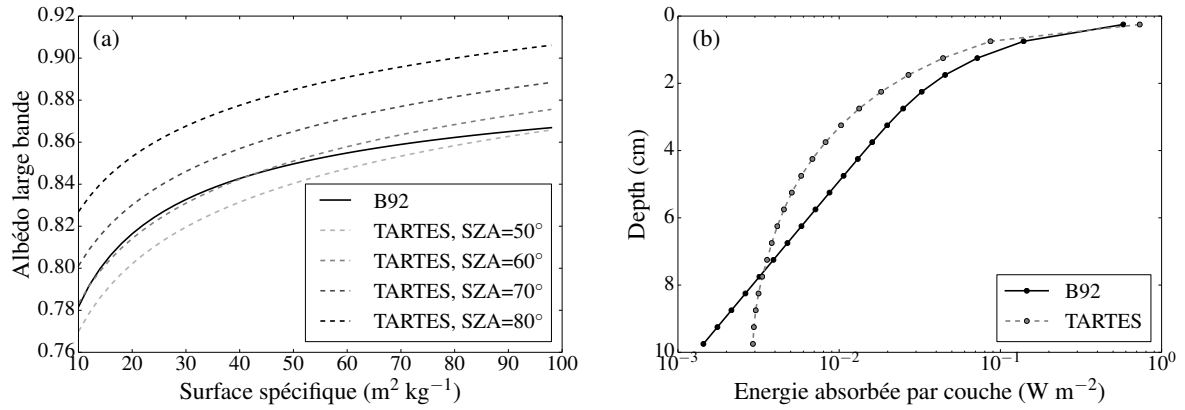


FIGURE 2.14 – (a) Albédo large-bande d'un manteau de 50 cm d'épaisseur et de masse volumique 300 kg m^{-3} , en fonction de la SSA, calculé avec le schéma B92 et TARTES pour différents angles solaires zénithaux, et pour un rayonnement spectral incident mesuré à Dôme C le 20 décembre 2012 à 14 h. (b) Profils d'absorption d'énergie pour un manteau multi-couches de 10 cm d'épaisseur reposant sur une surface réfléchissante ($\alpha_b = 1$), calculés avec le schéma B92 et TARTES. La masse volumique de ce manteau augmente régulièrement de 260 à 330 kg m^{-3} et sa SSA diminue progressivement de 40 à $20 \text{ m}^2 \text{kg}^{-1}$.

ASSSAP. C'est aussi le cas lorsque la SSA de surface à Dôme C est évaluée à partir de mesures d'albédo spectral (Chapitre 5). Sous cette hypothèse, et aux longueurs d'onde telles que $1 - \omega_\lambda \ll 1$, il existe des solutions asymptotiques de l'ETR (Sobolev, 1984) dont des expressions analytiques pour α_λ et $k_{e,\lambda}$ peuvent être dérivées. Le formalisme Asymptotic Radiative Transfer (ART) introduit par Kokhanovsky (2004) propose ainsi les formules suivantes, valables jusqu'à environ 1350 nm, pour les albédos diffus et directs :

$$\alpha_\lambda = \exp \left(-4 \sqrt{\frac{1 - \omega_\lambda}{3(1 - g)}} \right) \quad (2.54a)$$

$$\alpha_\lambda(\mu) = \exp \left(-\frac{12}{7} (1 + 2\mu) \sqrt{\frac{1 - \omega_\lambda}{3(1 - g)}} \right). \quad (2.54b)$$

L'expression de $k_{e,\lambda}$ est la même que l'Eq. 2.32b. L'Équation 2.32a correspond au développement limité au premier ordre de l'Eq. 2.54a, ce qui souligne la cohérence des différentes méthodes de résolution de l'ETR. L'Annexe D présente la validation de l'Eq. 2.54b à partir de mesures d'albédo spectral réalisées à Dôme C.

2.4.3.2 Méthode des ordonnées discrètes

Cette méthode de résolution de l'ETR consiste à décomposer la fonction de phase sur la base des polynômes de Legendre (Chandrasekhar, 1960). Le terme intégral de droite de l'Eq. 2.29 peut être remplacé par une somme faisant intervenir les valeurs de I_λ dans les directions μ_i en utilisant une méthode de quadrature ce qui permet de trouver explicitement la valeur des $I_\lambda(\tau_\lambda, \mu_i)$. Cette

méthode de résolution constitue la base de l'algorithme DISORT (*Stamnes et al.*, 1988), qui a été souvent utilisé pour simuler l'albédo du manteau neigeux (*Nolin and Dozier*, 2000; *Gallet et al.*, 2009; *Dumont et al.*, 2011; *Carmagnola et al.*, 2013). Dans ces travaux, DISORT a servi de référence pour évaluer le modèle TARTES (Annexe B).

CHAPITRE 3

IMPACT DE LA FORME DES GRAINS SUR LES PROPRIÉTÉS OPTIQUES DU MANTEAU

Sommaire

3.1	Introduction	57
3.2	Cadre théorique	59
3.3	Détermination de B et $SSA(1 - g)$ à partir de mesures de transmittance	61
3.3.1	Protocole expérimental	61
3.3.2	Résultats	62
3.4	Détermination de B à partir de mesures de réflectance et d'irradiance	64
3.4.1	Présentation des deux articles	64
3.4.2	Présentation de l'instrument SolExS	66
3.4.3	Article : Influence de la forme des grains sur la pénétration de la lumière	69
3.4.3.1	Introduction	70
3.4.3.2	A radiative transfer model with explicit shape dependence	72
3.4.3.3	Theoretical calculations of B and g^G for various grain shapes	77
3.4.3.4	Experimental determination of B from optical measurements	79
3.4.3.5	Results	83
3.4.3.6	Discussion	88
3.4.3.7	Conclusions	90
3.4.4	Article : Détermination expérimentale du paramètre B de la neige	92
3.4.4.1	Introduction	92
3.4.4.2	Method	94
3.4.4.3	Materials	98
3.4.4.4	Results	101
3.4.4.5	Discussion and Conclusions	107
3.4.5	Résumé des résultats	111
3.5	Conclusions et perspectives	113

3.1 Introduction

Les propriétés optiques de la neige dépendent de ses caractéristiques physiques et géométriques (Chapitre 2). Il est donc possible de prédire à l'aide d'un modèle de transfert radiatif comme TARTES les propriétés optiques d'un manteau neigeux dont la structure verticale est connue. Dans la plupart de ces modèles, il est cependant nécessaire de faire une hypothèse sur la forme de la fonction de phase de la neige, ce qui revient souvent à faire une hypothèse sur la forme des grains, et dans le cas de TARTES consiste à prescrire les paramètres B et g . Contrairement à la masse volumique et la SSA du manteau qui peuvent être mesurées objectivement (*Conger and McClung*, 2009; *Dominé et al.*, 2001), la forme des grains est plus difficile à déterminer. En effet, la neige n'est pas constituée de grains isolés et identiques dont on pourrait mesurer les caractéristiques de diffusion simple à la manière de ce qui se fait pour les nuages (*Garrett et al.*, 2001). Les seules grandeurs optiques qui sont mesurables sont celles résultant de diffusions multiples.

Face à la difficulté d'estimer la forme des grains, ils sont le plus souvent supposés sphériques (ce qui équivaut à supposer $B = 1.25$ et $g = 0.89$, *Kokhanovsky and Macke*, 1997) dans les modèles optiques (e.g. *Bohren and Barkstrom*, 1974; *Wiscombe and Warren*, 1980; *Aoki et al.*, 2000; *Flanner and Zender*, 2005), hypothèse qui a l'avantage de faciliter les calculs et s'est avérée efficace pour modéliser l'albédo spectral (*Grenfell et al.*, 1994; *Carmagnola et al.*, 2013). Pourtant, cette hypothèse ne semble pas appropriée pour simuler la profondeur de pénétration du rayonnement solaire dans la neige comme le montre la comparaison de mesures d'irradiance et de profils d'irradiance simulés en faisant l'hypothèse sphérique (*Sergent et al.*, 1987; *Meirolid-Mautner and Lehning*, 2004). Certains auteurs utilisent néanmoins d'autres formes géométriques pour représenter la neige. *Kuijpers Munneke et al.* (2008) la représentent par des cylindres hexagonaux, *Kokhanovsky and Zege* (2004) et *Zege et al.* (2008) par des fractales en s'appuyant sur les résultats de mesures effectuées en chambre froide sur des particules de glace en suspension (*Barkey et al.*, 2002). En première approximation, représenter des cristaux de glace comme ceux rencontrés dans les nuages par un ensemble de sphères de même SSA que ces cristaux, permet de reproduire leurs caractéristiques de diffusion simple avec une erreur d'environ 50% (*Grenfell and Warren*, 1999; *Neshyba et al.*, 2003; *Grenfell et al.*, 2005). Cependant, la neige sur le sol évolue rapidement (*Colbeck*, 1982) et ressemble rarement aux particules qui l'ont constituée initialement. Ces mesures et calculs correspondant à des particules de nuages ne sont donc pas suffisants et il apparaît nécessaire de caractériser la forme des grains de neige une fois déposés au sol et d'évaluer l'impact de cette forme sur les propriétés optiques du manteau neigeux.

Puisque les paramètres de forme B et g de la neige ne sont pas connus, **deux méthodes expérimentales permettant de déterminer le paramètre B d'un manteau neigeux sont proposées**. Ces méthodes combinent des mesures des propriétés optiques et physiques du manteau, et des simulations numériques réalisées avec TARTES. La première méthode est basée sur des mesures de transmittance (Sect. 3.3), la seconde sur des mesures de réflectance et d'irradiance au

sein du manteau réalisées dans les Alpes, à Dôme C, et en chambre froide. Cette seconde méthode est présentée en détail dans le cadre de deux études, qui ont fait l'objet de publications (Sect. 3.4) et visent à déterminer le paramètre B de la neige. Quant au paramètre g , il ne peut pas être déterminé à partir de telles mesures optiques. Il est donc simplement estimé à partir de calculs théoriques.

Afin de mettre en évidence ce que ces résultats impliquent pour la simulation des propriétés optiques du manteau, **on évalue l'impact de la forme des grains de neige sur l'albédo d'une part, et sur la profondeur de pénétration du rayonnement d'autre part.** Pour ce faire, la dépendance de ces propriétés optiques aux paramètres de forme B et g est d'abord analysée dans le cadre de la théorie ART (Section 2.4.3.1). L'albédo et la profondeur de pénétration sont ensuite calculés pour un grand nombre de formes géométriques à l'aide d'un modèle numérique de *ray tracing* (Section 3.4.3.3), afin d'expliquer pourquoi représenter la neige par un ensemble de particules sphériques permet de bien simuler l'albédo, mais ne permet pas de reproduire les mesures d'irradiance dans le manteau. Les résultats de ces travaux sont conséquents pour les études consacrées à la photochimie du manteau neigeux (*King and Simpson*, 2001; *France et al.*, 2011b; *Zatko et al.*, 2013), à l'activité biologique sous la banquise (*Perovich et al.*, 1993; *Järvinen and Leppäranta*, 2011) ou sous un manteau neigeux saisonnier (*Starr and Oberbauer*, 2003; *Arrigo et al.*, 2012), ainsi qu'au régime thermique du manteau (*Colbeck*, 1989a; *Brandt and Warren*, 1993; *Flanner and Zender*, 2005; *Kuipers Munneke et al.*, 2009) (ce dernier point étant étudié en détail au Chapitre 4).

3.2 Cadre théorique

On commence par réécrire les Eqs. 2.53, qui donnent les expressions de l'albédo diffus $\alpha(\lambda)$ et du coefficient d'extinction asymptotique $k_e(\lambda)$ pour un manteau homogène et semi-infini :

$$\alpha(\lambda) = \exp \left(-4 \sqrt{\frac{2B\gamma(\lambda)}{3\rho_{\text{ice}}\text{SSA}(1-g)}} \right) \quad (3.1a)$$

$$k_e(\lambda) = \rho \sqrt{\frac{3B\gamma(\lambda)\text{SSA}(1-g)}{2\rho_{\text{ice}}}}, \quad (3.1b)$$

où les paramètres B et g sont supposés indépendants de la longueur d'onde. À partir de ces équations, il est possible de déterminer le paramètre B d'une couche de neige pure (*i.e.* qui ne contient pas d'impuretés) dont on connaît l'albédo diffus et le coefficient d'extinction asymptotique :

$$B = k_e(\lambda) \ln(\alpha(\lambda)) \frac{\rho_{\text{ice}}}{4\gamma(\lambda)\rho}. \quad (3.2)$$

Cette relation permet de déduire B lorsque $\alpha(\lambda)$, $k_e(\lambda)$ et la masse volumique de la neige sont connus. Au contraire, on remarque que dans les Eqs. 3.1, le paramètre $(1-g)$ apparaît toujours multiplié par la SSA, si bien que ces deux quantités sont intriquées du point de vue de l'optique. La quantité pertinente pour les propriétés optiques macroscopiques est le produit $\text{SSA}(1-g)$ qui peut être déterminé d'après la relation

$$\text{SSA}(1-g) = -\frac{8k_e(\lambda)}{3\rho \ln(\alpha(\lambda))}. \quad (3.3)$$

Dans le cadre de la théorie ART présentée à la Section 2.4.3.1, il est donc impossible de séparer ces deux grandeurs par une mesure optique et par conséquent impossible de déterminer g sans connaître la valeur de la SSA. Réciproquement, il n'est pas possible de déterminer optiquement la SSA de la neige sans connaître le paramètre g . C'est pourquoi les méthodes optiques de détermination de la SSA (*e.g.* Matzl and Schneebeli, 2006; Gallet *et al.*, 2009; Painter *et al.*, 2009; Arnaud *et al.*, 2011) reposent sur l'hypothèse que les grains de neige ont une forme connue. Généralement les grains sont supposés sphériques mais cette hypothèse peut conduire à des erreurs allant jusqu'à 20% sur l'estimation de la SSA (Picard *et al.*, 2009). Dans un cadre plus général, il peut être possible de déterminer la forme des grains, à partir de mesures de réflectance bidirectionnelle par exemple (*e.g.* Dumont *et al.*, 2010), et donc de distinguer approximativement la SSA de g .

Les travaux qui suivent s'appuient sur deux façons différentes de déterminer expérimentalement les quantités $k_e(\lambda)$ et $\alpha(\lambda)$, et donc d'estimer le paramètre B . Tout d'abord, $k_e(\lambda)$ peut être déduit d'un profil vertical d'irradiance $I(z, \lambda)$ par la relation :

$$k_e(\lambda) = -\frac{\ln(z, \lambda)}{z}, \quad (3.4)$$

et la réflectance peut par ailleurs être mesurée. La combinaison de ces deux mesures constitue la base de la méthode présentée à la Section 3.4.

Une autre méthode consiste à mesurer la transmittance du manteau neigeux. En effet, sous l'approximation δ –Eddington, l'expression de la transmittance d'une couche homogène d'épaisseur L éclairée par un rayonnement diffus vaut (Annexe A) :

$$T(L, \lambda) = e^{k_e(\lambda)L} \frac{\alpha(\lambda)^2 - 1}{\alpha(\lambda)^2 - e^{2k_e(\lambda)L}}. \quad (3.5)$$

La transmittance dépend donc à la fois de $k_e(\lambda)$ et de $\alpha(\lambda)$. En mesurant la transmittance à deux longueurs d'onde λ_1 et λ_2 , et en remarquant que $\alpha(\lambda_2)$ et $k_e(\lambda_2)$ s'expriment simplement en fonction de $\alpha(\lambda_1)$ et $k_e(\lambda_1)$ (puisque $\gamma(\lambda)$ est connu), on obtient un système de deux équations ayant pour inconnues $\alpha(\lambda_1)$ et $k_e(\lambda_1)$, qui peuvent ainsi être déterminées. Cette approche est à la base de la méthode utilisée à la Section 3.3.

3.3 Détermination des quantités B et $SSA(1 - g)$ à partir de mesures de transmittance

3.3.1 Protocole expérimental

Les mesures de transmittance ont été réalisées dans les Alpes, sur des couches de neige homogènes. La neige est prélevée délicatement au sein d'une couche homogène, puis placée à l'intérieur d'un cylindre blanc de 10 cm de haut et de 50 cm de diamètre posé sur une plaque noire (Figure 3.1). Le cylindre est composé de 10 cylindres de 1 cm d'épaisseur chacun, qui peuvent s'emboîter les uns sur les autres. La masse volumique de la neige est déduite de la masse totale que contient le dispositif, dont on connaît le volume. Le dispositif est éclairé par le rayonnement solaire naturel rendu diffus grâce à un parasol masquant le rayonnement direct. Pour mesurer la transmittance de la couche de neige, l'irradiance spectrale à la surface de l'échantillon est d'abord mesurée, puis celle sous la plaque noire, qui a été pour cela percée en son centre afin de pouvoir y introduire un collecteur cosinus¹. Ce collecteur cosinus est monté sur une fibre optique, elle-même reliée à un spectrophotomètre Maya 2000 de la marque Ocean Optics®. Ce dispositif expérimental permet effectivement de mesurer une transmittance comme l'explique *Giddings and LaChapelle* (1961), car la condition qu'il n'y ait pas de flux vers le haut à la base de la couche est bien satisfaite si la plaque noire est parfaitement absorbante. Des dispositifs expérimentaux similaires ont été utilisés par *Beaglehole et al.* (1998) et *Perovich* (2007).

Les mesures de transmittance commencent avec une hauteur de neige de 10 cm, puis les cylindres sont retirés les uns après les autres, en veillant à préserver une surface horizontale. On réalise 10 mesures (une pour chaque épaisseur de neige), ce qui permet de mieux contraindre la détermination des quantités B et $SSA(1 - g)$. Ces mesures sont ensuite comparées au modèle TARTES. L'Équation 3.5 n'est en effet valable que si la plaque noire est parfaitement absorbante. En réalité, sur la gamme 400 – 1000 nm du spectrophotomètre, sa réflectance spectrale est quasiment constante et vaut 0.03. D'autre part, la neige étudiée contenait nécessairement des impuretés, si bien que les quantités $\alpha(\lambda)$ et $k_e(\lambda)$ dépendent du contenu en impuretés, ce qui constitue une nouvelle inconnue. C'est pourquoi le modèle TARTES, plutôt que l'Eq. 3.5, est utilisé pour simuler la transmittance. On suppose que toutes les impuretés sont du BC, dont on prescrit l'indice de réfraction $m_{BC} = 1.95 - 0.79i$ et la masse volumique $\rho_{BC} = 1800 \text{ kg m}^{-3}$ (*Bond and Bergstrom*, 2006). Les paramètres B , $SSA(1 - g)$ et le contenu en BC sont alors optimisés de sorte que les profils simulés par TARTES soient les plus proches possibles des courbes de transmittance sur la gamme 600 – 800 nm. La Figure 3.2 montre les courbes de transmittance mesurées et simulées pour une expérience réalisée sur de la neige récente au Col de Porte (45.17° N, 5.46° E, 1326 m) le 9 Mars 2013 et une autre réalisée sur des grains fins arrondis aux Lacs Robert (45.08° N, 5.55° E, 2000 m) le 13 Mars 2012.

1. Un collecteur cosinus permet de mesurer l'irradiance incidente en collectant la lumière sur tout un hémisphère alors qu'une fibre optique a généralement un faible champ de vision (5° ou 25° par exemple).

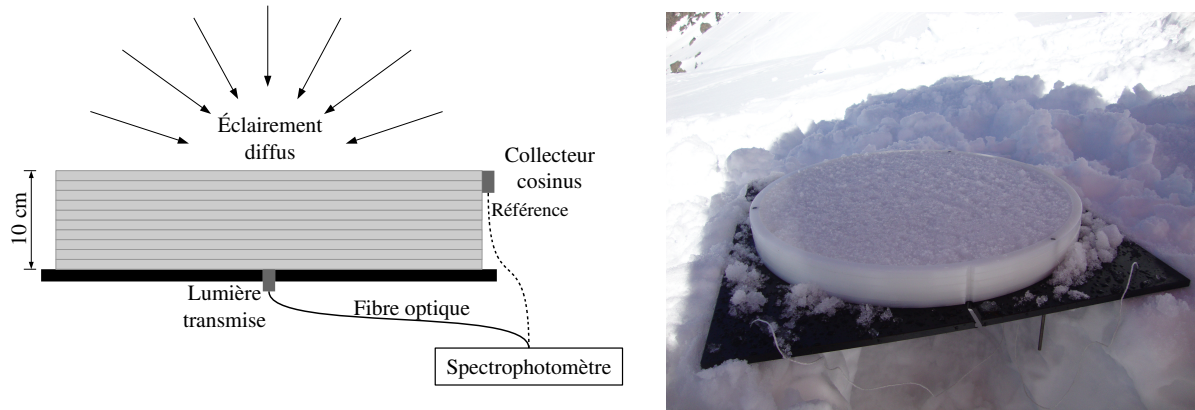


FIGURE 3.1 – (gauche) Schéma du dispositif de mesure de transmittance. (droite) Photographie du dispositif expérimental en cours d'utilisation sur le terrain.

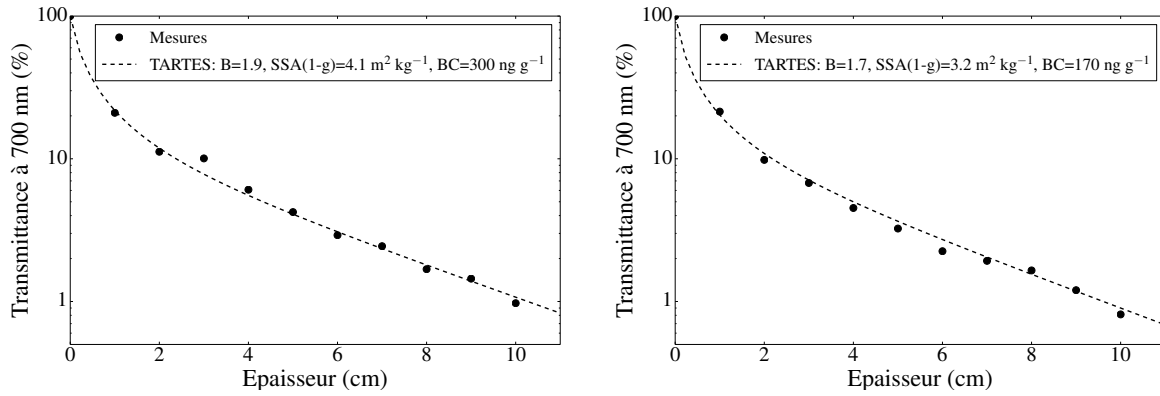


FIGURE 3.2 – Transmittance à 700 nm d'une couche de neige en fonction de son épaisseur. Comparaison entre des mesures réalisées au Col de Porte (gauche) et aux Lacs Robert (droite), et des simulations TARTES utilisant les paramètres B et $SSA(1 - g)$ optimaux.

3.3.2 Résultats

Les expériences présentées sur la Fig. 3.2 sont les seules pour lesquelles 10 points de mesure ont été acquis et donnent des valeurs de B de 1.9 et 1.7. Ces valeurs sont nettement supérieures à la valeur correspondant aux sphères, à savoir 1.25.

Le protocole expérimental dépend fortement des conditions d'éclairement, qui doivent être stables le temps de la mesure. D'autre part, l'opération qui consiste à enlever 1 cm de neige entre chaque mesure pourrait modifier la masse volumique de l'échantillon, ce que nous n'avons pas vérifié. Le temps total de manipulation (environ 10 min), permet à la microstructure de la neige d'évoluer au cours de l'expérience, en particulier lorsque la température extérieure est élevée. Enfin, la détermination des paramètres est relativement sensible au choix de la gamme de longueurs d'onde sur laquelle l'optimisation est faite car le système d'équations résolu est mal conditionné. Ces facteurs rendent la méthode assez peu précise en présence d'incertitudes de mesure. L'incertitude

sur le paramètre B est estimée à ± 0.2 .

Du fait de l'incertitude de la méthode et du faible nombre d'échantillons étudiés, il est difficile de tirer de ces mesures des conclusions catégoriques concernant la valeur de B . Ces constats nous ont donc incités à développer un protocole qui soit non destructif et plus rapide, basé sur des mesures conjointes de réflectance et de profondeur de pénétration du rayonnement.

3.4 Détermination de B à partir de mesures de réflectance et d'irradiance

3.4.1 Présentation des deux articles

Sont présentés ici les deux articles dédiés à l'évaluation de l'impact de la forme des grains sur les propriétés optiques du manteau, et à la détermination expérimentale du paramètre B de la neige à partir de mesures de réflectance et d'irradiance.

Dans le premier article, **l'impact des paramètres B et g sur l'albédo diffus et la profondeur de pénétration du rayonnement est évalué**, l'un des objectifs étant d'estimer les erreurs commises lorsque la neige est représentée par un ensemble de sphères.

Pour cela, on étudie d'abord la dépendance des propriétés optiques d'un manteau (de SSA et de masse volumique données), à la forme choisie pour représenter les grains de neige. Puisque l'albédo et la profondeur de pénétration dépendent respectivement du ratio $B/(1-g)$ et du produit $B(1-g)$ (Eqs. 2.53), on cherche à estimer ces quantités. Les paramètres B et g sont donc calculés pour un ensemble de formes géométriques idéales à l'aide du modèle de *ray tracing* SnowRaT (Picard *et al.*, 2009). Ceci permet de distinguer les sphères des autres formes étudiées, mais ne donne pas d'information sur les paramètres B et g la neige.

Afin d'estimer le paramètre B pour de la neige réelle, on a utilisé des mesures combinées de réflectance et d'irradiance au sein du manteau neigeux. On s'appuie pour cela sur les mesures de profondeur de pénétration collectées par James France² à Dôme C durant la saison 2009 – 2010, ce qui a été l'occasion d'une collaboration avec son équipe. Afin d'étendre l'estimation de B à d'autres types de neige que ceux rencontrés sur le Plateau Antarctique, des mesures similaires ont été réalisées dans les Alpes durant l'hiver 2011 – 2012, et des données d'irradiance et de réflectance tirées de la littérature ont été utilisées. Nos mesures d'irradiance ont été obtenues à l'aide d'une fibre optique insérée horizontalement dans le manteau neigeux à différentes profondeurs (Fig. 3.3). Celles de réflectance ont été obtenues avec ASSSAP et DUFIS (Sect. 2.2.1.2). Pour déterminer le paramètre B d'un manteau neigeux stratifié, le profil vertical d'irradiance est simulé avec le modèle TARTES pour différentes valeurs de B , la valeur retenue étant celle qui minimise l'erreur entre les profils mesuré et simulé (Fig. 3.4). Cette méthode fait l'hypothèse que B est uniforme dans le manteau, même lorsque le manteau est composé de couches bien distinctes.

Ce premier article a permis d'estimer le paramètre B moyen d'un manteau neigeux pour une dizaine de cas, sans pour autant permettre de mettre en valeur un lien entre B et le type de neige. Le second article a donc pour objectif **d'étudier la dépendance du paramètre B au type de neige et de quantifier la précision de la méthode de détermination de B** . Relier ce paramètre de forme au type de grain défini dans les modèles d'évolution du manteau neigeux (*e.g.* Crocus ou SNOWPACK Lehning *et al.*, 2002a) permettrait par exemple de coupler intégralement

2. Chercheur associé au Royal Holloway University of London.

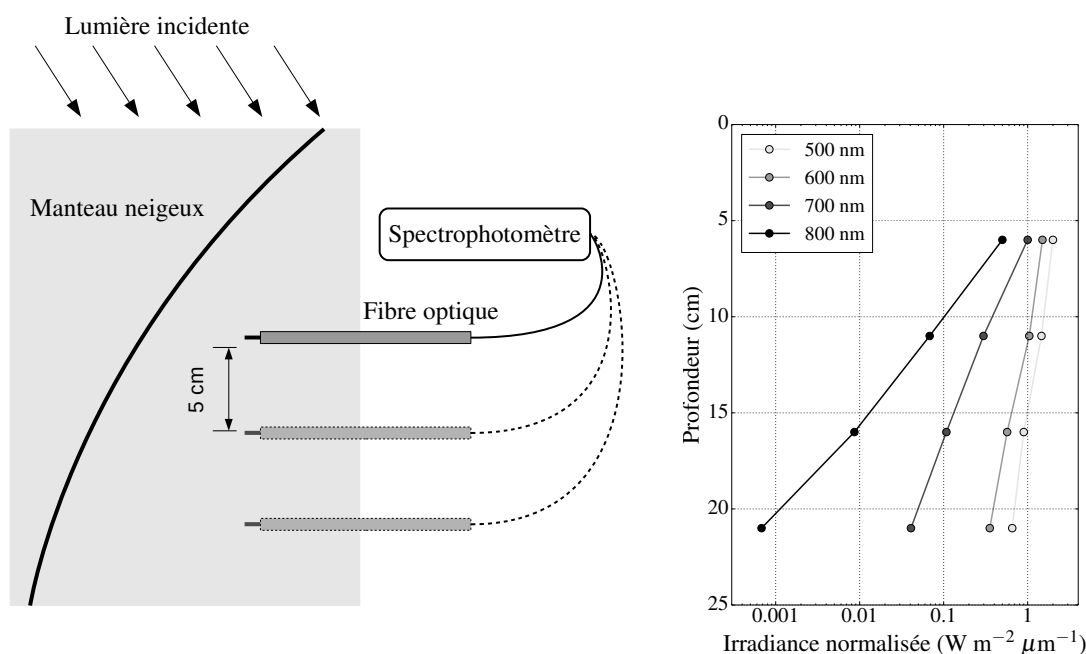


FIGURE 3.3 – Schéma illustratif de la mesure d'irradiance spectrale au sein du manteau neigeux et profils verticaux d'irradiance mesurés le 13 mars 2012 aux Lacs Robert.

les propriétés optiques de la neige à ses propriétés physiques et donnerait une signification physique aux paramètres empiriques (dendricité et sphéricité) souvent utilisés pour décrire la forme des grains (*Carmagnola et al.*, 2014).

Pour répondre à ce nouvel objectif, la méthode expérimentale de détermination de B a été grandement améliorée. L'amélioration principale consiste à déterminer B non plus pour l'ensemble du manteau, mais pour chacune des couches d'un manteau stratifié (ces couches étant identifiées visuellement et homogènes en type de neige), ce qui permet d'attribuer une valeur à chaque type de neige. La résolution verticale nécessaire à la détermination de B pour chaque couche a nécessité le développement de l'instrument SolExS (Solar Extinction in Snow), qui permet de réaliser des mesures *in situ* d'irradiance à une résolution verticale d'environ 5 mm.

Afin d'estimer rigoureusement l'impact des erreurs de mesure sur la méthode de détermination de B et l'incertitude qui en résulte, un modèle stochastique bayésien a été implémenté.

Pour étudier le lien entre B et le type de neige et obtenir des résultats statistiquement significatifs, il a fallu s'appuyer sur un grand nombre de mesures réalisées sur des neiges différentes. C'est pourquoi des mesures combinant SolExS et ASSSAP ont été réalisées à Dôme C durant la saison 2012 – 2013, ainsi que dans les Alpes début 2013. Afin d'élargir le jeu de données, on s'est également appuyé sur un jeu de mesures acquises en chambre froide au Centre d'Études de la Neige dans les années 1990 (*Sergent et al.*, 1993).

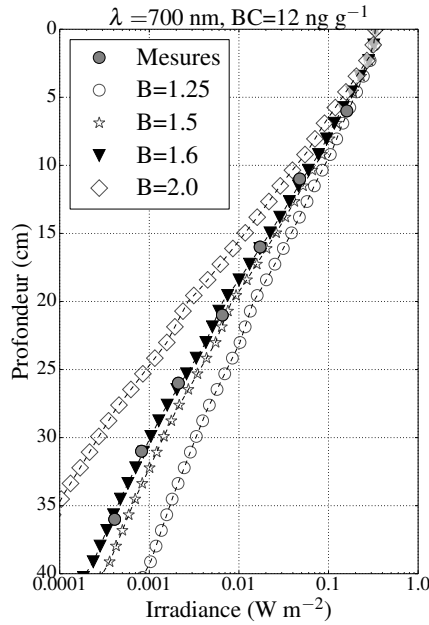


FIGURE 3.4 – Principe de détermination du paramètre B optimal à partir de la comparaison des profils d’irradiance mesuré et modélisé. Dans ce cas (mesures du 13 mars 2012 aux Lacs Robert), le paramètre B optimal valait 1.6.

3.4.2 Présentation de l’instrument SolExS (Solar Extinction in Snow) ⁴

L’instrument Solar Extinction in Snow (SolExS) a été spécifiquement développé ⁵ pour mesurer l’irradiance spectrale au sein du manteau neigeux rapidement et à haute résolution verticale.

SolExS mesure l’irradiance spectrale à différentes profondeurs, grâce à une fibre optique de 8 mm de diamètre enfoncée progressivement (manuellement) dans un trou vertical effectué au préalable (Fig. 3.5). Cette fibre est protégée par un tube métallique rigide, lui-même monté sur un support fixe planté dans la neige. La fibre collecte la lumière latéralement dans le trou et est reliée à un spectrophotomètre Ocean Optics® Maya Pro. Une règle magnétique permet de connaître la profondeur à laquelle se trouve la fibre avec une précision de 1 mm et l’acquisition des spectres se fait automatiquement tous les 5 mm. La Figure 3.6 présente l’irradiance spectrale mesurée à différentes profondeurs ainsi que les profils verticaux d’irradiance qui en sont déduits.

La réalisation d’un profil de 40 cm dure approximativement 1 min, ce qui permet d’acquérir en peu de temps un grand nombre de profils. Afin d’exclure les mesures réalisées avec des variations de rayonnement incident, un capteur de rayonnement large-bande est placé à la surface de la neige et enregistre ces variations. Si elles ne dépassent pas 5%, l’irradiance mesurée est normalisée par les variations du flux incident en surface. Pour que la mesure optique perturbe au minimum la neige, il est nécessaire que la taille de la fibre soit inférieure ou de l’ordre du libre parcours moyen des

4. Une description succincte de l’instrument SolExS est proposée en anglais à la Section 3.4.4.3.

5. SolExS a été conçu et réalisé au LGGE entre Mars et Juillet 2012.

photons dans la neige (*Giddings and LaChapelle*, 1961), ce qui est généralement satisfait par notre système. La nouveauté de SolExS par rapport à des instruments similaires (*e.g. Meirald-Mautner and Lehning*, 2004; *Warren et al.*, 2006; *Light et al.*, 2008; *Lahtinen*, 2011) réside dans sa haute résolution verticale, la rapidité de mise en œuvre, et la taille réduite de sa tête de mesure.

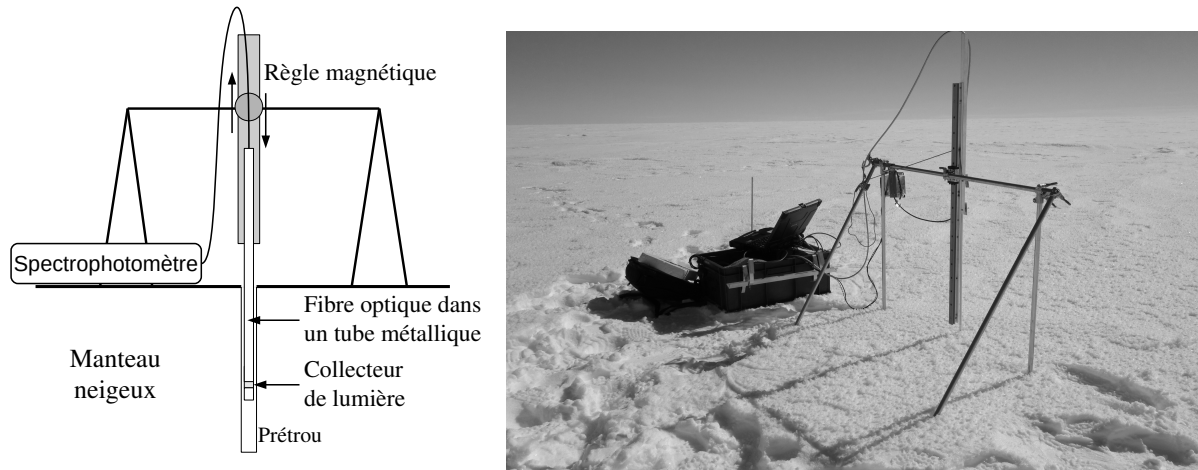


FIGURE 3.5 – Schéma illustratif de la mesure d'irradiance spectrale avec SolExS et photographie du dispositif aux alentours de Dôme C.

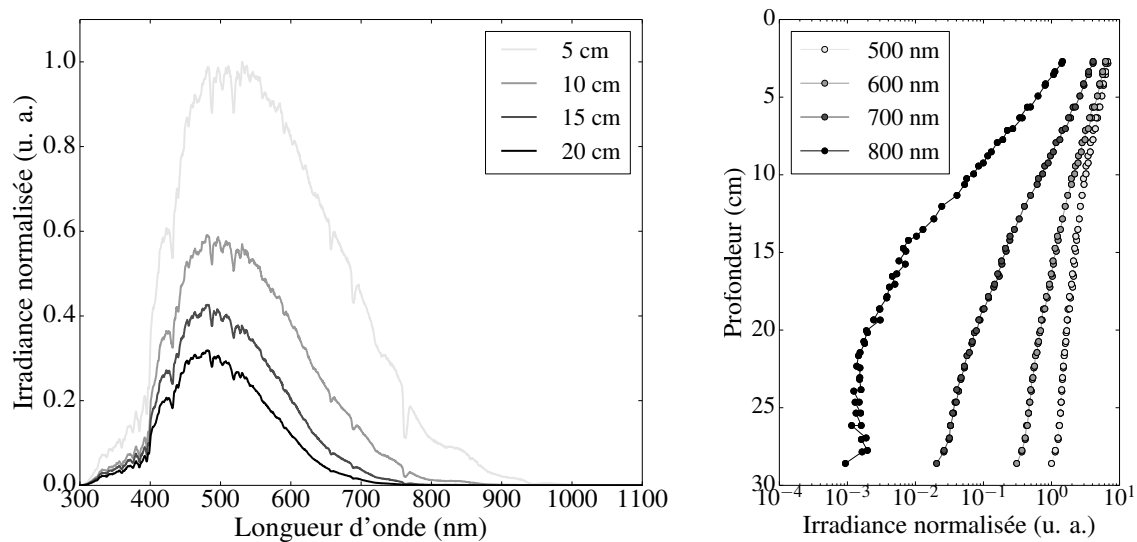


FIGURE 3.6 – Irradiance spectrale mesurée à différentes profondeurs avec SolExS (gauche) et profils verticaux d'irradiance à différentes longueurs d'onde qui en sont déduits (droite).

Les mesures d'irradiance au sein du manteau neigeux (*e.g. Järvinen and Leppäranta*, 2011; *France et al.*, 2012) sont souvent effectuées en insérant horizontalement des fibres dans la neige à différentes profondeurs (Fig. 3.3) comme il était fait pour le premier article. *France and King*

(2012) ont montré que des mesures effectuées en enfonçant la fibre horizontalement, à 45° , ou verticalement, donnaient des résultats très similaires, aux incertitudes près liées à la variabilité spatiale du manteau neigeux et de l'éclairement. J'ai renouvelé ce test et les profils présentés sur la Figure 3.7 confirment que les deux protocoles produisent des résultats similaires. Les petites différences peuvent s'expliquer par l'imprécision sur le positionnement des fibres en position horizontale, par les variations de l'éclairement durant la mesure horizontale et par les erreurs intrinsèques à chacune des méthodes.

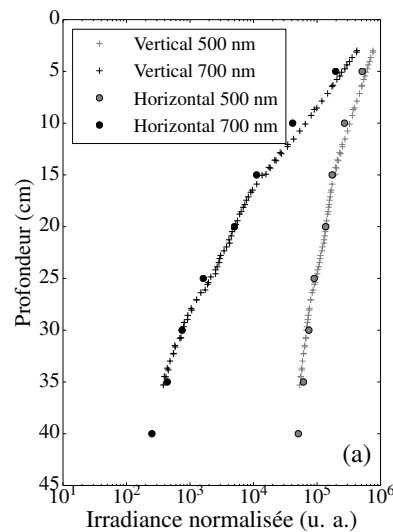


FIGURE 3.7 – Profils verticaux d'irradiance mesurés avec SolExS et avec les fibres optiques insérées horizontalement dans le manteau neigeux.

En marge du travail sur *B*, l'instrument SolExS a également été utilisé pour mettre en évidence que la neige à proximité de Dôme C, y compris dans la « zone propre », contient plus d'impuretés absorbant le rayonnement solaire que la neige située à 25 km de la station (Annexe C). Ceci montre l'impact de la station sur la neige alentour et pourrait impacter les études photochimiques considérant Dôme C comme représentatif d'une plus grande partie du Plateau Antarctique.

3.4.3 Article : Influence de la forme des grains sur la pénétration de la lumière dans la neige

Q. Libois, G. Picard, J.L. France, L. Arnaud, M. Dumont, C.M. Carmagnola, M.D. King (2013), Influence of grain shape on light penetration in snow, *The Cryosphere*, 7, 1803-1818, doi : 10.5194/tc-7-1803-2013.

Abstract

The energy budget and the photochemistry of a snowpack depend greatly on the penetration of solar radiation in snow. Below the snow surface, spectral irradiance decreases exponentially with depth with a decay constant called asymptotic flux extinction coefficient. As with the albedo of the snowpack, the asymptotic flux extinction coefficient depends on snow grain shape. While representing snow by a collection of spherical particles has been successful for numerical computation of albedo, such a description poorly explains the decrease of irradiance in snow with depth. Here, we explore the limits of the spherical representation. Under the assumption of geometrical optics and weak absorption by snow, the grain shape can be simply described by two parameters : the absorption enhancement parameter B and the geometric asymmetry factor g^G . Theoretical calculations show that the albedo depends on the ratio $B/(1 - g^G)$ and the asymptotic flux extinction coefficient depends on the product $B(1 - g^G)$. To understand the influence of grain shape, the values of B and g^G are calculated for a variety of simple geometric shapes using ray tracing simulations. The results show that B and $(1 - g^G)$ generally covary so that the asymptotic flux extinction coefficient exhibits larger sensitivity to the grain shape than albedo. In particular it is found that spherical grains propagate light deeper than any other investigated shape. In a second step, we developed a method to estimate B from optical measurements in snow. A multi-layer, two-stream, radiative transfer model, with explicit grain shape dependence, is used to retrieve values of the B parameter of snow by comparing the model to joint measurements of reflectance and irradiance profiles. Such measurements were performed in Antarctica and in the Alps yielding estimates of B between 0.8 and 2.0. In addition, values of B were estimated from various measurements found in the literature, leading to a wider range of values (1.0 – 9.9) which may be partially explained by the limited accuracy of the data. This work highlights the large variety of snow microstructure and experimentally demonstrates that spherical grains, with $B = 1.25$, are inappropriate to model irradiance profiles in snow, an important result that should be considered in further studies dedicated to subsurface absorption of shortwave radiation and snow photochemistry.

3.4.3.1 Introduction

Snow is involved in strong feedback loops in the climate system (*Cess et al.*, 1991; *Hall*, 2004) because its optical properties depend on some snow physical characteristics (grain size, density, impurities) that themselves evolve with atmospheric conditions (*Colbeck*, 1982; *Picard et al.*, 2012). Snow is highly reflective in the visible and near-infrared (near-IR) range (*Warren*, 1982) so that the amount of solar energy absorbed by the snowpack is small with respect to vegetation, bare soil or bare ocean for instance, but varies significantly with slight changes of grain size and impurity content (*Wiscombe and Warren*, 1980; *Warren and Wiscombe*, 1980). Snow is also translucent so that the solar energy penetrates within the snowpack and is partly absorbed in depth below the surface (*Colbeck*, 1989a). Light penetration depends on density, grain size (*Bohren and Barkstrom*, 1974) and is sensitive to very low amounts of impurities (*Warren et al.*, 2006). Although *Brandt and Warren* (1993) highlight that most of the absorption occurs in the IR and takes place in the very top centimeters of the snowpack, the penetration of light has a crucial impact on the thermal regime (*Liston and Winther*, 2005; *Flanner and Zender*, 2005; *Kuipers Munneke et al.*, 2009; *Picard et al.*, 2012) and on the availability of photons for photochemical reactions in the ultraviolet and visible (*King and Simpson*, 2001; *Domine et al.*, 2008). The amount, and vertical distribution, of the absorbed energy are determined by the albedo, and the asymptotic flux extinction coefficient, respectively. Both quantities are highly wavelength dependent (*Warren*, 1982). Modeling these quantities from given snow physical properties is crucial for general circulation models (*Hall and Qu*, 2006; *Waliser et al.*, 2011) and photochemistry models (e.g. *Lee-Taylor and Madronich*, 2002).

The computation of snow optical properties from microstructural properties (often reduced to grain size and density) has been investigated in many studies using the radiative transfer theory (e.g. *Kokhanovsky*, 2004). According to this theory, snow is represented by a continuous medium with appropriate absorption and scattering properties. In order to calculate these quantities from the snow physical properties that can be measured in the field or predicted by snow evolution models (*Brun et al.*, 1989, 1992; *Vionnet et al.*, 2012), it is necessary to assume that snow is composed of individual grains and that the grains have a particular shape. Equivalent spheres have often been used (*Bohren and Barkstrom*, 1974; *Wiscombe and Warren*, 1980; *Brandt and Warren*, 1993), firstly because Lorenz-Mie theory (e.g. *Van De Hulst*, 1981) provides an analytical and rigorous formulation and secondly because the albedo calculated with other grain shapes can be close to the albedo calculated with spheres if the grain size is appropriately chosen (*Warren*, 1982). In particular, *Grenfell and Warren* (1999) emphasized that any grain type can be replaced by a collection of spheres of equal specific surface area as for irregular grains albedo calculations. However subsequent theoretical studies show that replacing snow grains by spheres of equal specific surface area is not entirely satisfying since single-scattering properties, including single-scattering albedo and asymmetry factor, are different from one shape to another (*Neshyba et al.*, 2003; *Kokhanovsky and Zege*, 2004; *Grenfell et al.*, 2005; *Picard et al.*, 2009).

Also, the spherical assumption seems inadequate for the prediction of the bi-directional reflectance function of snow (*Sergent et al.*, 1998; *Aoki et al.*, 2000; *Dumont et al.*, 2010), that is critical for the interpretation of remote sensing data. *Negi and Kokhanovsky* (2011) use fractal particles for satellite snow grain size retrieval. *Zege et al.* (2008) point out that for snow composed of dendrite or faceted crystals the snow grain size retrieval algorithm they use leads to errors of 50 % if grains are assumed spherical. On the contrary, the experimental study on metamorphosed snow by *Gallet et al.* (2009) shows that spheres are adequate to relate bi-hemispherical albedo and specific surface area within ± 12 %. Although snow grains are not spherical, the spherical assumption remains the simplest way of representation and is largely used for meteorological and climate purposes (*van den Broeke et al.*, 2008; *Kuipers Munneke et al.*, 2012), as well as for photochemistry applications (*Zatko et al.*, 2013).

Quantitative studies of irradiance profiles in snow are scarce compared to studies of snow reflectance (*Bohren and Barkstrom*, 1974; *Perovich*, 2007). Performing accurate irradiance measurements is difficult since the introduction of sensors perturbs the medium (*Dunkle and Bevans*, 1956; *Giddings and LaChapelle*, 1961) and repeat experiments demonstrate uncertainties of ~ 20 % as a result of measurement error and natural variability of snow (*France et al.*, 2011b; *France and King*, 2012). The few attempts to reproduce irradiance measurements, using radiative transfer models with the spherical assumption, failed (*Sergent et al.*, 1987; *Meirolt-Mautner and Lehning*, 2004). In particular, *Sergent et al.* (1987) measured asymptotic flux extinction coefficients twice greater than those predicted by a model with spherical grains (their Fig. 6). *Haussener et al.* (2012) have compared the transmittance of snow slabs obtained by Monte-Carlo ray tracing performed on computed tomography images, to the transmittance calculated with the radiative transfer code DISORT (*Stamnes et al.*, 1988) assuming equivalent spheres. They found that transmittance computed with DISORT is always much larger than that obtained with the ray tracing method (their Figs. 9b and 9d). They attribute part of the difference to the simplification of snow morphology in DISORT.

The objective of the present paper is to investigate the performance of the spherical assumption to compute albedo and irradiance profiles. To this end, this work is based on an analytical formulation of the radiative transfer theory, where snow grain shape is fully defined by two parameters, the absorption enhancement parameter B and the geometric asymmetry factor g^G (*Kokhanovsky and Zege*, 2004). In Sect. 3.4.3.2, we derive analytical expressions of the two measurable optical properties (the albedo and the asymptotic flux extinction coefficient) in terms of B , g^G , specific surface area, density, and optical indices. These expressions show that the albedo and the asymptotic flux extinction coefficient depend on grain shape in different ways. In order to quantify the impact of the grain shape on snow optical properties, ranges of variations of B and g^G are needed. To the authors' knowledge, these shape parameters have never been measured for snow. Hence the following sections are aimed at determining the values of B and g^G for snow by using two approaches. The first approach is numerical and uses Monte-Carlo ray tracing methods (Sect. 3.4.3.3)

to determine the values of B and g^G for a set of simple geometric shapes (*Kokhanovsky and Macke, 1997; Picard et al., 2009*). The second approach is experimental and uses optical measurements in snow (Sect. 3.4.3.4). It allows the determination of B only. Section 3.4.3.6 discusses the values obtained from these two approaches.

3.4.3.2 A two-stream radiative transfer model with explicit shape dependence to compute irradiance profiles in snow

Diffusion of light in snow is modeled using the radiative transfer theory. Scattering and absorbing properties of snow depend on the single-scattering properties of individual snow grains. The latter depend on grain size and shape (*Kokhanovsky, 2004*), as detailed in Sect. 3.4.3.2.1. In the field, only macroscopic optical properties of the whole snowpack or of individual snow layers (albedo and asymptotic flux extinction coefficient) are measurable. The asymptotic analytical radiative transfer theory (*Kokhanovsky and Zege, 2004*) provides analytical expressions for the albedo α and the asymptotic flux extinction coefficient k_e of a homogeneous snow layer, as a function of snow grains single-scattering properties (Sect. 3.4.3.2.2). As natural snowpacks are usually stratified, these analytical expressions are used in a multi-layer model based on the Eddington approximation (*Jiménez-Aquino and Varela, 2005*), to calculate the albedo and irradiance profiles of a stratified snowpack (Sect. 3.4.3.2.3). Snow is never pure, so that light-absorbing impurities have to be taken into account in the model in order to interpret experimental data in the visible range (Sect. 3.4.3.2.4).

3.4.3.2.1 Single-scattering properties of pure snow

Diffusion of light in snow is often modeled using the radiative transfer theory, which assumes that snow is a continuous medium (*Bohren and Barkstrom, 1974; Wiscombe and Warren, 1980*). Each layer of the snowpack is characterized by the phase function, extinction coefficient σ_e and single-scattering albedo ω which are determined from snow grain size and shape, and snow density (*Bohren and Barkstrom, 1974*). σ_e is related to the scattering and absorption coefficients by $\sigma_e = \sigma_s + \sigma_a$ and $\omega = \sigma_s / \sigma_e$. In the Two-stream Analytical Radiative TransfER in Snow (TARTES) model that we developed, the snow grains in a particular layer have the same size and shape and their size is much larger than the wavelength. In such a case, calculations can be performed with the geometric optics approximation. In addition, we limit our study to the spectral range 300 – 1350 nm where ice is globally weakly absorbing (*Warren and Brandt, 2008*), that is $1 - \omega \ll 1$, even though ice is considerably more absorptive at 1350 nm than at 300 nm. Snow grains are treated as incoherent scatterers (*Bohren and Barkstrom, 1974; Wiscombe and Warren, 1980*). Hence the extinction and absorption coefficients σ_e and σ_a (m^{-1}) are proportional to the extinction and absorption cross-sections C_{ext} and C_{abs} (m^2) of individual snow grains :

$$\sigma_e = nC_{\text{ext}} \quad (3.6)$$

$$\sigma_a = nC_{\text{abs}}, \quad (3.7)$$

where n is the grain concentration (m^{-3}) related to the volume V of an individual grain and to snow density ρ by :

$$n = \frac{\rho}{\rho_{\text{ice}}V}. \quad (3.8)$$

C_{ext} is twice the average projection area Σ of the grain (*Zege et al.*, 2008) :

$$C_{\text{ext}} = 2\Sigma. \quad (3.9)$$

Scattering occurs each time a photon reaches the grain surface while absorption is due to the photon path within the grain. C_{abs} is thus

$$C_{\text{abs}} = B\gamma V, \quad (3.10)$$

where $\gamma = \frac{4\pi\chi}{\lambda}$ is the ice absorption coefficient and the wavelength dependent imaginary part of the ice refractive index χ can be found in *Warren and Brandt* (2008). The coefficient B depends on the shape of the particle and on the difference between the real parts of the refractive indices of ice and air. B is called the “absorption enhancement parameter” (*Kokhanovsky and Zege*, 2004) since it quantifies the enhancement of absorption (compared to a straight trajectory through the grain) due to lengthening of the photon paths within the grain owing to multiple internal reflections. B is independent of the size of the particle. By definition of ω the single scattering co-albedo is given by :

$$(1 - \omega) = \frac{B\gamma V}{2\Sigma}. \quad (3.11)$$

The average cosine of the scattering angle, determined from the phase function, is called the asymmetry factor and is denoted g . In the model TARTES, the phase function is entirely characterized by g , which is the average of the geometric term g^G and the diffraction term g^D . For particles large compared to the wavelength, diffraction is essentially forward so that $g^D \simeq 1$ (*Kokhanovsky and Zege*, 2004) and

$$g \simeq \frac{1}{2}(g^G + 1). \quad (3.12)$$

The geometric asymmetry factor g^G depends on the shape and real part of the ice refractive index. It is independent of the grain size, like B . In the spectral range 300 – 1350 nm, ice is weakly absorbing and the real part of the ice refractive index is nearly constant (according to *Warren and Brandt* (2008) it varies between 1.30 and 1.33), so that variations of B and g^G are less than 3% (*Kokhanovsky*, 2004). Hence in TARTES, B and g^G are assumed independent of the wavelength.

3.4.3.2.2 The asymptotic analytical radiative transfer theory

The asymptotic analytical radiative transfer theory presented in *Kokhanovsky* (2004) assumes that the bi-hemispherical albedo α (albedo of a semi-infinite scattering medium illuminated by a diffuse source, hereafter referred as albedo) and the asymptotic flux extinction coefficient k_e are expressed in terms of g and ω for weakly absorbing wavelengths by :

$$k_e = \sigma_e \sqrt{3(1-\omega)(1-g)} \quad (3.13)$$

$$\alpha = \exp \left(-4 \sqrt{\frac{1-\omega}{3(1-g)}} \right). \quad (3.14)$$

$\ell = k_e^{-1}$ is the e -folding depth, i.e. the depth at which diffuse irradiance has decreased by a factor e . Similar expressions have been derived or used in former studies (*Bohren and Barkstrom*, 1974; *Wiscombe and Warren*, 1980). With the formalism presented in Sect. 3.4.3.2.1, Eqs. (3.13) and (3.14) become :

$$k_e \simeq \frac{\rho}{\rho_{\text{ice}}} \sqrt{\frac{3B\gamma\Sigma}{V}(1-g^G)} \quad (3.15)$$

$$\alpha \simeq \exp \left(-4 \sqrt{\frac{B\gamma V}{3\Sigma(1-g^G)}} \right). \quad (3.16)$$

In Eqs. (3.13)-(3.16) the quantities k_e and α are wavelength dependent since γ is. From the combination of Eqs. (3.15) and (3.16), the value B of a semi-infinite homogeneous slab of snowpack can be estimated from the albedo at wavelength λ_α and the asymptotic flux extinction coefficient at wavelength λ_{k_e} :

$$B \simeq -\frac{\rho_{\text{ice}} k_e(\lambda_{k_e}) \ln(\alpha(\lambda_\alpha))}{4\rho \sqrt{\gamma(\lambda_{k_e})\gamma(\lambda_\alpha)}}, \quad (3.17)$$

where λ_{k_e} and λ_α are wavelengths in the range of validity of the theory. They can be different or equal.

Eqs. (3.15) and (3.16) are valid for concave and convex particles. Although snow grains are partly convex and partly concave, in the specific case of convex particles Eqs. (3.15) and (3.16) can be simplified. The specific surface area SSA ($\text{m}^2 \text{ kg}^{-1}$) is the total surface area per unit mass. For convex particles, Σ is proportional to the surface area S of the grain : $S = 4\Sigma$ (*Vouk*, 1948; *Zege et al.*, 2008), so that :

$$\frac{\Sigma}{V} = \frac{\rho_{\text{ice}} \text{SSA}}{4}. \quad (3.18)$$

Hence for convex particles, α and k_e are eventually expressed in terms of ρ , SSA, B and g^G by :

$$k_e \simeq \rho \sqrt{\frac{3B\gamma}{4\rho_{\text{ice}}} \text{SSA}(1-g^G)} \quad (3.19)$$

$$\alpha \simeq \exp \left(-8 \sqrt{\frac{B\gamma}{3\rho_{\text{ice}} \text{SSA}(1-g^G)}} \right). \quad (3.20)$$

In Eqs. (3.19) and (3.20), $(1-g^G)$ is multiplied by SSA, which shows that $(1-g^G)$ cannot be optically measured, unless an independent measure of SSA is available (e.g. *Dominé et al.*, 2001; *Flin et al.*, 2004).

3.4.3.2.3 Extension to a multi-layer snowpack using the Eddington approximation

The two-stream formulation of the radiative transfer theory (e.g. *Choudhury*, 1981) has been widely used in snow optics to describe diffusion of light in a layered plane-parallel snowpack (*Dunkle and Bevans*, 1956; *Schlatter*, 1972; *Bohren and Barkstrom*, 1974; *Wiscombe and Warren*, 1980; *King and Simpson*, 2001). The formulation is accurate when photons experience a large number of scattering events before escaping the snowpack or being absorbed, i.e. at weakly absorbing wavelengths. The model TARTES uses the Eddington approximation (e.g. *Jiménez-Aquino and Varela*, 2005) to solve the two-stream radiative transfer equation. In that case, the direct irradiance I^{dir} and the downward ($I_n^\downarrow$) and upward ($I_n^\uparrow$) diffuse irradiances in a horizontally homogeneous layer take the form (e.g. *Jiménez-Aquino and Varela*, 2005) :

$$I^{\text{dir}}(z) = I_\odot e^{-\tau(z)/\mu_0} \quad (3.21)$$

$$I_n^\downarrow(z) = A_n e^{-k_{en}z} + B_n e^{k_{en}z} + G_n^\downarrow e^{-\tau(z)/\mu_0} \quad (3.22)$$

$$I_n^\uparrow(z) = \alpha_n A_n e^{-k_{en}z} + \frac{B_n}{\alpha_n} e^{k_{en}z} + G_n^\uparrow e^{-\tau(z)/\mu_0}, \quad (3.23)$$

where $\tau(z)$ is the optical depth at depth z , $I_\odot$ the direct incident irradiance and $\mu_0 = \cos \theta_0$, with θ_0 the local zenith angle. α_n and k_{en} are the albedo and asymptotic flux extinction coefficient of layer n if the layer were infinite. The terms proportional to $e^{-\tau(z)/\mu_0}$ in Eqs. (3.22) and (3.23) correspond to the contribution of direct light that has been scattered only once, and quickly vanish with depth (detailed expressions of $G_n^\downarrow$ and $G_n^\uparrow$ are given in *Jiménez-Aquino and Varela*, 2005). Equations (3.22) and (3.23) are applied to each layer of the N -layer snowpack. The continuity conditions state that the diffuse irradiances $I_n^\downarrow$ and $I_n^\uparrow$ be continuous at each interface at depth L_n :

$$I_n^\downarrow(L_n) = I_{n+1}^\downarrow(L_n) \quad (3.24)$$

$$I_n^\uparrow(L_n) = I_{n+1}^\uparrow(L_n). \quad (3.25)$$

It gives $2(N-1)$ equations. The upper boundary condition is given by the diffuse incident irradiance I_0 and the lower one by the albedo α_b of the underlying surface, which must be prescribed :

$$I_1^\downarrow(0) = I_0 \quad (3.26)$$

$$I_N^\uparrow(L_N) = \alpha_b \left(I_N^\downarrow(L_N) + I^{\text{dir}}(L_N) \right). \quad (3.27)$$

This provides 2 more equations. These $2N$ equations form a linear system with $2N$ unknowns A_n and B_n . The coefficients A_n and B_n are determined by solving the system, which allows explicit calculation of the diffuse irradiances at any depth. The two-stream method has been extensively described (*Shettle and Weinman*, 1970; *Wiscombe*, 1977; *Toon et al.*, 1989). The total irradiances are obtained by summing the diffuse and direct irradiances. The albedo is deduced as the ratio of the total upwelling to the total downwelling irradiance at the surface.

3.4.3.2.4 Impurities

Equations (3.15) and (3.16) have been derived assuming pure snow. However, light-absorbing impurities, such as black carbon (BC) (e.g. *Warren and Wiscombe, 1980; Flanner et al., 2012*), dust (*Warren and Wiscombe, 1980; Painter et al., 2007*) and humic-like substances (*Hoffer et al., 2006; France et al., 2012*), impact snow optical properties, especially in the visible range (*Warren and Wiscombe, 1980; Reay et al., 2012*). These impurities are taken into account in TARTES. Whether impurities are inside or external to ice grains is critical to model their impact. However little is known about it (*Flanner et al., 2012*). We assume that they are external to ice grains. This hypothesis has been questioned in several papers (e.g. *Chýlek et al., 1983; Bohren, 1986*). We also assume that these particles are small compared to the wavelength and that they do not affect the total phase function. In contrast, they have a strong influence on the absorption coefficient. The absorption cross section C_{abs}^i of a small spherical impurity of type i is proportional to the particle volume V_i and depends on the complex refractive index m_i (*Kokhanovsky, 2004*) :

$$C_{\text{abs}}^i = -\frac{6\pi}{\lambda} V_i \text{Im} \left(\frac{m_i^2 - 1}{m_i^2 + 2} \right). \quad (3.28)$$

The total absorption coefficient is :

$$\sigma_{\text{abs}} = C_{\text{abs}}^{\text{snow}} n_{\text{snow}} + \sum_i C_{\text{abs}}^i n_i, \quad (3.29)$$

where n_i is the number density of impurity i particles (m^{-3}) and can be expressed as $n_i = \frac{\rho_i}{\rho_i^0 V_i}$, where ρ_i^0 is the bulk density and ρ_i the impurity concentration (kg m^{-3}). The latter is related to the impurity content by $c_i = \frac{\rho_i}{\rho_{\text{snow}}}$ (kg kg^{-1}). For low impurity contents, we assume that scattering is essentially due to ice grains, and that σ_e is unaltered. In that case, Eq. (3.11) is replaced by :

$$(1 - \omega) = \frac{V}{2\Sigma} \left[B\gamma - \frac{6\pi}{\lambda} \rho_{\text{ice}} \sum_i \frac{c_i}{\rho_i^0} \text{Im} \left(\frac{m_i^2 - 1}{m_i^2 + 2} \right) \right]. \quad (3.30)$$

Similar expressions have been used by *Zege et al. (2008)* and *Kokhanovsky (2013)* to take into account analytically the influence of impurities on snow albedo.

To summarize, TARTES takes as inputs for each layer the density, depth, B , $(1 - g^G)\Sigma/V$ (or $\text{SSA}(1 - g^G)$ if the particles are convex), the type and content of impurities. In addition, the direct and diffuse incident irradiances and the albedo of the underlying surface are required. The model computes the internal irradiances at any depth, from which the absorbed energy can be determined for each layer. The e -folding depth $\ell(\lambda)$ between two depths z_1 and z_2 (with $z_2 > z_1$) is calculated at any wavelength as :

$$\ell(\lambda) = \frac{1}{z_2 - z_1} \ln \left(\frac{F^\downarrow(z_1, \lambda)}{F^\downarrow(z_2, \lambda)} \right). \quad (3.31)$$

To evaluate TARTES, we compared it to DISORT simulations run with a monodispersion of spherical particles (*Wiscombe, 1980*). To this end we chose $B = 1.25$ and $g^G = 0.79$ in our model.

For a large set of snowpacks with black carbon content varying from 1 to 1000 ng g⁻¹ and specific surface area varying from 5 to 100 m² kg⁻¹, we imposed various incident light conditions, mixing diffuse light and direct light with zenith angle ranging from 0° to 85°. The spectral relative error between albedos and irradiances calculated with TARTES and those predicted by DISORT was lower than 3%.

3.4.3.3 Theoretical calculations of B and g^G for various grain shapes

In the theory described in Sect. 3.4.3.2, snow grain shape is fully described by two parameters : B and g^G . Values of these parameters for geometric shapes are scarce in the literature. We gather values from the literature and from our calculations (for an extended set of geometric shapes), and we analyze the range of variations.

Monte Carlo ray tracing methods have been used by *Takano and Liou* (1989); *Mishchenko et al.* (1996); *Macke et al.* (1996); *Xie et al.* (2006) to determine single-scattering properties of ice particles in clouds. These studies showed that the phase function, single-scattering albedo and asymmetry factor largely depend on grain shape. The parameters B and g^G were calculated for spheroids, hexagonal plates and fractal particles by *Kokhanovsky and Macke* (1997) and *Kokhanovsky and Zege* (2004) using ray tracing. In addition, we have performed calculations for cubes, cuboids, cylinders and depth hoar using the ray tracing model SnowRat (*Picard et al.*, 2009) as follows. Photons are launched from different locations on one grain and their trajectories within the grain are calculated assuming geometric optics laws with optical index of ice at 900 nm. The process is repeated for 10⁶ photons and 10⁴ different grain orientations. g^G is then computed by averaging the cosine of the deviation angle of photons that have escaped the grain. ω is the ratio of photons that have escaped the grain with respect to the number of launched photons. Σ and V are directly computed in SnowRat and B is deduced using Eq. (3.11). We studied shapes with aspect ratio between 0.25 and 4, as defined in *Picard et al.* (2009). The values of B and g^G for these shapes are summarized in Table 3.1 and reported in Fig. 3.8a. All numerical calculations were performed on crystals smaller than 1 mm so that absorption within a single grain is very low and the calculated values of B and g^G do not depend on grain size.

In Fig. 3.8a, $(1 - g^G)$ is plotted as a function of B for all shapes (the quantity $(1 - g^G)$ rather than g^G is used, to reflect the dependence in Eqs. (3.15) and (3.16)). For the tested shapes, B varies from 1.25 to 2.09 and is minimum for spheres. g^G varies from 0.50 to 0.80. The relative variations of $(1 - g^G)$ are larger than those of B . For spheres, $g^G = 0.79$ and $B = 1.25$, highlighting great forward-scattering and weak absorption enhancement. For most of the hexagonal plates they studied, *Grenfell et al.* (2005) noticed that the asymmetry factor was lower than that of spheres. *Jin et al.* (2008) also point out that the spherical assumption overestimates the forward reflected radiances compared to measurements performed in Antarctica by *Hudson et al.* (2006). They attribute this to the forward peak of the scattering phase function of spheres.

We examine then the influence of grain shape on snow macroscopic optical properties. Since the albedo depends on the quotient $B/(1 - g^G)$ and the asymptotic flux extinction coefficient on

TABLE 3.1 – Values of B and g^G for various geometric shapes, computed using ray tracing methods. Values for spheroids, hexagonal plates and fractals are taken from *Kokhanovsky and Macke* (1997) and were obtained with a complex refractive index $m = 1.33$. The value for fractal is from *Kokhanovsky and Zege* (2004) and was obtained at $m = 1.31 - 10^{-7}i$. The values for the other shapes were obtained with SnowRat (*Picard et al.*, 2009) at $m = 1.30 - 4.2 \times 10^{-7}i$ (which is the ice refractive index at 900 nm). For hexagonal plates, cuboids and cylinders, the aspect ratio is the ratio of the height to, the length of the hexagonal side, the length of the square side and the radius of the circle, respectively. For spheroids, it is the ratio of the largest semiaxis to the shortest one.

Shape	Aspect ratio	g^G	B	Shape	Aspect ratio	g^G	B
Sphere	1	0.79	1.25	Fractal	–	0.50	1.84
Spheroid	0.5	0.63	2.09	Cube	1	0.54	1.56
Spheroid	0.7	0.69	1.60	Cuboid	2	0.59	1.58
Spheroid	1.5	0.70	1.36	Cuboid	4	0.66	1.60
Spheroid	2	0.71	1.43	Cylinder	0.25	0.80	1.41
Hexagonal plate	0.4	0.72	1.80	Cylinder	0.5	0.70	1.42
Hexagonal plate	1	0.57	1.60	Cylinder	1	0.63	1.44
Hexagonal plate	2	0.52	1.60	Cylinder	2	0.69	1.46
Hexagonal plate	4	0.59	1.80	Cylinder	4	0.77	1.48

the product $B(1 - g^G)$, Fig. 3.8b shows an alternative representation of Fig. 3.8a. In this representation, two snowpacks composed of grains with shapes that have the same abscissa (respectively ordinate) have the same asymptotic flux extinction coefficient (respectively albedo). The vertical (respectively horizontal) line shows the shapes that have the same asymptotic flux extinction coefficient (respectively albedo) as spheres. These lines are “iso-e-folding depth” and “iso-albedo” and are also plotted in Fig. 3.8a. Figure 3.8b shows that snow grains with equal specific surface area but different shape can yield very different asymptotic flux extinction coefficients (given Eq. (3.19), the relative difference is 85 % between fractals and spheres of same specific surface area). As for the albedo, at $\lambda = 1310$ nm and $SSA = 20$ m² kg⁻¹ for instance, the maximum relative difference is 37 % (see Eq. 3.20). Therefore the spherical assumption may be adequate for computing the albedo of a snowpack, but for the same snowpack may be inadequate to model irradiance profiles. For instance, spheroids with aspect ratio 0.5 (labeled in Fig. 3.8b) are very similar to spheres in terms of albedo, but not in terms of e-folding depth. Fig. 3.8b also highlights the position of spheres among all other shapes. The median value for $B/(1 - g^G)$ is 4.7, in agreement with the scaling constant determined by *Kokhanovsky* (2006) for snow (that corresponds to a ratio of 4.6). For spheres, $B/(1 - g^G) = 5.7$ and there are shapes above and below the horizontal line, suggesting that spheres may be a fairly good approximation to a mixture of various geometric shapes. This might explain the success of the spherical assumption for albedo calculations (e.g., *Grenfell et al.*, 1994). In those calculations, the quotient $B/(1 - g^G)$ in snow is assumed equal to that of spheres. In contrast, for irradiance profiles calculations, the spheres appear to be an extreme case, since the product $B(1 - g^G)$ is minimum for spheres, almost two times smaller than the median value. Although settled snow that has experienced metamorphism is unlikely to look like geometric crystals (*Bohren*, 1983), this suggests that the spherical assumption is a shortcoming to model irradiance profiles in snow.

3.4.3.4 Experimental determination of B from optical measurements

In this section we propose two methods to retrieve B from optical measurements of snow. The first method assumes a single homogeneous layer. It is relevant for data from the literature (Sect. 3.4.3.5.2) for which a detailed stratigraphy of the snowpack is absent. The second method treats the case of a multi-layer snowpack and uses field measurements we have specifically performed for the B determination, under experimental conditions chosen to maximize the quality of the retrieval method.

3.4.3.4.1 Method

Method 1 : Knowledge of the asymptotic flux extinction coefficient k_e , and the albedo α , of a homogeneous snow layer allows calculation of the value of B by using Eq. (3.17) for pure snow, or Eqs. (3.13), (3.14) and (3.30) if light-absorbing impurities are present.

Method 2 : A more advanced approach can be developed for a layered snowpack, when vertical profiles of density, $\rho(z)$, near-IR reflectance, $\alpha(z, \lambda_\alpha)$, and spectral irradiance, $I(z, \lambda)$, are measu-

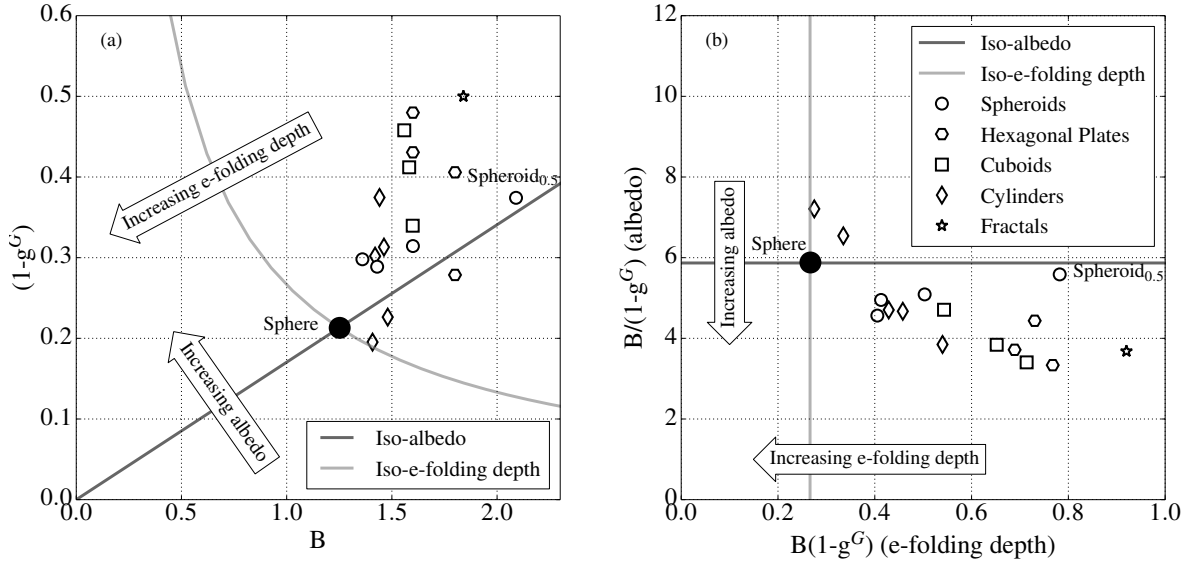


FIGURE 3.8 – (a) The shapes presented in Table 3.1 are displayed in a $B, (1-g^G)$ diagram. (b) The same shapes are presented in a $B(1-g^G), B/(1-g^G)$ diagram, to illustrate their characteristics in terms of e -folding depth and albedo (see Eqs. 3.15 and 3.16).

red. Using TARTES, an iterative procedure is completed to find the values of B and BC content that produce the best match between the modeled and measured irradiance profiles at two different wavelengths λ_{ke}^1 and λ_{ke}^2 (where $\lambda_{ke}^2 > \lambda_{ke}^1$), or similarly between the modeled and measured spectral e -folding depths within a particular layer. Values of λ_{ke}^1 and λ_{ke}^2 are chosen so that snow optical properties at λ_{ke}^1 are much more sensitive to impurity content than at λ_{ke}^2 . The greater the difference between ice absorption at λ_{ke}^1 and λ_{ke}^2 , the faster the convergence of the iterative process. In Sect. 3.4.3.4.2 both wavelengths are in the range 500 – 780 nm. Each numerical layer of TARTES is 1 cm-thick. For each layer, the density, $(1-g^G)\Sigma/V$, B , the type and content of impurities must be specified. Here we consider that density and reflectance at λ_α are given (see Sect. 3.4.3.4.2 for measurements details, where $\lambda_\alpha=1310$ nm), while B and impurity contents are unknown parameters. Although B is likely to be different from a snow layer to another since snow type varies with depth, here B is assumed uniform within the snowpack. Regarding impurities, only black carbon is considered since it is the major contributor to light absorption by impurities above 500 nm, where optical measurements are taken (*Sergent et al.*, 1993; *France et al.*, 2011a). The optical properties of black carbon depend on the nature of its elementary constituents (*Bond and Bergstrom*, 2006). Here the refractive index of black carbon is taken from *Chang and Charalampopoulos* (1990) and its density is assigned to 1000 kg m^{-3} (*Warren and Wiscombe*, 1980). The black carbon content used in TARTES is denoted BC and is also assumed uniform within the snowpack. TARTES also requires the albedo of the underlying surface α_b and the direct and diffuse incident irradiances I_0^{direct} and I_0^{diffuse} . It computes the downwelling and upwelling irradiances $I_{\text{model}}^\downarrow(z, \lambda)$ and $I_{\text{model}}^\uparrow(z, \lambda)$ within a plane-parallel multi-layer snowpack. α_b is set to 1 here. This

assumption has no incidence on the irradiance calculations for the top 40 cm (maximum depth of our measurements) since we simulated at least 1-m-deep snowpacks. Irradiance measurements are taken at depths greater than 3 cm. At such depths, irradiance is entirely diffuse in the visible-near-IR range (*Barkstrom, 1972*), so we can take $I_0^{\text{direct}} = 0$, $I_0^{\text{diffuse}} = F_0(\lambda)$ without loss of generality. $I_0(\lambda)$ is an unknown parameter. The iterative method to retrieve the optimal B_{opt} , BC_{opt} and $I_0(\lambda)$ follows a three-step procedure :

1. The measured irradiance profile at λ_{ke}^2 is used to find a first guess for B , assuming $\text{BC}_0 = 100 \text{ ng g}^{-1}$. For each pair $(B, I_0(\lambda_{ke}^2))$ in the range of optimization, $(1 - g^G)\Sigma/V$ is deduced for each layer from the reflectance profile using Eq. (3.16) and an irradiance profile is computed (B is varied in the range 0.5 – 2.5 with an increment of 0.1 and $I_0(\lambda_{ke}^2)$ is varied a factor 10 around the irradiance obtained from exponential extrapolation of the measurements at the surface). To measure the quality of the simulation, we consider two error metrics depending on the available measurements.

Case 1 : The irradiance profile is measured. The difference ϵ_1 between the measured and modeled profiles is calculated as :

$$\epsilon_1(\lambda_{ke}^2) = \sqrt{\frac{1}{m} \sum_{n=1}^m \left(\ln(I_{\text{model}}^\downarrow(z_n, \lambda_{ke}^2)) - \ln(I(z_n, \lambda_{ke}^2)) \right)^2} \quad (3.32)$$

where z_n is the depth where measurement n was taken and $I(z_n, \lambda)$ the modeled irradiance at that depth.

Case 2 : If only the spectral e -folding depth between two levels is available, the difference is :

$$\epsilon_2(\lambda_{ke}^2) = |\ell_{\text{model}}(\lambda_{ke}^2) - \ell(\lambda_{ke}^2)| \quad (3.33)$$

The pair $(B, F_0(\lambda_{ke}^2))$ that minimizes $\epsilon_1(\lambda_{ke}^2)$ (or $\epsilon_2(\lambda_{ke}^2)$) provides a first estimate of B in the snowpack.

2. The value of B found at step 1 is used to model the irradiance profile at λ_{ke}^1 . BC is chosen by minimizing $\epsilon_1(\lambda_{ke}^1)$ (or $\epsilon_2(\lambda_{ke}^1)$).
3. The latter value of BC is then used at step 1 to refine B and so on. Iteration using λ_{ke}^2 and λ_{ke}^1 is performed until the optimal pair (B, BC) between two iterations does not change. In practice, less than 10 iterations are needed for convergence.

In both methods 1 and 2, the retrieved value of B is sensitive to the precision of the density, reflectance and irradiance measurements. In fact the derivation of Eq. (3.17) reads :

$$\frac{\delta B}{B} \sim \left| \frac{\delta k_e(\lambda_{ke})}{k_e(\lambda_{ke})} \right| + \left| \frac{\delta \ln(\alpha(\lambda_\alpha))}{\ln(\alpha(\lambda_\alpha))} \right| + \left| \frac{\delta \rho}{\rho} \right|. \quad (3.34)$$

It highlights the high sensitivity of B retrieval to the reflectance measurement if reflectance is close to 1. The larger λ_α , the lower $\alpha(\lambda_\alpha)$ and the greater the precision of B retrieval. Using $\lambda_\alpha = 1310$ nm for our measurements is thus more precise than using reflectance measurements in the visible range.

3.4.3.4.2 Materials

A first set of measurements were conducted at Dome C (75.10° S, 123.33° E, 3233 m a.s.l.), Antarctica, during the summer campaign 2009/2010. Spectral e -folding depths were measured in 2 different snowpits following the procedure detailed in *France et al.* (2011a). In each snowpit, e -folding depth was measured in a layer identified visually. Density at 3 cm resolution was measured with a rectangular cutting device of volume 300 cm³ and a 0.3 g precision scale. Profiles of nadir-hemispherical reflectance at 1310 nm were obtained with the snow reflectance profiler POSSSUM (*Arnaud et al.*, 2011). Following Eq. (1) of *Picard et al.* (2009), the conversion from nadir-hemispherical reflectance $\alpha_{\text{nh}}(z)$ to diffuse reflectance $\alpha(z)$ is given by :

$$\ln(\alpha(z)) = \frac{7}{9} \ln(\alpha_{\text{nh}}(z)). \quad (3.35)$$

Method 2 (case 2) described in Sect. 3.4.3.4.1 is applied to each snowpit with $\lambda_{ke}^1 = 500$ nm and $\lambda_{ke}^2 = 700$ nm.

The second set of measurements was collected during the winter 2012 at three different sites in the French Alps : Col de Porte (45.17° N, 5.46° E, 1326 m a.s.l.), Lacs Robert (45.08° N, 5.55° E, 2000 m a.s.l.), and Lac Poursollet (45.05° N, 5.90° E, 1658 m a.s.l.). For each site, a 1 m-deep pit was dug in a flat, horizontal and unaltered snow area. The spectral irradiance $I(z, \lambda)$ is measured with fiber optics as follows. First, 60 cm long horizontal holes with the same diameter as the fibers are prepared at approximately 5 cm intervals from the surface to a maximum depth of 30 cm (a guiding support is used to ensure their horizontality). At greater depth, light entering the snowpack from the pit face perturbs the internal radiation field (*Bohren and Barkstrom*, 1974; *Warren et al.*, 2006; *France et al.*, 2011b). The holes are made in the sun direction in order to avoid shading by the operator. Then, one bare fiber optic with a 25° field-of-view is successively inserted into the holes from the top to the bottom of the snowpack. The fiber is placed 2 cm away from the hole extremity to limit the perturbation due to the presence of the fiber. The spectral radiance is recorded at each depth with an Ocean Optics MAYA 2000[®] spectrophotometer with spectral resolution 0.5 nm. The measurement in the uppermost hole is duplicated at the beginning and at the end of the measurement series. Series with variations of the incident irradiance larger than 3 % were discarded. Since only the relative variations of irradiance with depth are of interest, and since the theoretical framework introduced in Sect. 3.4.3.2 ensures that the measurements taken with the fiber optic are directly proportional to irradiance, the measurements are hereafter referred as irradiance measurements. Profile of density with 5 cm vertical resolution is measured using a cylindrical cutting device of volume 100 cm³ and a 0.1 g precision scale. Profile of reflectance

TABLE 3.2 – Summary of the measurements collected at Dome C and in the Alps. λ_{ke}^1 and λ_{ke}^2 are the specific wavelengths used in the algorithm described in Sect. 3.4.3.4.1. The retrieved values of B and black carbon contents are given.

Site	Date	Snow type	Type of extinction data	Instrument used to measure $\alpha(z)$	$\lambda_{ke}^1/\lambda_{ke}^2$ (nm)	B	BC (ng g ⁻¹)
Dome C	29 Dec 2009	Depth Hoar	$\ell(\lambda)$	POSSSUM	500/700	2.0	3
Dome C	13 Jan 2010	Hard Windpack	$\ell(\lambda)$	POSSSUM	500/700	1.9	8
1-8 Col de Porte	24 Feb 2012	Rounded/faceted grains	$I(z, \lambda)$	ASSSAP	600/780	1.8	85
Col de Porte	29 Feb 2012	Rounded/faceted grains	$I(z, \lambda)$	ASSSAP	600/780	1.9	15
Col de Porte	9 Mar 2012	Fresh snow	$I(z, \lambda)$	DUFISSS	600/780	0.8	12
Lacs Robert	13 Mar 2012	Fine/faceted grains	$I(z, \lambda)$	DUFISSS	600/780	1.6	12
Lac Poursollet	10 May 2012	Coarse grains	$I(z, \lambda)$	ASSSAP	600/780	1.6	50

at 1310 nm is measured at 1-cm resolution with the instrument ASSSAP (the Alpine version of POSSSUM), except for the 9 March and Lacs Robert measurements where diffuse reflectance was measured with the instrument DUFISSS (*Gallet et al.*, 2009) on samples extracted from the pit face. Method 2 (case 1) is used with $\lambda_{ke}^1 = 600$ nm and $\lambda_{ke}^2 = 780$ nm.

3.4.3.5 Results

3.4.3.5.1 Application to measurements

The method 2 presented in Sect. 3.4.3.4.1 is applied to the data collected at Dome C and in the Alps. Table 3.2 summarizes the values of B and the black carbon contents retrieved for each set of measurements, along with details on snow type and instruments used. At Dome C, the method yields $B = 1.9$ for the hard windpack layer and $B = 2.0$ for the depth-hoar layer. Figure 3.9a shows the irradiance profile at 600 nm measured at Col de Porte on 29 February 2012. Modeled irradiance profiles using the density and reflectance profiles shown in Fig. 3.9b are also plotted for various values of B and constant incident irradiance. Figure 3.9a illustrates the sensitivity of light e-folding depth to B . At 20 cm depth, irradiance at 600 nm varies by more than 50 % for B ranging from 1.25 to 2.0. With $B = 1.25$ (spheres), irradiance at depth is overestimated. The vertical variations of irradiance are well reproduced by the model, in particular the changes of slope at 10 and 20 cm. For this experiment, the best match is obtained for $B = 1.9$. Figure 3.10 shows the measured and modeled irradiance profiles at 780 nm for the other Alpine measurements. The optimal modeled profile is symbolized by dark inverted triangles. $B = 1.8$ produces the best match for the 24 February 2012 measurements while $B = 1.6$ was the best for the measurements at Lacs Robert and Lac Poursollet. $B = 0.8$ is found for the fresh snow layer of the 9 March 2012 measurement. The 7 values of B retrieved experimentally, ranging from 0.8 to 2.0, are shown in Fig. 3.2. This large range indicates that the asymptotic flux extinction coefficient can vary of a factor 1.6 solely due to the impact of grain shape on B .

The retrieved black carbon contents vary from 12 to 85 ng g⁻¹ for the Alpine sites, which

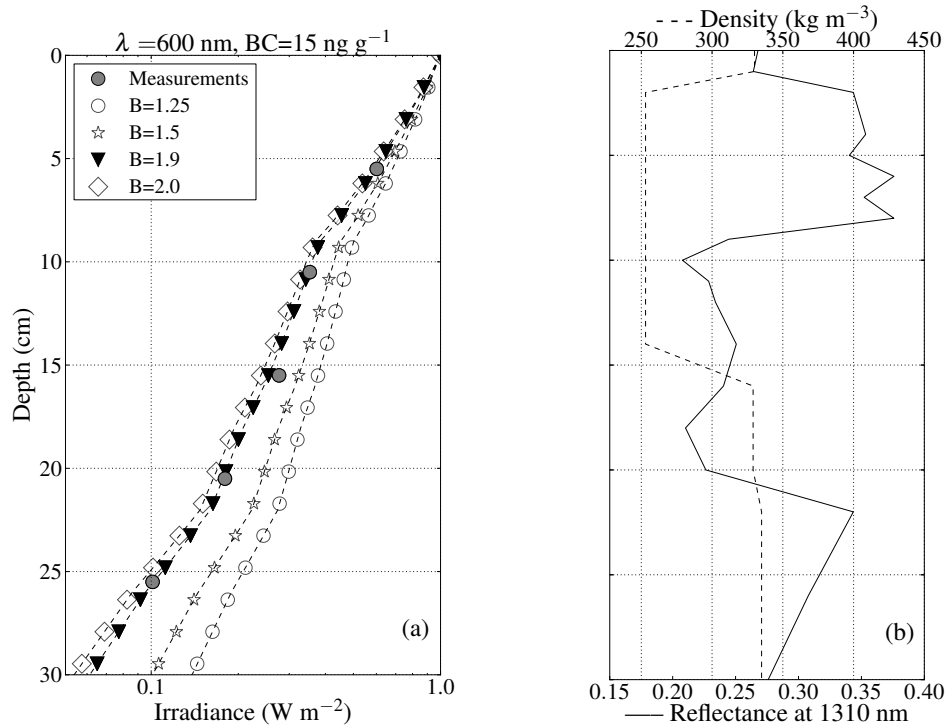


FIGURE 3.9 – Measurements conducted at Col de Porte (29 February 2012). (a) The measured irradiance profile at $\lambda_{ke}^1 = 600 \text{ nm}$ is shown with the optimal modeled profile symbolized by dark inverted triangles. The other profiles have been calculated for various values of B and incident flux equal to the optimal $I_0(600 \text{ nm})$. All profiles are normalized at the surface. (b) Vertical profiles of density and reflectance at 1310 nm used to compute the irradiance profiles in (a).

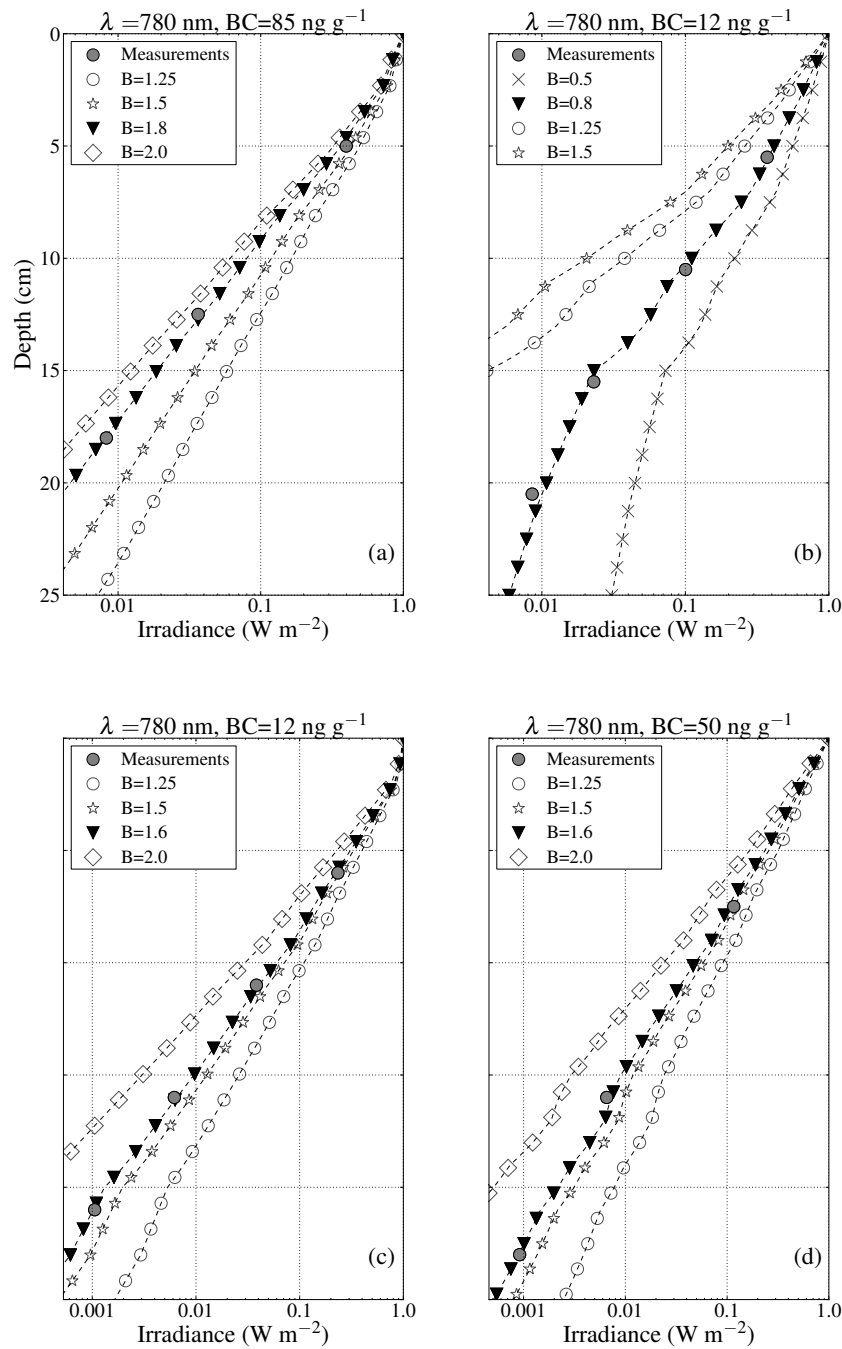


FIGURE 3.10 – Same as Fig. 3.9a for the 4 other Alpine sets of measurements, except that $\lambda_{ke}^2 = 780 \text{ nm}$ (the corresponding vertical profiles of density and reflectance at 1310 nm are not shown). (a) Col de Porte (24 February 2012). (b) Col de Porte (9 March 2012). (c) Lacs Robert (13 March 2012). (d) Lacs Poursollet (10 May 2012).

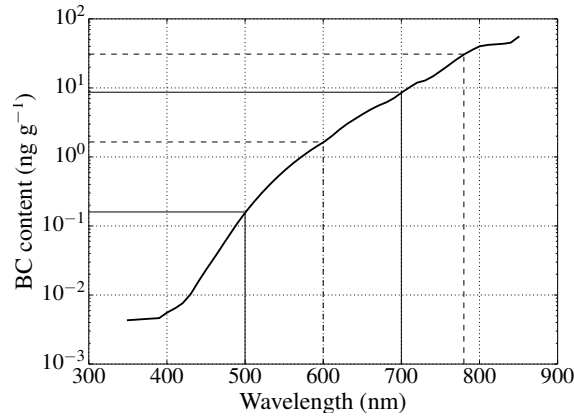


FIGURE 3.11 – Black carbon content beyond which black carbon absorption represents more than 5 % of the snow absorption coefficient. The curve is deduced from Eq. (3.30). The dashed lines highlight the values at 600 nm and 780 nm (wavelengths used for the Alpine measurements) and the continuous lines highlight the values at 500 nm and 700 nm (wavelengths used for Dome C measurements).

is in agreement with values between 34 and 247 ng g⁻¹ reported by *Sergent et al.* (1998). Black carbon amounts retrieved for Dome C ($\simeq 5$ ng g⁻¹) are consistent with the 3 ng g⁻¹ reported by *Warren et al.* (2006) for the upper 30 cm of the snowpack and with the values reported by *France et al.* (2011a). In fact, our method yields an upper limit of black carbon content since all impurities absorption is attributed to black carbon, which is probably not realistic (*Zatko et al.*, 2013). Anyway, we do not aim here at retrieving a real black carbon content and this assumption does not affect the B estimation since such contents at Dome C have a negligible impact on snow optical properties at 700 nm (see Fig. 3.11).

Even though the retrieval method is based only on two wavelengths λ_{ke}^1 and λ_{ke}^2 for the irradiance profiles, we checked that modeled irradiance profiles at other wavelengths were in good agreement with the measured ones. The measured and modeled e -folding depths are plotted for Dome C depth-hoar layer in Fig. 3.12a, and for the upper layer of the snowpack studied at Lacs Robert in Fig. 3.12b. Modeled e -folding depths for various values of B are also shown. For the best fit, the relative error is less than 5 % for the whole visible spectrum. In Fig. 3.12a, the discrepancies between the model and the measurement from 400 nm to 500 nm are probably due to the presence of other types of impurities (*France et al.*, 2011a).

3.4.3.5.2 Application to data in the literature

Method 1 was applied to retrieve B using published data. There have been few simultaneous measurements of asymptotic flux extinction coefficient and reflectance of snow reported in the literature. Earlier studies dealt with broadband irradiance profiles (*O'Neill and Gray*, 1972; *Fukami et al.*, 1985) so that general features were retrieved (such as the increase of broadband e -folding depth with depth) but no quantitative information on grain shape can be inferred. Studies with

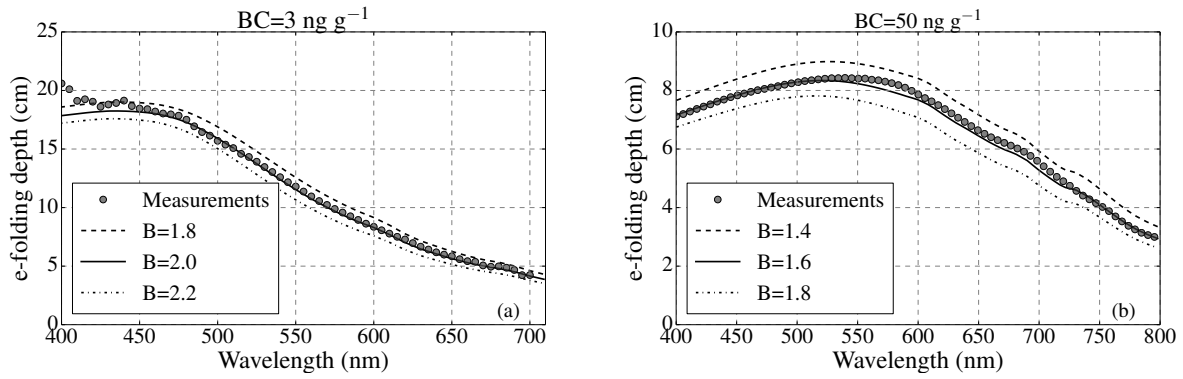


FIGURE 3.12 – (a) Spectral e -folding depth measured between 24 cm and 42 cm in the depth hoar layer at Dome C (29 Dec 2009). Modeled spectral e -folding depths are also shown for different values of B . (b) Spectral e -folding depth measured between 7.5 cm and 23 cm at Lac Poursollet (10 May 2012) in a snowpack composed of coarse grains.

spectrally-resolved measurements include the works of *Grenfell and Maykut* (1977) in Arctic, *Beaglehole et al.* (1998) in Antarctica, *Perovich* (2007) on mid-latitude seasonal snow, *France et al.* (2011a) in Antarctica, *France et al.* (2011b) in Svalbard and *France et al.* (2012) in Alaska. Spectral diffuse reflectance and asymptotic flux extinction coefficient were measured or deduced from measurements. B values are calculated using Eq. (3.17) for all these cases, that is impurities are not taken into account. Experimental details and B values for each study are summarized in Table 3.3. B values are also reported in Fig. 3.13, along with the values based on our measurements and those resulting from theoretical calculations. In order to minimize the uncertainty of the retrieved value of B for each experiment, the largest available wavelengths are used in Eq. (3.17). Those wavelengths are specified in Table 3.3 since they depend on available data.

A very wide range of B is obtained, from 1.0 to 9.9. The largest theoretical value of B found in the literature was obtained by *Kokhanovsky and Macke* (1997) for spheroids with shape parameter $\xi = 0.3$ and equals 3.16. As a consequence, the values obtained from the literature that exceed 3.16 are questionable. Intuitively, high B values, i.e. high lengthening of the photon path within the grain, are only possible with specific shapes that trap the light, like fiber optics. Uncertainty in the measurements is a potential cause of these high values. In fact, Eq. (3.17) is applied with $700 \text{ nm} < \lambda_\alpha < 900 \text{ nm}$, so that $\alpha(\lambda_\alpha)$ is generally close to 1 and the uncertainty of the retrieved value of B is large (see Eq. 3.34). In Table 3.3, the 5 B values larger than 3.16 are bold. They are obtained for the lowest values of α . This may indicate that Eq. (3.17) cannot be applied to wet or old coarse snow with low albedo, or that impurities amounts in these studies were too large for Eq. (3.17) to be applied. This may also indicate that accurate reflectance measurements are more difficult than e -folding depth measurements. The spectral resolution of the instruments and the quality of the diffuse incident irradiance may also be accounted for. Eventually, the snow physical properties for those experiments (density, grain size) may be outside the range of validity of the theoretical framework presented in Sect. 3.4.3.2 and partly explain these high B values.

TABLE 3.3 – Determination of B from data in the literature, using Eq. (3.17). λ_{k_e} and λ_α are in nm. R, T and I stand for reflectance, transmission and irradiance, respectively and refer to the measurements performed in the corresponding study. The 5 values of B larger than 3.16 and the corresponding α values are bold. These values are questionable.

Reference	Location	Meas. type	Snow type	ρ (kg m ⁻³)	k_e (m ⁻¹)	λ_{k_e}	α	λ_α	B
<i>Grenfell and Maykut</i> (1977)	Beaufort Sea	R/I	Dry snow	400	44	700	0.89	800	2.8
			Wet old snow	470	26	700	0.68	800	4.7
<i>Beaglehole et al.</i> (1998)	Antarctica	T	Fresh snow	130	50	800	0.79	800	9.9
			not specified	340	46	800	0.80	800	3.3
			Drift snow	320	34	800	0.87	800	1.6
			Drift snow	360	44	800	0.93	800	1.0
<i>Perovich</i> (2007)	Hanover	R/T	Rounded grains	120	33	900	0.85	900	1.7
			Rounded grains	200	25	900	0.72	900	1.6
			Columns	143	26	850	0.86	850	2.3
			Wet snow	373	43	850	0.70	850	3.5
<i>France et al.</i> (2011a)	Svalbard	R/I	Old windpack	400	18	700	0.925	700	1.5
<i>France et al.</i> (2011b)	Dome C	R/I	Soft windpack	300	33	700	0.962	700	1.9
			Hard windpack	380	29	700	0.945	700	1.9
			Depth hoar	280	23	700	0.947	700	2.0
<i>France et al.</i> (2012)	Alaska	R/I	Inland snow	300	9	700	0.91	700	1.2
			Hard snowpack	380	30	700	0.83	700	6.5

3.4.3.6 Discussion

According to *Koh* (1989), “until the phase function of snow is known, the use of a spherical equivalent phase function may be the most appropriate”. Although the spherical assumption has proved successful for albedo modeling, it is much less appropriate to model irradiance profiles in the snowpack. The following discussion will explore the failure of the spherical grain assumption for irradiance data.

To model irradiance in snow, we developed a radiative transfer model, called TARTES, based on the asymptotic analytical radiative transfer theory. In this model snow grains are characterized by their specific surface area, and two shape parameters B and g^G . The absorption enhancement parameter B quantifies the lengthening of photon paths inside a snow grain due to internal multiple reflections, and the geometric asymmetry factor g^G quantifies the forward-scattering of light by the snow grain. Theoretical calculations performed in Sect. 3.4.3.3 show that spheres are highly forward-scattering (large g^G) and weakly absorbing (small B). Spheres are very singular among different other geometric grain shapes, explaining the difficulty to match irradiance measurements with models using spherical grains (e.g. *Sergent et al.*, 1987; *Meirolid-Mautner and Lehning*, 2004). Qualitatively, when B is large in a medium, photons are internally reflected several times in a grain

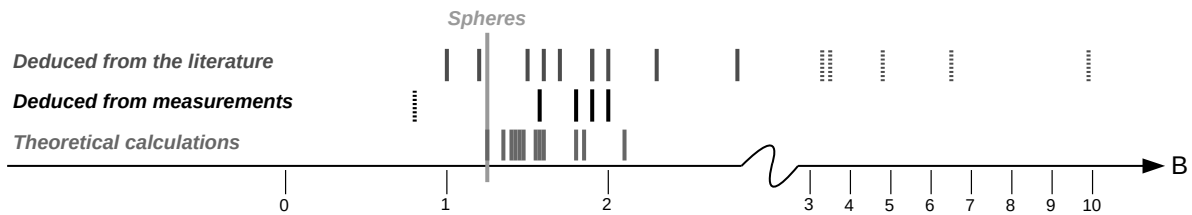


FIGURE 3.13 – Representation of all values of B determined from theoretical calculations, from measurements and from data in the literature. The dashed bars correspond to questionable values.

before escaping, and are then likely to exit the grain in no particular direction. Conversely, when B is small, photons travel a minimal distance in the grain, i.e. they tend to exit at the opposite point of their entry, and tend to be scattered preferentially in the forward direction, which leads to large g^G . Thus B and $(1-g^G)$ are correlated. An important consequence is that the quotient $B/(1-g^G)$ – that determines the albedo – should be relatively constant with respect to grain morphology while the product $B(1-g^G)$ – that is important for the asymptotic flux extinction coefficient – varies widely. The numerical calculations presented in Fig. 3.8 confirm this analysis. This can be further explained by the fact that in snow with a large value of B , photons tend (i) to travel a long way within the ice grains (which increases likelihood of absorption) and (ii) to be scattered in all directions, including the backward direction. The penetration depth of the photons is limited because absorption is enhanced and because forward-scattering is reduced. Regarding the albedo, as the probability that a photon escapes the snowpack before being absorbed, photons in snow with large B are scattered in all directions and are likely to escape the medium after fewer scattering events than in snow with small B . However, this is counterbalanced by the higher probability of absorption between scattering events in snow with large B , because the path in the grains is longer. In short, the increase of photons paths within the grains for larger B is counterbalanced by the shortening of total path lengths in the snowpack due to lower g^G . This explains the limited sensitivity of albedo to the shape of the grains. The low sensitivity was noticed experimentally by *Domine et al.* (2006) who studied snow samples with various crystal shapes and confirmed later by *Gallet et al.* (2009). They demonstrate indeed that the reflectance of snow samples of known SSA (*Dominé et al.*, 2001) is well reproduced using DISORT-Mie code (*Wiscombe*, 1980; *Stamnes et al.*, 1988), i.e. for a medium of independent spheres.

In this paper, we exploit the sensitivity of light e -folding depth to grain shape to estimate the parameter B using measurements of reflectance, density and irradiance in the snowpack, and TARTES model. Even though the optical measurements are taken in the visible-near-IR range, the retrieved values of B hold for the whole range 300–1350 nm (see Sect. 3.4.3.2). These B values – obtained by minimizing the difference between measured and modeled irradiance profiles – are generally greater than the value for spheres ($B = 1.25$). It means that assuming spherical grains for these experiments would lead to an overestimation of the e -folding depth. B values calculated for

various geometric shapes and deduced from data from the literature are also essentially larger than 1.25, which suggests that the spherical assumption is inadequate to model irradiance profiles in snow. By sampling different snow types, we found that old snow with large grains has a B close to that of spheroids with aspect ratio 0.7 ($B = 1.60$, see Table 3.1). Snow in Antarctica, that is faceted, has values around 1.9, which is also the case of hexagonal plates. Fine grains have intermediate values ($1.6 \leq B \leq 1.9$), probably because they are composed of a mixture of rounded and regular faces. The result for fresh snow is more surprising. Indeed, the value $B = 0.8$ is incompatible with the definition of B (Kokhanovsky, 2004) that constrains its value to be larger than 1. Until more measurements are performed, this value should not be considered as typical of fresh snow. Inaccurate measurements, or the small size of fresh snow crystals, close to the wavelength, for which geometric optics does not apply, may be the cause of this invalid estimation. Shadowing effects and interparticle interference (Wiscombe and Warren, 1980; Warren, 1982; Kokhanovsky, 2004), that are not taken into account in the model, may also explain this low value of B . Except for fresh snow, the values of B obtained from our measurements are coherent with the values predicted by theoretical calculations (Fig. 3.13). In contrast, the values deduced from the literature vary in a large extent. In fact, the sensitivity of the retrieval method to the measurements, illustrated by Eq. (3.34), points out that measurements should be taken carefully, and at appropriate wavelengths. We recommend not to consider these latter B values in the future.

Although there is no mention of experimental determination of B in the literature to compare with our results, some studies explicitly mention the asymmetry factor g . Figure 4 of Bohren and Barkstrom (1974) compares irradiance measurements of Liljequist (1956) to a two-stream model and shows that the e -folding depth modeled with spheres is greater than that measured, and that $g = 0.84$ (or $g^G = 0.68$) should be used for better agreement. Meirolt-Mautner and Lehning (2004) show that taking $g = 0.86$ instead of 0.89 (that is $g^G = 0.72$ instead of 0.78) in their model allows a better fit with measurements. Kokhanovsky and Zege (2004) suggest $g^G = 0.5$, based on measurements on ice particles in clouds (Garrett et al., 2001; Barkey et al., 2002), and calculations on fractal particles described in Macke et al. (1996). Under the assumption that $B/(1 - g^G)$ is nearly independent of grain shape for snow, and equal to that for spheres, a rough estimate of g^G can be obtained from B values. Based on our B measurements (excluding fresh snow which gives erroneous B), the range of g^G would be 0.66 – 0.73. These values are in agreement with previous studies. However, in most of these studies, geometric grain size was estimated from visual observation of grains which can differ from the optical grain size that determines snow optical properties (Langlois et al., 2010). Our approach is more accurate in that it does not use snow grain size but reflectance at 1310 nm. Reflectance can be measured more accurately and less subjectively than grain size, especially for non spherical particles.

3.4.3.7 Conclusions

The present paper shows that the spherical assumption is inappropriate to model irradiance profiles in snow. Indeed, theoretical calculations as well as measurements point out that the ab-

sorption enhancement parameter B is greater for snow than for spheres. As a consequence, the geometric asymmetry factor g^G in snow is probably lower than that of spheres, and modeled e -folding depth is overestimated when grains are assumed spherical, which is in agreement with observations from the literature. Grain shape is highly variable with time and location (*Colbeck, 1982*), hence snow cannot be systematically represented by a collection of spheres for optical calculations. To account for the grain shape in optical radiative transfer models, such as those used in weather forecast and climate models, we need to further explore the relationship between B and snow type or traditional snow grain shape (*Fierz et al., 2009*). To this end future work should focus on the systematic determination of B in laboratory and in the field. In addition, a method to determine g^G should be developed which will require independent measurements of specific surface area.

3.4.4 Article : Détermination expérimentale du paramètre d'amplification de l'absorption de la neige

Q. libois, G. Picard, M. Dumont, L. Arnaud, C. Sergent, E. Pougatch, M. Sudul, D. Vial (2014), Experimental determination of the absorption enhancement parameter of snow, *Journal of Glaciology*, 60 (222), 714-724, doi :10.3189/2014JoG14J015.

Abstract

In optical models, snow is commonly treated as a disperse collection of particles. In this representation, the penetration depth of solar radiation is sensitive to the shape of the particles, in particular to the absorption enhancement parameter B , that quantifies the lengthening of photon path inside the grains due to internal multiple reflections. Spherical grains, with theoretical $B = 1.25$, are often used. We propose an experimental method to determine B and apply it to 36 snow samples and 56 snow strata. The method is based on radiative transfer modeling and combined measurements of reflectance and irradiance profiles. Such measurements are performed in the laboratory and in the field, in Antarctica and in the French Alps. The retrieved values of B range from 0.7 to 2.4, with a wide peak between 1.4 and 1.8. An analysis of measurement errors propagation based on a Bayesian framework shows that the uncertainty on B is ± 0.1 , which is the order of magnitude of variations between different snow types. Thus no systematic link between B and snow type can be inferred. Here we recommend to use shapes with $B = 1.6$ to model snow optical properties, rather than spherical grains.

3.4.4.1 Introduction

The absorption of solar radiation is a major component of the energy budget of the snowpack (*van den Broeke et al.*, 2005; *Gardner and Sharp*, 2010). The amount of energy absorbed by the snowpack is determined by the albedo, and because snow is translucent in the visible and near-infrared range, the localization of absorption depends on light e -folding depth at all the wavelengths of the solar spectrum (*Warren*, 1982). The vertical profile of energy absorption controls the temperature profile in the upper snowpack (*Schlatter*, 1972; *Colbeck*, 1989a; *Brandt and Warren*, 1993; *Kuipers Munneke et al.*, 2009), which in turn drives snow metamorphism close to the surface (*Colbeck*, 1989a; *Alley et al.*, 1990; *Picard et al.*, 2012). The vertical profile of energy absorption also drives the temperature at the air/snow interface (*Flanner and Zender*, 2005; *Kuipers Munneke et al.*, 2009). Radiation penetration is eventually a key component for snow photochemistry, especially in the ultra-violet (e.g. *France et al.*, 2011a; *Erbland et al.*, 2013). It is thus crucial to understand the dependence of solar radiation penetration to snow physical properties.

The propagation of light in snow has been extensively investigated with radiative transfer models (*Schlatter*, 1972; *Wiscombe and Warren*, 1980; *Choudhury*, 1981; *Bohren*, 1987; *Flanner and Zender*, 2005; *Aoki et al.*, 2011), where snow is usually represented as a collection of independent

geometrical ice particles. Although snow has a complex microstructure, possibly anisotropic (e.g. *Calonne et al.*, 2012), the granular representation is computationally less demanding and has proved efficient for albedo modeling (e.g. *Grenfell et al.*, 1994; *Carmagnola et al.*, 2013). Such models based on the granular assumption compute the albedo and the vertical profiles of irradiance in snow from snow physical characteristics. The latter usually include density, grain size, grain shape and amounts of light absorbing impurities. While the impact of grain size and density on snow macroscopic optical properties has been extensively studied (e.g. *Giddings and LaChapelle*, 1961; *Bohren and Barkstrom*, 1974; *Wiscombe and Warren*, 1980), fewer studies discuss the impact of grain shape on these optical properties (*Sergent et al.*, 1998; *Grenfell and Warren*, 1999; *Banninger et al.*, 2008; *Libois et al.*, 2013). In most models of radiative transfer in snow, grains are considered spherical (*Wiscombe and Warren*, 1980; *Flanner and Zender*, 2005) but this representation has proved inadequate to match irradiance measurements in snow (*Bohren and Barkstrom*, 1974; *Sergent et al.*, 1987; *Meirolid-Mautner and Lehning*, 2004). *Libois et al.* (2013) show that the decrease of irradiance in snow with depth is strongly dependent on grain shape. In their radiative transfer model TARTES, based on *Kokhanovsky and Zege* (2004) theoretical framework, grain shape is represented by two parameters, the enhancement absorption parameter B and the geometric asymmetry factor g^G . The enhancement parameter B quantifies the lengthening of photon path within a grain due to internal multiple reflections. It relates the grain absorption cross section C_{abs} to its volume V : $C_{\text{abs}} = B\gamma V$, where γ is the ice absorption coefficient. The geometric asymmetry parameter g^G measures the forward versus backward scattering ratio by the grains. These two shape parameters directly impact snow optical properties (*Kokhanovsky and Macke*, 1997; *Kokhanovsky*, 2004), but attempts to determine their values are scarce in the literature. *Libois et al.* (2013) developed an experimental method, based on combined measurements of reflectance and irradiance profiles, to estimate the value of B for snow (such a method cannot provide an estimation of g^G). They find that B varies significantly from one snowpack to another, and is generally larger than the value for spheres, $B = 1.25$ (*Kokhanovsky and Zege*, 2004). They argue that underestimating B in snow optical models results in an overestimation of irradiance e -folding depth of the same order of magnitude. In such case, solar radiation absorbed in depth is overestimated while radiation absorbed in the upper part of the snowpack is underestimated. This can be critical for the determination of temperature gradients and the consequent snow metamorphism at the very top of the snowpack (*Colbeck*, 1989a; *Sturm and Benson*, 1997). For photochemistry applications, underestimating B leads to an overestimation of the availability of photons at any depth, that is an overestimation of the global photochemical activity of the snowpack. Light e -folding depth in snow eventually controls the transmission of shortwave radiation through a seasonal snowpack (*Perovich*, 2007) or below snow-covered sea-ice (e.g. *Nicolaus et al.*, 2012), which is crucial for photosynthesis and development of life beneath snow or sea-ice (*Starr and Oberbauer*, 2003; *Arrigo et al.*, 2012). This variety of applications emphasizes the necessity to accurately estimate B for snow.

This study aims at improving the representation of snow optical properties in common snow models which treat snow as a disperse granular medium. The objective of the paper is thus to

estimate the value of B for a large set of snow samples and to investigate how B is related to snow type and snow physical properties (hereafter “sample” refers to any snow stratum that is homogeneous in grain type or clearly exhibits a dominant grain type). To this end, combined measurements of reflectance and irradiance were performed on an extensive set of 92 snow samples. These comprise homogeneous snow samples measured in the laboratory and stratified snowpacks measured in the French Alps and in Antarctica. B is retrieved for each snow sample following the method described in *Libois et al.* (2013). However, contrary to *Libois et al.* (2013) who assume B is uniform in the snowpack, here B is determined for each stratum of a stratified snowpack. This is made possible through an instrument specifically developed to perform irradiance measurements in the snowpack at high vertical resolution. The physical properties of each snow samples are determined so that the variations of B with snow type, snow density and grain size are investigated. Another objective of the paper is to estimate the accuracy of the retrieval method and its sensitivity to measurement errors. This is explored and quantified using Bayesian inference and Markov Chain Monte Carlo (MCMC) modeling.

3.4.4.2 Method

The radiative transfer model TARTES (*Libois et al.*, 2013) is used together with density, reflectance and irradiance measurements to determine B for snow samples prepared in the laboratory, or equivalently for any stratum of a stratified snowpack. First, the theoretical method to determine the optimal B of a sample is presented. Then a stochastic Bayesian framework is used to estimate the impact of measurement errors on the accuracy of the retrieval method.

3.4.4.2.1 Determination of B assuming perfect measurements

Libois et al. (2013) introduced a method to retrieve the average B value of a snowpack, when the vertical profiles of density, near-infrared reflectance and spectral irradiance are known. This method is questionable when grain shape varies from a stratum to another. Since the present paper is interested in the dependence of B on snow type, it is essential to distinguish snow strata constituted of distinct snow type. Hence the method of *Libois et al.* (2013) is extended to allow B to vary from one stratum to another. The new method is based on the comparison between measured irradiance profiles and irradiance profiles computed with TARTES (*Libois et al.*, 2013). It provides the vertical profile of B that produces the best match between the measured and modeled profiles.

TARTES is a multi-layer 2-stream radiative transfer model that computes spectral irradiance at any depth in a snowpack whose physical properties and incident irradiance conditions are known. The relevant physical properties are the density ρ , the specific surface area SSA (e.g. *Domine et al.*, 2006), snow grain shape and the amount of light absorbing impurities (*Warren*, 1982), and the refractive index of ice is taken from *Warren and Brandt* (2008). In this study, grain shape is represented by the parameters B and g^G and all absorption by light absorbing impurities is attributed to black carbon (e.g. *Sergent et al.*, 1993), which content is denoted BC. According to *Bond and Bergstrom* (2006), it is assumed that black carbon has bulk density 1800 kg m^{-3}

and complex refractive index $m_{\text{BC}} = 1.95 - 0.79i$. Since the focus of the study is on B , this assumption does not alter the accuracy of the retrieval method. For a natural snowpack, density can be measured manually (e.g. with a cutting device and a scale). In contrast, the quantities B , $\text{SSA}(1 - g^G)$, and BC , are a priori unknown. Here, they are determined using 3 independent optical measurements. First, a vertical profile of near-infrared reflectance at wavelength λ_α provides the vertical profile of the quantity $B/\text{SSA}(1 - g^G)$ from the eqn (1) of *Picard et al.* (2009) and eqn (15) of *Libois et al.* (2013) :

$$\alpha(\lambda_\alpha) = \exp \left(-\frac{72}{7} \sqrt{\frac{B\gamma(\lambda_\alpha)}{3\rho_{\text{ice}}\text{SSA}(1 - g^G)}} \right), \quad (3.36)$$

where measured $\alpha(\lambda_\alpha)$ is the reflectance at wavelength λ_α , γ is the wavelength-dependent ice absorption coefficient and ρ_{ice} is ice density (917 kg m^{-3}). Then, irradiance profiles are measured at 2 different wavelengths λ_I^1 and λ_I^2 . The algorithm returns the vertical profiles of B and BC that minimize the root mean square error between measured and modeled profiles. More details on the method are given in *Libois et al.* (2013). TARTES is freely available at <http://lgge.osug.fr/picard/tartes/>

3.4.4.2.2 Accounting for measurement errors using MCMC modeling

The method presented in the previous section provides the profile of B in a snowpack when the measurements are assumed perfectly accurate. In reality, measurements are imperfect and B is a random variable described by its probability density function. Bayesian inference is used to estimate the posterior probability of B given the observations. The standard deviation of B gives an estimation of the retrieval accuracy.

To account for measurement errors, true reflectance $\alpha^t(z)$, true irradiance $I^t(z, \lambda)$ and true density $\rho^t(z)$, that serve as inputs to TARTES, are now considered random variables. For reflectance measurements, given the characteristics of the reflectance profiler used in this study (*Arnaud et al.*, 2011), we consider that an error is added to the whole profile, so that the measured reflectance $\alpha^o(z)$ is given by :

$$\alpha^o(z) = \alpha^t(z) + \epsilon(0, \sigma_\alpha^2), \quad (3.37)$$

where $\epsilon(0, \sigma_\alpha^2)$ is a gaussian centered in 0 with standard deviation σ_α . On the contrary, for density, the error is assumed different for each of the measurements, that is :

$$\rho^o(z) = \rho^t(z) + \epsilon_z(0, \sigma_\rho^2), \quad (3.38)$$

where $\rho^o(z)$ is the measured density profile and $\epsilon_z(0, \sigma_\rho^2)$ is computed at each level z . The incident irradiance at the surface of the snowpack, $\mathbf{I}_{\text{surf}}^o$ (hereafter, bold indicates vectors), is not measured accurately, so it is deduced from exponential extrapolation at $z = 0$ of irradiance measurements below the surface, and is related to the true incident irradiance at the surface $\mathbf{I}_{\text{surf}}^t$ by :

$$\ln \mathbf{I}_{\text{surf}}^{\mathbf{o}} = \ln \mathbf{I}_{\text{surf}}^{\mathbf{t}} + \epsilon(0, \sigma_{\text{surf}}^2). \quad (3.39)$$

Similarly, the logarithm of a single irradiance measurement at depth z $I^o(z, \lambda)$ is given by :

$$\ln I^o(z, \lambda) = \ln I^t(z, \lambda) + \epsilon_z(0, \sigma_I^2). \quad (3.40)$$

Equivalently, the probability to measure $I^o(z, \lambda)$ when the true intensity is $I^t(z, \lambda)$ reads :

$$p(I^o(z, \lambda) | I^t(z, \lambda)) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_I} e^{-\frac{1}{2} \frac{J(z, \lambda)}{\sigma_I^2}}, \quad (3.41)$$

where

$$J(z, \lambda) = (\ln I^o(z, \lambda) - \ln I^t(z, \lambda))^2. \quad (3.42)$$

The true and measured irradiance profiles at both wavelengths λ_I^1 and λ_I^2 and all depths are denoted $\mathbf{I}^{\mathbf{t}}$ and $\mathbf{I}^{\mathbf{o}}$. We assume that irradiance measurement errors at different depths and different wavelengths are independent, so that the probability to measure $\mathbf{I}^{\mathbf{o}}$ when the true irradiance is $\mathbf{I}^{\mathbf{t}}$ is given by the product of the probabilities given by Eqn (3.41) :

$$p(\mathbf{I}^{\mathbf{o}} | \mathbf{I}^{\mathbf{t}}) = \frac{1}{\sqrt{(2\pi)^{2N} \sigma_I^{2N}}} e^{-\frac{1}{2} \frac{J}{\sigma_I^2}}, \quad (3.43)$$

where

$$J = |\ln \mathbf{I}^{\mathbf{o}} - \ln \mathbf{I}^{\mathbf{t}}|^2 = \sum_{i=1}^2 \sum_{j=1}^N J(z_j, \lambda_i) \quad (3.44)$$

and N is the number of irradiance measurements.

Let ω be a state vector that includes the true vertical profiles of density, reflectance, B and black carbon content, as well as the incident irradiance $\mathbf{I}_{\text{surf}}^{\mathbf{t}}$. From these inputs, TARTES computes vertical profiles of irradiance deterministically. Let call $\mathbf{I}^{\mathbf{f}}$ those modeled profiles. Assuming that the model TARTES is perfect, $\mathbf{I}^{\mathbf{f}} = \mathbf{I}^{\mathbf{t}}$ and the probability to measure $\mathbf{I}^{\mathbf{o}}$ for this snowpack is :

$$p(\mathbf{I}^{\mathbf{o}} | \omega) = p(\mathbf{I}^{\mathbf{o}} | \mathbf{I}^{\mathbf{f}}) = p(\mathbf{I}^{\mathbf{o}} | \mathbf{I}^{\mathbf{t}}). \quad (3.45)$$

$p(\mathbf{I}^{\mathbf{o}} | \omega)$ is usually named the likelihood. The aim of the method is to determine the conditional probability distribution of ω given the observation $\mathbf{I}^{\mathbf{o}}$, denoted $p(\omega | \mathbf{I}^{\mathbf{o}})$ and called the posterior probability of ω . To determine $p(\omega | \mathbf{I}^{\mathbf{o}})$, Bayes' theorem states that :

$$p(\omega | \mathbf{I}^{\mathbf{o}}) = \frac{p(\omega) p(\mathbf{I}^{\mathbf{o}} | \omega)}{p(\mathbf{I}^{\mathbf{o}})}. \quad (3.46)$$

$p(\omega)$ is called the prior probability distribution. All the input parameters are assumed independent so that $p(\omega)$ is the product of the prior probabilities of each parameter. Denoting $\mathbf{B}$ the vertical

profile of B , the marginal posterior probability of $\mathbf{B}$, $p(\mathbf{B}|\mathbf{I}^\circ)$, is then computed by integration of $p(\omega|\mathbf{I}^\circ)$.

A Monte Carlo Metropolis algorithm with adaptative proposal standard deviation is used to approximate the posterior distribution $p(\omega|\mathbf{I}^\circ)$ (Roberts *et al.*, 1997; Patil *et al.*, 2010). It requires the prior probability $p(\omega)$ and the likelihood $p(\mathbf{I}^\circ|\omega)$, given here by Eqn (3.43). The prior distributions of B and BC in each stratum are assumed uniform in $0.1 - 3.0$ and $0 - 1000 \text{ ng g}^{-1}$ respectively, which is consistent with the theoretical range of B (Libois *et al.*, 2013) and the experimental range of BC (e.g. Flanner *et al.*, 2007). The prior distribution of $\mathbf{I}_{\text{surf}}^t$ is centered in $\mathbf{I}_{\text{surf}}^\circ$ and follows Eqn (3.39). The prior distributions of $\alpha^t(z)$ and $\rho^t(z)$ are assumed gaussian and correspond to Eqns (3.37) and (3.38), σ_α and σ_ρ depending on the experimental setup. The Metropolis algorithm is run for 100000 steps with a burnin of 5000 steps and a thinning of 100 steps, i.e. only one every 100 samples is conserved to avoid autocorrelation of the Markov chain (Link and Eaton, 2012). This yields 950 independent samples taken down from the chain (generally the autocorrelation function is nearly 0 at lag 10). The convergence of the stochastic distribution towards $p(\omega|\mathbf{I}_0)$ is checked with Geweke's convergence diagnostic (Patil *et al.*, 2010). The algorithm returns the histogram of B for each stratum, which is a good approximation of the posterior probability of any B of the snowpack. Given the length of the Markov chain, the bin size for B is fixed at 0.05. For sake of simplicity the output of the algorithm is hereafter referred as simply a probability distribution function, even though strictly speaking this is a histogram. The argument of the maximum of the posterior probability is called the maximum likelihood estimate (MLE). It is the best estimate of B given the observations. The standard deviation of B is denoted σ_B and gives an estimate of the accuracy of the method.

3.4.4.2.3 Evaluation of the retrieval algorithm

Before applying the retrieval method on real snow samples, the algorithm is evaluated on a synthetic snowpack with chosen physical properties. This synthetic snowpack is 0.5 m deep with numerical layers of 1 cm. It has uniform density $\rho = 300 \text{ kg m}^{-3}$ and its reflectance at 1310 nm is 0.35 (corresponding roughly to a specific surface area of $15 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$) all along the profile. It is constituted of 3 strata of thickness 10, 10 and 30 cm, with $B=1.2, 1.7$ and 1.3 , and $\text{BC}=10, 30$ and 20 ng g^{-1} . It is illuminated by direct incident light at nadir, with $\mathbf{I}_{\text{surf}} = \mathbf{1} \text{ W m}^{-2} \mu\text{m}^{-1}$. Irradiance profiles at 5 mm resolution over the topmost 30 cm of the snowpack are computed with TARTES. We evaluate the ability of the algorithm to retrieve the vector $\mathbf{B}$ for this snowpack.

First, a synthetic set of measurements is obtained by adding random noise to the true density and irradiance profiles according to Eqs. 3.38 and 3.40, with $\sigma_\rho = 15 \text{ kg m}^{-3}$ and $\sigma_I = 0.08 \text{ W m}^{-2} \mu\text{m}^{-1}$. The synthetic reflectance profile is taken as the true one, otherwise it would induce some unnecessary bias in the retrieval. The method is applied to this synthetic set of measurements, with $\lambda_\alpha = 1310 \text{ nm}$, $\lambda_I^1 = 620 \text{ nm}$, $\lambda_I^2 = 720 \text{ nm}$, $\sigma_{\text{surf}} = 0.5 \text{ W m}^{-2} \mu\text{m}^{-1}$ and $\sigma_\alpha = 0.015$, which corresponds to typical experimental errors. Solely measurements in the top 30 cm of the snowpack are considered, to be consistent with irradiance measurements, that are usually not taken deeper.

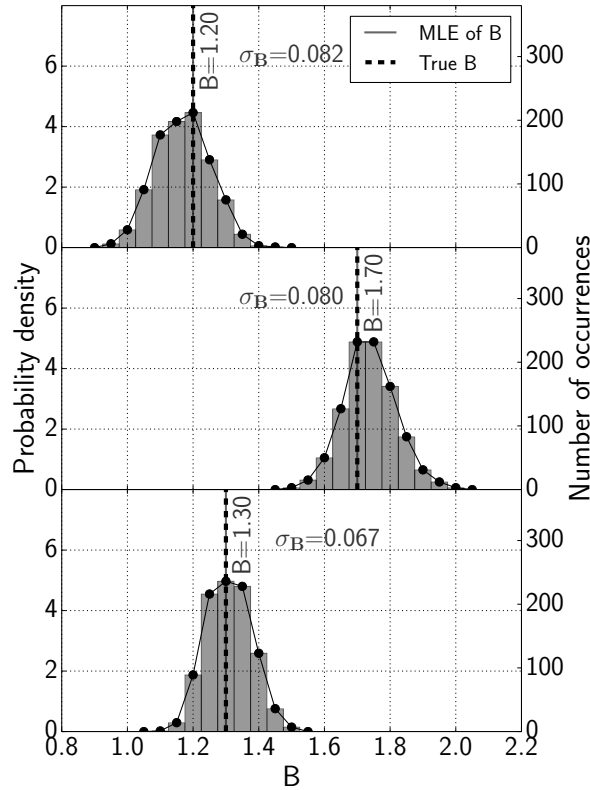


FIGURE 3.14 – Histogram and probability density function of B in each of the 3 distinct strata of the synthetic snowpack. The standard deviation σ_B and maximum likelihood estimate of each distribution are highlighted.

The Monte Carlo algorithm returns the distribution of B for each stratum. The corresponding histograms and probability density functions are shown in Figure 3.14. The MLE perfectly matches true $\mathbf{B}$, which demonstrates the efficiency of the algorithm. The standard deviation σ_B of the probability density function depends on the accuracy of the measurements. Here σ_B is in the range $0.067 - 0.082$, which corresponds roughly to the accuracy of the method.

3.4.4.3 Materials

The B retrieval method is applied to 2 sets of measurements obtained with different experimental conditions. The first was obtained in the laboratory on homogeneous snow samples and the second gathers field experiments performed on stratified snowpacks in Antarctica and in the French Alps.

3.4.4.3.1 Laboratory experiments

Snow samples were collected at different sites in the French Alps and brought back to the

laboratory, where they were stored in a cold room at -20°C . The samples were taken from strata homogeneous in snow type. To measure the optical properties of the samples, snow was sifted through a 4 mm mesh into a cylindrical sampler (141 mm in diameter and 250 mm long) so that the density was roughly homogeneous. Although sieving generally modifies the micro-structure of natural snow, it was necessary to completely fill the sampler and had a minor impact for the investigated snow samples, which were mostly isotropic. The inner surface of the sampler is coated with a Duraflect product which has a reflectance larger than 0.99 in the spectral range 400 – 1000 nm. From an optical point of view, this configuration is nearly equivalent to an horizontally infinite and homogeneous sample. *Bohren and Barkstrom* (1974) show that finite geometry of the cylinder can impact the irradiance profile. They demonstrate that the e -folding depth may be underestimated compared to a semi-infinite slab geometry, larger perturbations occurring at larger e -folding depths. We checked that the e -folding depth has the same spectral dependence as that expected for a semi-infinite snowpack, which ensures that the perturbation due to finite geometry is small in our setup, probably because the cylinder inner boundaries have a very high reflectance. The experimental setup is depicted in Figure 3.15a. At one extremity, the sample is illuminated by diffuse light generated by a light source coupled to an integrating sphere (diameter 720 mm). Reflected intensity at nadir is measured using a fiber optic placed within the sphere. The fiber is plugged into a grating monochromator that measures spectral intensity from 400 nm to 1000 nm with a 1 nm resolution. Measurements were recorded every 10 nm. Since the bidirectional reflectance of snow is a symmetric function of incident and viewing angles, this setup is equivalent to measuring the nadir-hemispherical reflectance, i.e. the reflectance α used in TARTES. Calibration curves for the reflectance are deduced from the back-scattered intensity measured on reflectance standards with known reflectance 0.02, 0.20, 0.40, 0.60, 0.80 and 0.99. At the opposite extremity, the sampler is closed by a white plate through which a bare fiber optic (total diameter 8 mm) is inserted into the snow at different distances from the illuminated surface of the sample with an accuracy of ± 2 mm. Irradiance is recorded at various depths and only measurements taken between 2 and 12 cm are used here because above 2 cm, irradiance is not completely diffuse, while below 12 cm, with this experimental setup, irradiance decrease with distance to the surface is not perfectly exponential and the limit of the detector sensitivity is reached. Snow density was measured by weighting the entire sampler. For each sample, photographs were taken with magnifying glass and snow type was attributed from visual observation. In total, 75 samples were processed, but those for which irradiance did not follow an exponential decay were discarded. They probably correspond to samples with density inhomogeneities or for which the fiber position was not sufficiently accurate. 36 samples remained after this selection, for which irradiance was measured at minimum 4 different depths. Irradiance profiles are normalized by the value taken at the surface. More details on the experimental device are given in *Sergent et al.* (1993).

Density and reflectance are considered uniform in the sample, so that TARTES is run on a single numerical layer of 0.25 m thickness with underlying albedo $\alpha_b = 1$ to match the experimental setup (here the choice of α_b has no impact on the retrieved B). The algorithm is run with $\lambda_\alpha = 950$

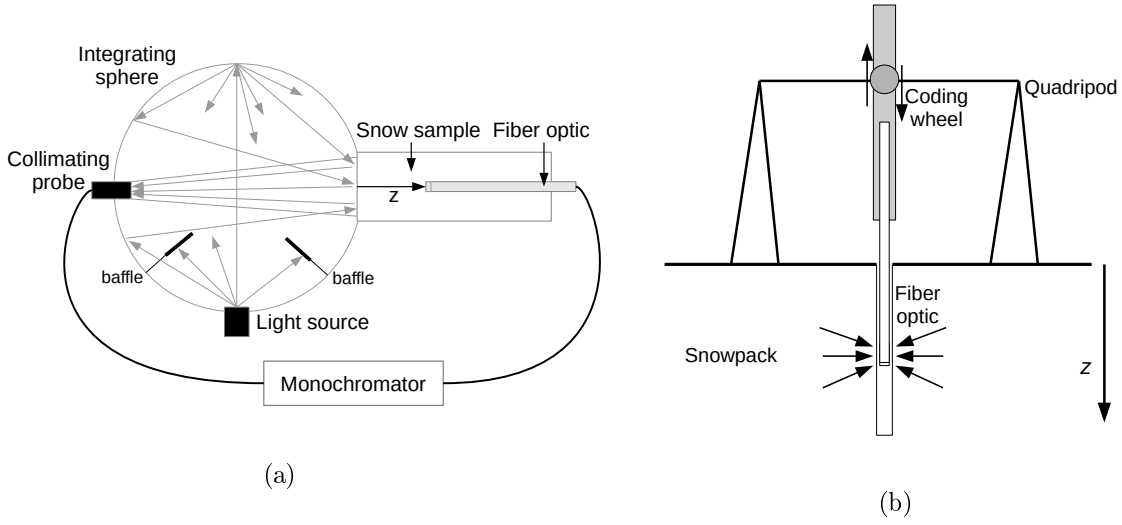


FIGURE 3.15 – (a) Experimental setup of the reflectance and irradiance measurements performed in the laboratory. (b) Schematic illustration of the irradiance profiler SolExS.

nm, $\lambda_I^1 = 620$ nm and $\lambda_I^2 = 720$ nm. The estimated accuracy of the reflectance setup is such that $\sigma_\alpha = 0.01$. We assume that $\sigma_\rho = 15 \text{ kg m}^{-3}$ (Conger and McClung, 2009) and take $\sigma_{\text{surf}} = 0.2 \text{ W m}^{-2} \mu\text{m}^{-1}$. $\sigma_I = 0.03 \text{ W m}^{-2} \mu\text{m}^{-1}$ was determined using the residuals of all measured irradiance profiles. σ_I includes errors due to the fiber position and those intrinsic to the fiber-monochromator coupled system.

3.4.4.3.2 Field experiments

The retrieval method is applied to stratified snowpacks at Dome C (75.10° S, 123.33° E, 3233 m a.s.l.), Antarctica and at different sites in the French Alps. A total of 33 sets of measurements were taken in the area of Dome C between 28 November 2012 and 14 January 2013. 24 measurements were taken close to Concordia station in the clean area as well as, on purpose, downwind of the exhaust fumes of the station. 9 measurements were taken 25 km away from the station where the impact of the station is supposedly much lower. The snowpack essentially consisted of superimposed strata of faceted crystals, faceted rounded grains, rounded small grains and wind packed. 8 measurements were performed in the Alps, at Col de Porte (45.17° N, 5.46° E, 1326 m a.s.l.), Saint Hugues (45.30° N, 5.77° E, 1200 m a.s.l.) and Col du Lautaret (45.04° N, 6.41° E, 2015 m a.s.l.), between 18 February 2013 and 24 April 2013. The snowpacks were respectively composed mostly of fresh snow, decomposed and fragmented particles, small rounded grains and large rounded grains.

First, on a flat and horizontal unaltered snow surface, a vertical profile of irradiance is measured with the irradiance profiler SOLar EXtinction in Snow (SOLEXS, see Fig. 3.15b). SOLEXS consists of a fiber optic (total diameter 8 mm) that is vertically inserted in the snow into a hole of the same diameter previously excavated. The fiber is connected to an Ocean Optics MayaPro spectrophotometer (covering the spectral range 300 – 1100 nm with resolution 3 nm) and can be

displaced continuously in the hole. The light spectrum is recorded every 5 mm, at descent and rise, using a magnetic coding wheel with 1 mm resolution, so that vertical profiles of irradiance are obtained at 5 mm vertical resolution or better, from 350 nm to 900 nm up to a depth of approximately 40 cm. Deeper or at larger wavelengths, the signal-to-noise ratio becomes too low because of reduced light intensity and the shadow of the operator and setting cannot be neglected. Irradiance profiles are normalized by the value taken closest to the surface. Measuring a single irradiance profile takes about 1 min once the setting is deployed. A photosensor placed at the surface records the broadband incident irradiance during the experiment, in order to control the stability of the incident irradiance at the surface. Fluctuations larger than 3% were discarded. Similar irradiance profilers have been used by *Warren et al.* (2006) and *Light et al.* (2008). The main difference is the higher vertical resolution of SOLEXS, which is important for the specific purpose of this study. Once the irradiance measurement is completed, a vertical profile of nadir-hemispherical reflectance at $\lambda_\alpha = 1310$ nm is measured at the same place with the reflectance profiler ASSSAP (light version of POSSSUM, *Arnaud et al.*, 2011). Eventually a pit is open where the optical measurements were taken. Density is measured at a vertical resolution of 2.5 to 5 cm using a cutting device of 250 cm³ and a 0.1 g precision balance. The snowpack is composed of a superposition of strata. The main strata were identified by visual inspection of grain type in the field, independently from reflectance and density measurements. In general, no more than 4 distinct strata were observed in the top 40 cm.

TARTES is run at a 1 cm vertical resolution, hence density and reflectance profiles are linearly interpolated on a 1 cm vertical grid. B and the amount of black carbon are assumed homogeneous within each stratum identified visually, but different strata do not necessarily have the same B and BC. Only the measurements taken between 2 cm and 30 cm deep are retained. In TARTES, the numerical snowpack is 1-m deep which is sufficient to consider the medium as semi-infinite in the considered wavelength range. The snow characteristics are taken from the measurements between 0 and 0.3 m. Below, an homogeneous layer with properties of the last measured layer is considered, and $\alpha_b = 1$. The assumed value of α_b has no impact on the retrieved B value. For the irradiance measurements we use $\lambda_I^1 = 620$ nm and $\lambda_I^2 = 720$ nm. The quality evaluation of ASSSAP provides $\sigma_\alpha = 0.03$ (*Arnaud et al.*, 2011) and we choose $\sigma_\rho = 15$ kg m⁻³ and $\sigma_{\text{surf}} = 0.05$ W m⁻² μm^{-1} . $\sigma_I = 0.08$ W m⁻² μm^{-1} is deduced from the irradiance measurements taken with SOLEXS, that exhibit a gaussian noise.

3.4.4.4 Results

We first choose one set of measurements to illustrate how the probability density function of B for each stratum of a snowpack is estimated. A sensitivity analysis of the retrieval method to measurement errors is also performed. Afterwards, we obtain the probability density function of B for all snow samples. The dependence of B on snow physical characteristics is eventually investigated.

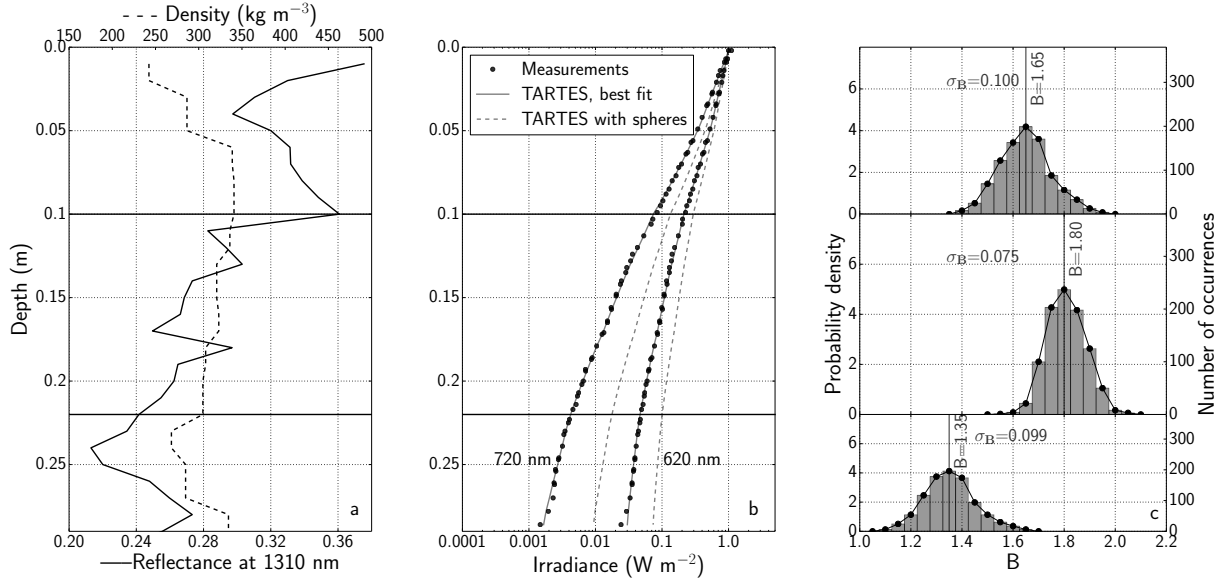


FIGURE 3.16 – (a) Measured profiles of density and reflectance at 1310 nm for Dome C measurements taken on 14 January 2013. The horizontal lines delimit the 3 snow strata. (b) Measured and modeled optimal irradiance profiles at $\lambda_I = 620$ and 720 nm. Irradiance profiles obtained for identical incident irradiance but $B = 1.25$ (value for spheres) for all strata are also shown to highlight the sensitivity of irradiance profiles to B . (c) Histogram and probability density function of B in each of the 3 strata. The standard deviation σ_B and maximum likelihood estimate are highlighted.

3.4.4.4.1 B retrieval : some examples and sensitivity analysis

The snowpack studied at Dome C on 14 January 2013 is used as a case study to illustrate the determination of the probability density function of B . This snowpack was composed of 3 distinct strata. The top stratum was composed of faceted rounded grains (70%) and small rounded particles (30%), while the intermediate and bottom strata were composed of faceted grains, larger in the bottom layer. The measured vertical profiles of reflectance, density and irradiance are shown in Figure 3.16a and 3.16b, where the strata are separated by horizontal lines. The retrieval algorithm is run for this snowpack, from 2 to 29 cm depth. The MCMC is initialized with the state vector that minimizes the root mean square error between modeled and measured irradiance profiles (the corresponding profile is shown in Fig. 3.16b). The distribution of B for each stratum is shown in Figure 3.16c, along with the corresponding probability density functions. The MLE and the standard deviation of the distributions are highlighted. The standard deviation is larger for the relatively thin top and bottom strata. It means that the retrieval is less accurate, probably because there are not enough irradiance measurements within these strata to effectively constrain the retrieval algorithm.

The accuracy of the algorithm determines the ability to distinguish between 2 snow samples

in terms of B . This is illustrated in Figure 3.17 that shows the probability density functions of B for 3 samples. Each sample corresponds to a 40 cm thick stratum. The measurements were taken at 3 different locations separated by a few tens of meters at Col du Lautaret, on 18 April 2013 (these measurements are not used further in the general analysis). The strata were visually similar, isothermal at 0°C and composed of wet large rounded grains. The overall series of measurements was performed in approximately 1 hour. The probability density functions ensure that B in the 2 samples corresponding to the shaded curves are different (the probability that both B are equal is 0.007). On the contrary, B in the intermediate sample is not significantly different from either of the 2 others. It is thus possible to distinguish between 2 samples with $B = 1.4$ and $B = 1.7$, which gives a low estimate of the accuracy of the method.

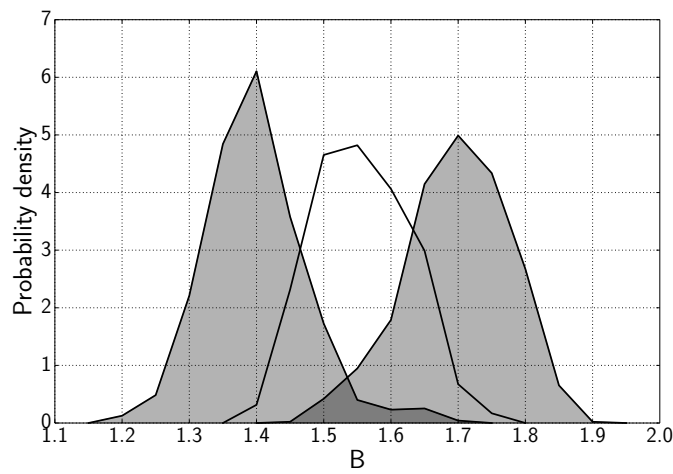


FIGURE 3.17 – Probability density functions of B for 3 samples measured at Col du Lautaret on 18 April 2013.

As suggested by Figure 3.16, stratum thickness seems to impact the accuracy of the retrieval. This is explored in more details by calculating σ_B for every samples of the field measurements, whose thickness ranges from 1 to 28 cm. Figure 3.18 shows the variations of σ_B as a function of stratum thickness. σ_B is also calculated for the intermediate stratum of the synthetic snowpack used for the algorithm evaluation, with this stratum thickness varying from 1 to 28 cm. The variations of σ_B with stratum thickness for this synthetic case are also shown in Figure 3.18. For the synthetic snowpack, σ_B decreases sharply with increasing stratum thickness up to approximately 7 cm. For larger thickness, σ_B is nearly constant, and is bounded by the measurements accuracy. Although the experimental values are more scattered, the overall values are coherent with those derived from the synthetic case, that is the accuracy of the retrieval increases with increasing stratum thickness. σ_B is generally smaller for the field experiments because the vertical resolution of irradiance measurements, using descent and rise measurements, is often better than the 5 mm resolution of the synthetic snowpack. In the light of Figure 3.18, the strata with $\sigma_B > 0.095$ are not considered for the statistical analysis, as well as the strata thinner than 7 cm. In total, almost

40% (36/92) of the field samples are removed. According to these criteria, only the intermediate layer of the snowpack described in Figure 3.16 is analyzed.

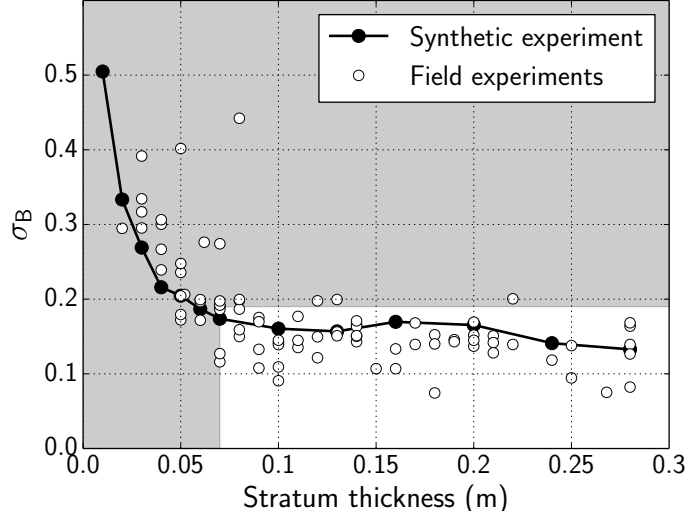


FIGURE 3.18 – Standard deviation of B as a function of stratum thickness, for all strata of the field experiments (white circles). Dark circles correspond to the synthetic snowpack. The clear area corresponds to the strata thicker than 7 cm with $\sigma_B \leq 0.095$, retained for the general analysis. All strata in the shaded area are not considered further.

For sufficiently thick strata, the accuracy of the retrieval essentially depends on measurements accuracy. A sensitivity analysis of the retrieval to measurement errors is performed using a synthetic snowpack. To this end, σ_B is calculated for several sets of measurement errors (σ_ρ , σ_α , σ_I). The sample for which σ_B is computed has to be sufficiently thick to limit errors due to stratum thickness. For this reason, we use the synthetic snowpack defined previously, except that the strata thickness are here 5, 20 and 25 cm. The accuracy indicator is thus the standard deviation of B in the intermediate stratum. For each set of errors, a synthetic set of measurements is obtained, which thus depends on the chosen measurement errors. The algorithm is then run for this set of measurements and σ_B is computed. A reference set of errors is chosen as ($\sigma_I = 0.08 \text{ W m}^{-2} \mu\text{m}^{-1}$, $\sigma_\rho = 15 \text{ kg m}^{-3}$, $\sigma_\alpha = 0.015$). Then, to estimate the impact of errors in density measurement, σ_B is calculated for σ_{urho} varying from 0.1 to 10 times its reference value, all other things being equal. The same procedure is performed for the reflectance and irradiance measurements. Figure 3.19 summarizes the variations of σ_B with changes in measurement errors. It shows that the accuracy of the retrieval method essentially depends on the accuracy of the irradiance and reflectance measurements. On the contrary, it is almost insensitive to errors in density measurements.

3.4.4.4.2 Probability density function of B for all samples

Following the procedure detailed in the previous section, the probability density function of B is obtained for the 56 previously selected field samples and the 36 laboratory samples. The

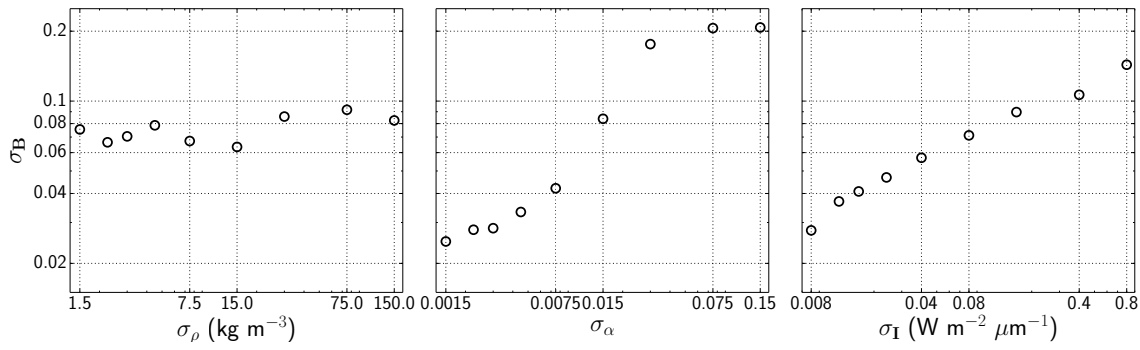


FIGURE 3.19 – Variations of the standard deviation of B for the 20 cm thick intermediate layer of the synthetic snowpack, for various measurement errors. The reference state is ($\sigma_I = 0.08 \text{ W m}^{-2} \mu\text{m}^{-1}$, $\sigma_\rho = 15 \text{ kg m}^{-3}$, $\sigma_\alpha = 0.015$). For each graph, measurement errors which are not varied are kept at their reference value.

probability density function of B for all these samples is shown in Figure 3.20. The different sets of measurements are also highlighted distinctly. First, it is worth noting that the total probability density function is naught outside the range $0.7 - 2.4$, which totally excludes values outside this range. The 90% confidence interval, $1.0 - 1.90$, is in good agreement with the theoretical range obtained for idealized geometrical shapes by *Libois et al.* (2013) : $1.25 - 2.09$. The three sets of measurements have qualitatively similar probability density functions, which supports the assumption that sieving had a minor impact on snow optical properties. In particular they are all maximum at 1.6 ± 0.05 and are concentrated in the range $1.4 - 1.8$, that excludes the value for spherical grains, 1.25 . The distribution for the samples obtained in the field is wider than for laboratory samples, especially towards the lower B values. This can be attributed to the relative difficulty of the measurements and the visual determination of distinct strata in the field compared to cold room. The secondary peak at $B = 0.85$ for the Alps experiments corresponds to strata composed of melt-freeze crusts with several refrozen percolation paths. The large vertical structures typical of these strata might be inconsistent with the representation of snow as a collection of ice particles. Such large features may reduce the number of scattering events photons encounter in snow and allow light propagation deeper into the snowpack, resulting in an apparent lower B .

The mean standard deviation for all field samples is 0.07 , which means that in average B is retrieved at approximately ± 0.14 with 95% confidence. For the laboratory experiments, the median standard deviation is 0.13 . This is mainly due to the limited number of irradiance measurements in the sample, which do not constrain sufficiently the retrieval method. Moreover, reflectance measurements are taken at 950 nm instead of 1310 nm in the field, hence small measurement errors are more critical than for field experiments (see eqn (29) of *Libois et al.*, 2013).

3.4.4.4.3 Relations between B and snow physical characteristics

The probability density function of B has been determined for all samples, which allows to investigate the relations between B and snow physical characteristics. Since B is a shape parameter,

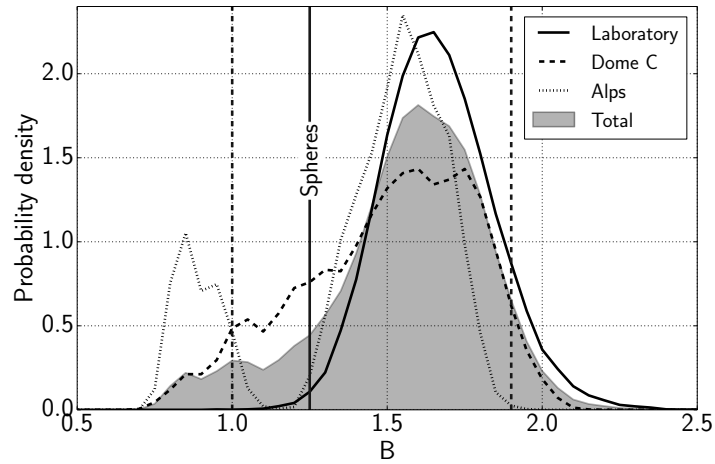


FIGURE 3.20 – Probability density function of B for all samples. The probability density functions for the laboratory, Dome C and Alps experiments are also shown distinctly. The vertical dashed bars delimit the 90% confidence interval

it is expected to vary from a snow type to another. For this reason, the samples were separated into 7 snow types according to *Fierz et al.* (2009) : decomposing and fragmented precipitation particles (DF), small rounded particles (RGsr), large rounded particles (RGlr), faceted rounded particles (RGxf), wind packed (RGwp), clustered rounded grains (MFcl) and faceted crystals (FC). The probability density functions of B for all samples with same snow type are summed to obtain the probability density function of this snow type from which the median, the deciles and the quartiles are calculated. These statistics are summarized graphically in Figure 3.21. The range between the 25% and the 75% quantiles is about 0.25, so that most groups largely overlap. Only 2 snow types distinguish themselves from the others : wind packed snow and clustered rounded grains. They are characterized by low B values. This might be explained by the shadowing effect (*Wiscombe and Warren, 1980; Warren, 1982*) occurring in these strata with particularly high density. Snow grains are so close to each other that they cannot intercept light with their whole projected area, which is contradictory with the dilute medium assumption used in TARTES and in other radiative transfer models (e.g. *Wiscombe and Warren, 1980; Kokhanovsky, 2004*). This may also highlight the limits of the isotropic assumption for snow with marked vertical or horizontal structure. In Figure 3.21, snow types are somehow ordered from recent to older metamorphosed snow, from bottom to top. This representation exhibits a slight tendency for the median B to decrease with metamorphism. However, this tendency is not statistically significant. Even by considering broader classes of snow types, the difference between B values is not statistically significant.

Beyond snow type, the link between B and quantitative snow physical properties is investigated. To this end, the average reflectance and density of each sample are calculated from the vertical profiles. In order to compare the laboratory and field reflectance measurements, that were taken at different wavelengths, they are first converted into specific surface area using Eqn (3.36). Based

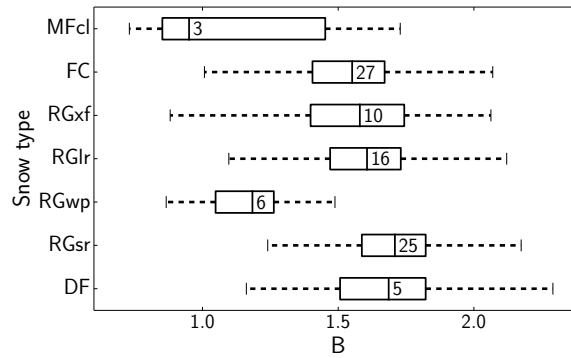


FIGURE 3.21 – Boxplots of the probability density functions of B for different snow types (DF : decomposing and fragmented precipitation particles, RGsr : small rounded particles, RGlR : large rounded particles, RGxf : faceted rounded particles, RGwp : wind packed, MFcl : clustered rounded grains, FC : faceted crystals). The central box delimits the first and third quartiles. The dashed lines extend from the first to the ninth deciles. The vertical line within the box indicates the median and the number corresponds to the number of snow samples used for each snow type.

on the results of *Gallet et al.* (2009), it is assumed that the scaling constant $B/(1 - g^G)$ equals the value for spheres, that is 5.8. Figure 3.22 shows the scatter plots of the MLE of B versus specific surface area and density for all samples. The specific surface area varies from 5 to 36 m² kg⁻¹ and density is in the range 163 – 510 kg m⁻³, covering a large range of snow characteristics. There is no correlation between B and snow specific surface area, whatever subset of measurements is considered. On the contrary, there is an overall slight, but statistically significant (at the 95% confidence level), negative correlation between B and snow density ($r = -0.26$). The correlation is stronger when subsets of measurements are considered : $r = -0.62$ for Dome C measurements and $r = -0.49$ for laboratory measurements. The dependence on snow density is probably due to the shadowing effect aforementioned.

3.4.4.5 Discussion and Conclusions

Although snow does not look like a collection of distinct particles, it is the most simple and widespread representation in snow optical models. In particular, under the two-stream approximation, a very accurate and widely used approximation in the visible and near-infrared range, snow grain shape can be entirely defined by 2 parameters : B and g^G . The focus of the present experimental study has been on the determination of the enhancement parameter B . This parameter is found within 1.6 ± 0.2 for most of the 92 snow samples obtained by 2 different experimental settings, which strengthens the validity of the retrieved B . An important result is that these B values are significantly larger than the value corresponding to spheres, $B = 1.25$. However, grains are assumed spherical in most radiative transfer models of snow, which means that B in snow is about 30% larger than assumed in models. This is critical for light e -folding depth, that depends on B and on the geometric asymmetry parameter g^G of snow grains (*Libois et al.*, 2013). At first

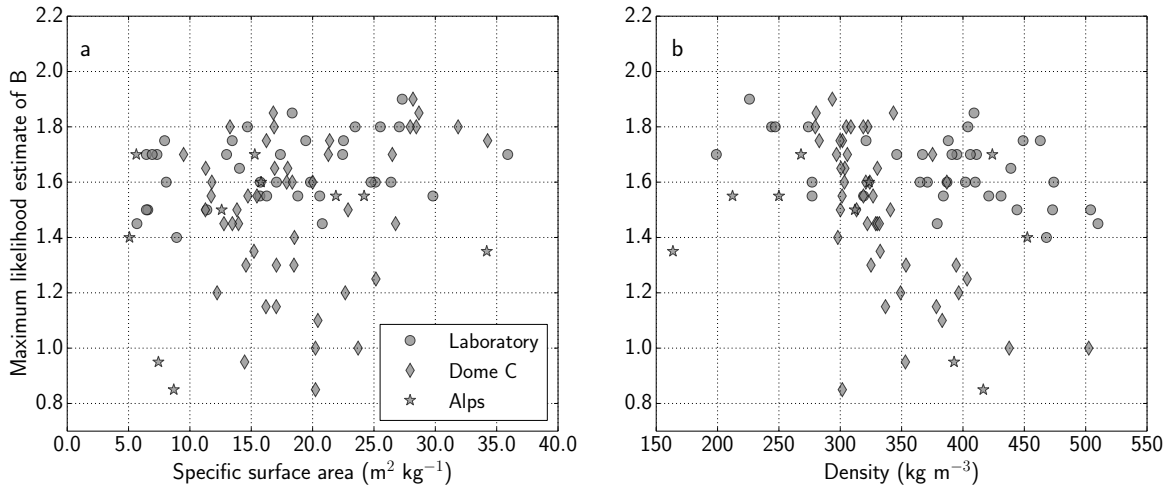


FIGURE 3.22 – Maximum likelihood estimate of B as a function of sample average specific surface area (a) and sample average density (b).

order, e -folding depth computed assuming spherical grains might be in average overestimated by 30%, since B and $(1 - g^G)$ are correlated (*Libois et al.*, 2013). This is consistent with the conclusions of *Sergent et al.* (1987) and *Meirolid-Mautner and Lehning* (2004) who measured smaller e -folding depths than their models predicted. Since the vertical distribution of absorbed solar radiation within the snowpack is essentially determined by light e -folding depth, underestimating B by assuming spherical grains tends to drive solar energy deeper into the snowpack. It also tends to smooth temperature profiles in the topmost part of the snowpack, with a potential impact on temperature gradients and snow metamorphism in this region of the snowpack. This apparent limit of the spherical assumption should also be considered for photochemistry applications as well as studies of light transmission through a seasonal snowpack or sea ice. For instance, in a thick uniform snowpack with specific surface area $20 \text{ m}^2 \text{kg}^{-1}$ and density 300 kg m^{-3} , the actinic flux at 20 cm depth is overestimated by more than 30% at 550 nm if $B = 1.25$ is used instead of $B = 1.6$. Likewise, the transmission through a 20 cm thick snow layer with same characteristics is overestimated by more than 40% when grains are assumed spherical. These differences increase when snow contains impurities. Eventually, studies aimed at distinguishing between the relative contributions of ice and light absorbing impurities to snow absorption properties (*Lee-Taylor and Madronich*, 2002; *Warren et al.*, 2006; *Zege et al.*, 2008) are very dependent of the assumption made on grain shape. In fact, once the absorption coefficient of snow has been determined, the contribution of ice and impurities have to be separated. Underestimating B leads to an underestimation of ice contribution to light absorption, and hence to an overestimation of the impurities contribution (see e.g. eqn (25) of *Libois et al.*, 2013).

As the parameter B appears essential for several snow applications, it should be given an appropriate value in detailed snow models. Models such as Crocus (*Brun et al.*, 1989; *Vionnet et al.*, 2012) or SNOWPACK (*Lehning et al.*, 2002b) predict the time evolution of snow microstructure

(Brun *et al.*, 1992). In these particular models, grain shape is represented by two empirical parameters that evolve with time : the dendricity and the sphericity. Snow type is estimated from the values of these parameters. It is appealing to link those empirical shape parameters to the more physically significant parameter B , so that in snow models optical properties could explicitly depend on grain shape. However, this study shows that B does not vary significantly from one snow type to another, except for wind packed and melt forms. At least, the current accuracy of the retrieval method, $\sigma_B \simeq 0.1$, does not allow a strict correlation between visual snow type and B . In particular, rounded particles have B values similar to faceted crystals, while a value closer to that of spheres could be expected. However, theoretical calculations (Kokhanovsky and Macke, 1997) highlight that spheroids have B values closer to hexagonal plates than to spheres. This may be an explanation for the apparent uniformity of the parameter B among all snow types. Although for individual subsets of measurements, density can explain up to 38% of the B variability, this share drops to 7% when all measurements are considered. As explained previously, the correlation between B and density is probably more an artefact of the theoretical assumptions used in the model than a physical dependence, so that it may be irrelevant for more advanced radiative transfer models. In addition, since B does not seem to depend on specific surface area, no particular evolution of B with snow age is expected. For all these reasons, in optical models based on based on the Kokhanovsky and Zege (2004) theoretical framework, we simply recommend to use a constant $B = 1.6$ instead of $B = 1.25$. For optical models requiring a complete phase function (e.g. DISORT, Stamnes *et al.*, 1988), a shape having $B = 1.6$ should be preferred with respect to spheres. According to table 1 of Libois *et al.* (2013), $B = 1.6$ roughly corresponds to the value for spheroids with aspect ratio 0.7, hexagonal plates or cuboids. Accordingly, we recommend to use g^G so that the ratio $B/(1 - g^G)$ is equal to that of spheres (Gallet *et al.*, 2009). This yields $g^G = 0.72$, or equivalently to the asymmetry factor $g = 0.86$. Given that B is found essentially within the range $1.4 - 1.8$, taking $B = 1.6$ should not induce major errors in snow models. It is worth noting that albeit being a shape parameter by definition, here the retrieved parameter B somehow includes the deficiencies of the granular representation of snow used in our model.

As suggested by the sensitivity analysis of the retrieval method, the latter could be improved by increasing in priority the accuracy of the irradiance and reflectance measurements. It also appears that snow type and density are more easily determined for an homogeneous sample in the laboratory than in the field in a somehow horizontally irregular snowpack. This suggests to develop new laboratory experimental setups to estimate accurate B values. Another approach is to determine snow physical and optical properties from snow microstructure obtained with X-ray microtomography (e.g. Kaempfer *et al.*, 2005; Haussener *et al.*, 2012).

An experimental investigation of the absorption enhancement parameter B of snow has been presented. Based on snow optics measurements in the field and in the laboratory and a detailed Bayesian-based analysis method, the present study strongly recommends not to use spherical grains to describe natural snow in optical models. This recommendation especially holds when e -folding depth estimation or the profile of irradiance are critical. In models representing snow as a disperse

collection of particles, any shape with an absorption enhancement parameter B of 1.6 ± 0.2 should be used instead of spheres, except for clustered rounded grains and wind packed for which the values 1.2 and 1.0, respectively, are more appropriate.

3.4.5 Résumé des résultats

La première étude a montré que les profils verticaux d'irradiance simulés avec un modèle de transfert radiatif étaient sensibles à la forme géométrique choisie pour représenter les grains de neige. En particulier, des calculs théoriques ont montré qu'utiliser des sphères conduisait à surestimer la profondeur de pénétration par rapport aux autres formes considérées, ce qui est en accord avec les observations de *Sergent et al.* (1987) et *Meirolid-Mautner and Lehning* (2004). Cela provient du fait que les paramètres B et $(1 - g)$ sont corrélés⁶, ce qui implique que le produit $B(1 - g)$, qui intervient dans l'expression de la profondeur de pénétration, peut varier d'un facteur 3 d'une forme à l'autre. Son minimum est en outre atteint pour les sphères. Au contraire, le ratio $B/(1 - g)$ qui détermine l'albédo, ne varie que d'un facteur 2 et la valeur médiane obtenue est très proche de celle des sphères, ce qui explique le succès de l'hypothèse sphérique pour la modélisation de l'albédo (*Grenfell and Warren*, 1999; *Domine et al.*, 2006; *Gallet et al.*, 2009).

Les expériences de terrain visant à déterminer le paramètre B de la neige ont confirmé les calculs théoriques. Parmi les 7 manteaux étudiés, 6 avaient un B compris entre 1.6 et 2.0 (Table 3.2), valeurs supérieures au B des sphères (1.25) et correspondent par exemple à des cylindres hexagonaux et des sphéroïdes (Table 3.1). Bien que ces premières expériences aient suggéré que les sphères étaient inappropriées pour représenter la neige, elles n'ont pas permis de relier B à la forme des grains (*Fierz et al.*, 2009).

C'est pourquoi la seconde étude s'est appuyée sur une méthode expérimentale de détermination de B reposant sur des profils d'irradiance à haute résolution verticale mesurés avec SolExS, ce qui a permis d'estimer la valeur de B pour 92 échantillons de neige. Les valeurs obtenues se situent entre 1.4 et 1.8 pour la grande majorité (80%) des échantillons étudiés, avec un maximum de valeurs autour de 1.6 (Fig. 3.20). En tenant compte des erreurs expérimentales liées aux mesures de masse volumique, de réflectance et d'irradiance spectrale avec une approche bayésienne rigoureuse, la précision sur la valeur de B a été estimée à ± 0.1 , ce qui implique que pour la plupart des échantillons, B est significativement plus grand que la valeur correspondant à des particules sphériques. L'analyse d'erreur détaillée a également montré qu'améliorer la précision des mesures de réflectance et d'irradiance permettrait de diminuer l'incertitude sur B .

Afin d'explorer une possible relation avec la forme géométrique des grains, le type de grain majoritaire de chacun des échantillons a été identifié visuellement selon la classification internationale des grains (*Fierz et al.*, 2009). Les différences de B observées entre différents types de grain sont du même ordre de grandeur que la précision de la méthode expérimentale et ne permettent donc pas de distinguer les types de neige, à l'exception des congères observées à Dôme C et des couches de regel observées dans les Alpes qui présentent des valeurs de B particulièrement faibles

6. Si un photon est réfléchi un grand nombre de fois à l'intérieur d'un grain avant d'en ressortir, il peut ressortir dans n'importe quelle direction. Si au contraire ce photon traverse simplement le grain, alors il est peu dévié. Autrement dit, un grain ayant un B élevé a probablement un g faible, et inversement.

(Fig. 3.21). Ces faibles différences de B peuvent s'expliquer par le fait que la plupart des formes géométriques présentées dans la Table 3.2 ont des valeurs proches de 1.6.

La singularité des congères et des couches de regel vient de leur masse volumique élevée. En effet, une corrélation négative entre B et la masse volumique des échantillons a été observée (Fig. 3.22), probablement liée à la représentation de la microstructure de la neige. TARTES traite en effet la neige comme une collection de particules isolées électromagnétiquement, ce qui n'est pas le cas en réalité (Mishchenko, 1994). Lorsque les grains sont proches les uns des autres, des effets d'ombrage et d'interférence (Wiscombe and Warren, 1980; Warren, 1982; Kokhanovsky, 2004) peuvent devenir non négligeables. De par l'approche choisie, toutes les erreurs de représentation physique du modèle se répercutent sur B .

Ces deux études ont mis en évidence que l'hypothèse sphérique était inappropriée pour représenter la neige et pouvait conduire à surestimer B , et par conséquent la profondeur de pénétration du rayonnement, d'environ 30%. Une telle erreur se répercute sur les flux actiniques au sein du manteau ou sur la transmittance d'une couche de neige, qui peuvent également être surestimés de 30%. Ces résultats sont donc à prendre en compte pour les études consacrées au bilan d'énergie du manteau, à sa photochimie ou à l'activité biologique sous la neige ou la banquise.

En somme, **nous suggérons d'utiliser $B = 1.6$ dans les modèles d'optique de la neige.** Bien que le paramètre g n'ait pas pu être déterminé expérimentalement, il peut être estimé en faisant l'hypothèse que le ratio $B/(1 - g)$ est indépendant du type de neige, et égal au ratio obtenu pour des sphères (Gallet et al., 2009), **ce qui implique $g = 0.86$.** Cette valeur est cohérente avec les travaux de Bohren and Barkstrom (1974) et Meirold-Mautner and Lehning (2004) qui suggèrent respectivement $g = 0.84$ et $g = 0.86$. Plus largement, la corrélation entre B et g implique que toute forme géométrique pour laquelle $B = 1.6 \pm 0.2$ devrait produire des profils d'irradiance réalistes.

3.5 Conclusions et perspectives

Ce chapitre a montré dans quelle mesure les caractéristiques géométriques de la neige pouvaient impacter ses propriétés optiques, ce qui a mis en évidence les limites de la représentation de la neige par un ensemble de particules sphériques, en particulier pour simuler la profondeur de pénétration du rayonnement. Les paramètres de forme B et g utilisés dans le modèle TARTES peuvent en effet varier de plus de 50% d'un type de neige à l'autre. Pour simuler la profondeur de pénétration, la forme des grains est ainsi aussi déterminante que la SSA puisqu'une variation de B ou $(1 - g)$ a le même impact sur les propriétés optiques qu'une variation relative de SSA de même ampleur.

Pour répondre à l'absence, dans la littérature, de valeurs de référence de B et g pour la neige, une méthode expérimentale de détermination de B a été développée. Les résultats obtenus suggèrent que B vaut environ 1.6 pour la neige au sol, ce qui est 30% plus grand que la valeur correspondant aux sphères, $B = 1.25$. Sous-estimer B en représentant la neige par des sphères conduit ainsi à une surestimation de la profondeur de pénétration d'environ 30% qui a des répercussions immédiates sur la simulation des profils d'irradiance et de l'absorption en profondeur du rayonnement solaire. Ce dernier point sera étudié en détail au chapitre suivant, consacré à l'impact de la pénétration du rayonnement sur le régime thermique du manteau et son métamorphisme.

Contrairement au paramètre B , le paramètre g ne peut pas être déterminé simplement à partir de mesures optiques similaires à celles présentées car il est couplé à la SSA dans le formalisme théorique utilisé. La détermination de g est pourtant nécessaire pour représenter correctement les propriétés de la neige, ce qui impose une mesure indépendante et précise de la SSA. Ceci pourrait se faire à l'aide d'une méthode physique de détermination de la SSA (adsorption de méthane ou microtomographie aux rayons X par exemple).

Une autre alternative pourrait consister à mesurer des grandeurs optiques plus complexes que l'albédo et le coefficient d'extinction asymptotique. Par exemple, la réflectance bidirectionnelle de la neige dépend fortement de la forme de la fonction de phase (*Mishchenko et al.*, 1999; *Kokhanovsky*, 2004) et pourrait être mesurée en laboratoire (*Dumont et al.*, 2010) ou *in situ* (*Hudson et al.*, 2006; *Hakala et al.*, 2014) pour estimer g .

CHAPITRE 4

INFLUENCE DU RAYONNEMENT SOLAIRE SUR LES PROFILS DE TEMPÉRATURE ET LE MÉTAMORPHISME

Sommaire

4.1	Introduction	117
4.2	Approche analytique	119
4.2.1	Profil de température dans le manteau neigeux	119
4.2.2	Impact de la résolution spectrale	121
4.2.3	Impact des propriétés physiques	122
4.2.3.1	Température proche de la surface	123
4.2.3.2	Température en profondeur	124
4.3	Approche numérique	128
4.3.1	Évaluation de TARTES dans Crocus	128
4.3.2	Comparaison entre TARTES et la version originale	131
4.3.3	Rétroactions climatiques impliquant la profondeur de pénétration	133
4.4	Conclusions et perspectives	136

4.1 Introduction

Sur le Plateau Antarctique, l'évolution des propriétés physiques de la neige proche de la surface dépend fondamentalement du métamorphisme du manteau (*Pirazzini, 2004; Kuipers Munneke et al., 2008; Jin et al., 2008; Picard et al., 2012*). Sur les calottes polaires, le métamorphisme est contrôlé en premier lieu par les gradients de température (*Colbeck, 1983; Flanner and Zender, 2006*), qui en été sont élevés et varient rapidement (*Alley et al., 1990; Town et al., 2008*), et sont fortement impactés par l'absorption en profondeur du rayonnement solaire (*Kuipers Munneke et al., 2009*). C'est pourquoi il est crucial de simuler correctement le profil vertical d'absorption d'énergie et le couplage qui existe entre les propriétés optiques du manteau et son régime thermique, processus au cœur des rétroactions climatiques impliquant la neige (*Box et al., 2012; Picard et al., 2012*).

Si la pénétration en profondeur du rayonnement solaire est si déterminante pour les profils de température, c'est principalement parce ce qu'elle participe à ce qui est appelé *l'effet de serre solide*. Ce terme a été introduit par *Brown and Matson (1987)*, en référence à l'effet de serre atmosphérique car l'origine physique est similaire : la neige est partiellement translucide dans le spectre solaire et opaque dans l'infrarouge thermique. Le rayonnement solaire est ainsi absorbé à quelques centimètres de profondeur, tandis que l'émission thermique est localisée en surface dans une couche de quelques microns (*Warren, 1982*). Ainsi la partie superficielle du manteau se refroidit tandis qu'en dessous le rayonnement solaire réchauffe la neige, ce qui conduit à l'existence d'un maximum de température quelques centimètres sous la surface (*Schlatter, 1972; Koh and Jordan, 1995*), à l'origine de gradients de température pouvant dépasser 100 K m^{-1} (*Colbeck, 1989a*). Par ailleurs, la neige a une faible conductivité thermique (e.g. *Sturm et al., 1997*), si bien que cette énergie absorbée en profondeur est difficilement évacuée vers la surface. Par conséquent, à quantité égale d'énergie solaire absorbée, plus l'absorption a lieu en profondeur et plus cela réchauffe le manteau. La profondeur de pénétration du rayonnement, tout autant que l'albédo, est donc un paramètre essentiel du bilan d'énergie du manteau.

L'impact de la pénétration du rayonnement sur le régime thermique du manteau a été mis en évidence de longue date. Sur le Plateau Antarctique, *Rusin (1961)* a en effet mesuré un maximum de température journalière moyenne à 10 cm de profondeur, environ 4°C plus chaud que la température moyenne en surface. *Schlatter (1972)* a expliqué l'existence et la valeur de ce maximum à l'aide d'un modèle de transfert radiatif 2-flux résolvant le bilan d'énergie du manteau neigeux et tenant compte de l'absorption en profondeur du rayonnement, prouvant que son origine était effectivement la pénétration en profondeur du rayonnement. *Brandt and Warren (1993)* ont cependant montré que les mesures de *Rusin (1961)* étaient probablement erronées et que le modèle de *Schlatter (1972)*, qui ne tenait pas compte de la dépendance spectrale des propriétés optiques de la neige, était inapproprié pour simuler le bilan thermique du manteau. A l'aide d'un modèle de transfert radiatif à haute résolution spectrale ($\sim 10 \text{ nm}$) couplé à un modèle thermique, ils ont prédit un maximum de température à environ 2 cm de profondeur, et de seulement quelques dixièmes

de degrés. *Brandt and Warren* (1993) ont ainsi suggéré que la pénétration du rayonnement avait un impact limité sur les profils de température, conduisant certains auteurs à négliger ce processus dans des études consacrées au bilan d'énergie du manteau (*e.g. As et al.*, 2005; *van den Broeke et al.*, 2008).

Pourtant, plus récemment, *Kuipers Munneke et al.* (2009) ont montré, eux aussi à l'aide d'un modèle de transfert radiatif à fine résolution spectrale, que l'absorption en profondeur du rayonnement devait être prise en compte pour expliquer les profils de température mesurés à Summit (Groenland). Ce processus peut également avoir un impact de plusieurs degrés sur la température de l'air comme le montrent des simulations couplées neige-atmosphère au Tibet (*Flanner and Zender*, 2005), et est probablement à l'origine la fonte sous la surface observée sur les côtes antarctiques (*Winther et al.*, 1996; *Liston and Winther*, 2005).

L'objectif de ce chapitre est ainsi d'évaluer l'impact de la profondeur de pénétration du rayonnement solaire sur le bilan thermique du manteau neigeux et sur son métamorphisme. Dans un premier temps, le cas d'un manteau dont les propriétés physiques n'évoluent pas avec le temps est analysé, afin d'étudier l'influence de la résolution spectrale et des propriétés physiques du manteau sur son profil de température. Cette analyse est menée à l'aide d'un modèle analytique simplifié inspiré de *Colbeck* (1989a). Afin de mettre en évidence le couplage entre les propriétés optiques du manteau et son métamorphisme, le modèle Crocus est ensuite utilisé. Des simulations réalisées sur un manteau stratifié à Dôme C permettent d'explorer l'impact de TARTES sur les profils simulés de température et de SSA d'une part, et de mettre à jour les rétroactions impliquant la profondeur de pénétration d'autre part.

4.2 Approche analytique

On s'appuie ici sur le modèle de *Colbeck* (1989a) pour déterminer le profil de température $T(z)$ au sein d'un manteau homogène soumis à des variations sinusoïdales de température de surface et à un forçage solaire lui aussi sinusoïdal. Après avoir présenté le formalisme théorique propre au modèle, l'impact de la résolution spectrale sur les profils de température simulés est évalué. Ce modèle est également utilisé pour estimer l'influence des propriétés physiques du manteau sur les profils de température.

4.2.1 Profil de température dans le manteau neigeux

Pour quantifier l'impact de la pénétration du rayonnement solaire sur le régime thermique de la neige, on écrit le bilan thermique à l'intérieur du manteau (considéré ici plan, homogène et semi-infini). La variation locale d'énergie est due à la diffusion de chaleur depuis ou vers les couches voisines, ainsi qu'à l'apport d'énergie par des sources extérieures :

$$\rho c_p \frac{\partial T(t, z)}{\partial t} = k_s \frac{\partial^2 T(t, z)}{\partial z^2} + S(t, z), \quad (4.1)$$

où $T(t, z)$ est la température de la neige, ρ sa masse volumique, c_p sa capacité thermique massique ($\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$) et k_s sa conductivité thermique effective ($\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$). Le terme source $S(t, z)$ est un flux volumique d'énergie (W m^{-3}). Il correspond ici à l'absorption de rayonnement solaire¹ (*Brandt and Warren*, 1993) et s'écrit :

$$S(t, z) = \int_{\lambda} S_0(t, z, \lambda') d\lambda', \quad (4.2)$$

où $S_0(t, z, \lambda)$ est le profil d'absorption d'énergie à la longueur d'onde λ et l'intégration se fait sur tout le spectre solaire. Pour résoudre l'Eq. 4.1, le profil initial de température (*e.g.* *Brun et al.*, 2011) et la température de surface sont imposés (*Town et al.*, 2008) :

$$T(t, 0) = a \sin(\omega t) + \overline{T(0)}, \quad (4.3)$$

où a et $\overline{T(0)}$ sont l'amplitude et la température moyenne journalière de la température de surface, et ω est la pulsation du cycle solaire.

4.2.1.0.1 Détermination du profil d'absorption d'énergie

On détermine ici le terme $S(t, z)$ pour un manteau semi-infini et uniforme éclairé par un rayonnement diffus. Le flux net d'énergie à la longueur d'onde λ s'écrit (Eq. 2.38) :

$$F_{\text{net}}(t, z, \lambda) = F^{\downarrow}(t, z, \lambda) - F^{\uparrow}(t, z, \lambda) \quad (4.4)$$

$$= (1 - \alpha(\lambda)) F_0(t, \lambda) e^{-k_e(\lambda)z}, \quad (4.5)$$

1. Les flux radiatifs LW à l'intérieur du manteau sont négligés.

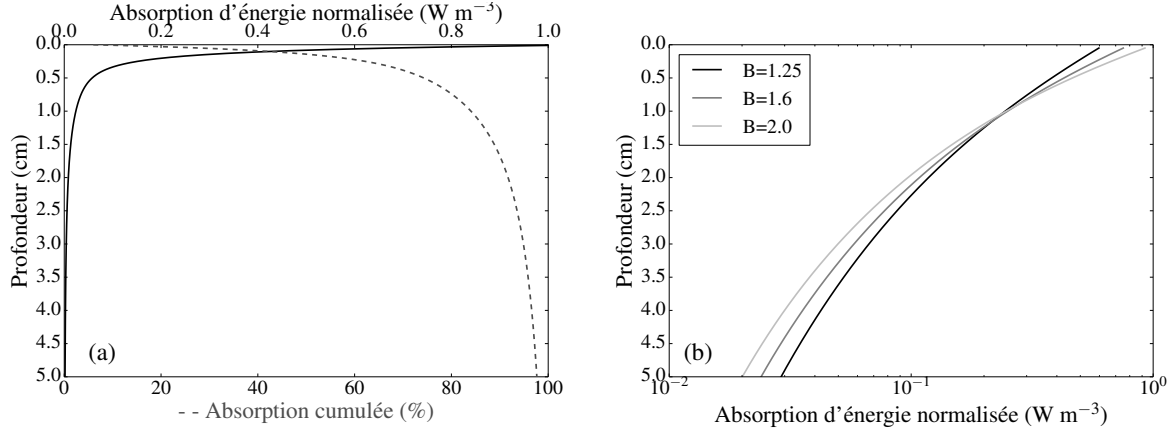


FIGURE 4.1 – (a) Absorption d'énergie en fonction de la profondeur pour un manteau de masse volumique 300 kg m^{-3} et constitué de particules sphériques ($B = 1.25$ et $g = 0.89$) de SSA $20 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$. Le flux incident est celui qui a été mesuré le 20 décembre 2012 à Dôme C. (b) Profils d'absorption d'énergie de ce manteau pour différentes valeurs de B , g étant tel que $B/(1-g)$ reste constant.

où $F_0(t, \lambda)$ est l'irradiance solaire. La source de chaleur S_0 s'exprime donc par (Eq. 4.2) :

$$S_0(t, z, \lambda) = -\frac{\partial F_{\text{net}}(t, z, \lambda)}{\partial z} = k_e(\lambda)(1 - \alpha(\lambda))F_0(t, \lambda)e^{-k_e(\lambda)z}. \quad (4.6)$$

La Figure 4.1a montre le profil vertical d'énergie absorbée $S(z)$ calculé à partir de ces formules et les Eqs. 2.53 pour un manteau de masse volumique 300 kg m^{-3} , constitué de particules sphériques de SSA $20 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$, et pour un rayonnement incident spectral mesuré à Dôme C par conditions de ciel clair le 20 décembre 2012. Environ 84% de l'énergie est absorbée dans le premier centimètre, et 9% sont absorbés au-delà de 2 cm de profondeur, ce qui est cohérent avec les valeurs présentées par *Flanner and Zender* (2005) et *Kuipers Munneke et al.* (2009).

Afin d'estimer l'impact de la forme des grains de neige sur le profil d'énergie absorbée, le terme $S(z)$ a été calculé pour différentes valeurs de B , g étant choisi de sorte que $B/(1-g)$ soit constant (Fig. 4.1b). Ceci montre qu'à albédo constant, et donc à quantité d'énergie absorbée donnée, modifier la forme des grains conduit à modifier le profil d'absorption d'énergie d'environ 10% pour le cas étudié. Plus B est grand, plus l'énergie est absorbée proche de la surface. Les couches les plus profondes absorbent alors moins d'énergie. Il y a un effet d'ombrage des couches supérieures sur celles du fond, effet qui apparaît pour les mêmes raisons lorsque des impuretés sont ajoutées à la neige (*Clow, 1987; Brandt and Warren, 1993*).

Pour tenir compte des variations temporelles de S , l'irradiance solaire $F_0(t, \lambda)$ est exprimée ainsi :

$$F_0(t, \lambda) = F_{\text{max}}(\lambda) (x + (1 - x) \sin(\omega t)), \quad (4.7)$$

où F_{max} est le maximum d'irradiance au cours de la journée (Fig. 4.2a). $x = 0.6$ a été choisi à

partir de mesures de l'irradiance large-bande réalisées à Dôme C avec un pyranomètre CNR1 de la marque Kipp & Zonen®.

D'après *Colbeck* (1989a), la solution $T(t, z)$ s'écrit finalement :

$$\begin{aligned}
T(t, z) = & \overline{T_{\text{ref}}(z)} + ae^{-z/\delta} \sin(\omega t - z/\delta) \\
& + \int_{\lambda} F_{\text{max}}(\lambda')(1 - \alpha(\lambda')) \left(\frac{x}{k_s k_e(\lambda')} \text{erfc} \left(\frac{z}{2\sqrt{\kappa t}} \right) \right. \\
& - \frac{k_e(\lambda')}{\rho c_p} e^{-k_e(\lambda')z} \left(\frac{x}{\beta(\lambda')} + (1 - x) \frac{\beta(\lambda') \sin(\omega t) + \omega \cos(\omega t)}{(\beta^2(\lambda') + \omega^2)} \right) \\
& \left. + (1 - x) \frac{k_e e^{-z/\delta}}{\rho c_p (\beta^2(\lambda') + \omega^2)} (\beta(\lambda') \sin(\omega t - z/\delta) + \omega \cos(\omega t - z/\delta)) \right) d\lambda',
\end{aligned} \tag{4.8}$$

où $\kappa = \frac{k_s}{\rho c_p}$, $\beta(\lambda) = \frac{k_s k_e^2(\lambda)}{\rho c_p}$, $\delta = \sqrt{\frac{2\kappa}{\omega}}$ et $\overline{T_{\text{ref}}(z)}$ est le profil moyen de température qui serait obtenu sans pénétration du rayonnement. Cette expression est maintenant utilisée pour calculer les profils de température pour différentes résolutions spectrales et différentes propriétés physiques du manteau.

4.2.2 Impact de la résolution spectrale

Pour étudier l'impact de la résolution spectrale sur la détermination de $T(t, z)$, on considère un manteau de masse volumique 300 kg m^{-3} , composé de particules sphériques de SSA $20 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$, et $F_{\text{max}}(\lambda)$ correspond à l'irradiance solaire mesurée le 20 décembre à midi à Dôme C. On choisit également $a = 15^\circ\text{C}$, $\overline{T_{\text{ref}}(z)} = \overline{T(0)} - 0.1z$, avec $\overline{T(0)} = -33^\circ\text{C}$.

Pour commencer, le profil de température obtenu en n'utilisant qu'une seule bande spectrale est déterminé. Cela revient à écrire simplement :

$$S(t, z) = (1 - \alpha)F_0(t)e^{-k_e z}, \tag{4.9}$$

où $F_0(t) = \int_{\lambda} F_0(t, \lambda') d\lambda'$ et α est l'albédo large-bande du manteau (on fait ici l'hypothèse qu'il ne dépend pas de l'angle solaire zénithal). Cette approche large-bande, utilisée par *Colbeck* (1989a) et *Schlatter* (1972), nécessite de faire un choix pour la valeur de k_e . La Figure 4.2b montre les profils de température à midi au bout de 20 jours de forçage (ce qui est suffisant pour que le régime transitoire initial soit passé) pour des profondeurs de pénétration allant de 0.5 à 5 cm (*Colbeck* (1989a) supposait une profondeur de pénétration de 5 cm pour ses calculs). La température augmente avec la profondeur de pénétration choisie, les différences pouvant dépasser 5°C , ce qui met en lumière la forte sensibilité du profil de température à la profondeur de pénétration, même à albédo constant.

Cependant, *Brandt and Warren* (1993) et *Kuipers Munneke et al.* (2009) ont souligné que l'hypothèse d'une profondeur de pénétration indépendante de la longueur d'onde pouvait conduire à des erreurs importantes sur les profils de température simulés. En effet, la profondeur de pénétration

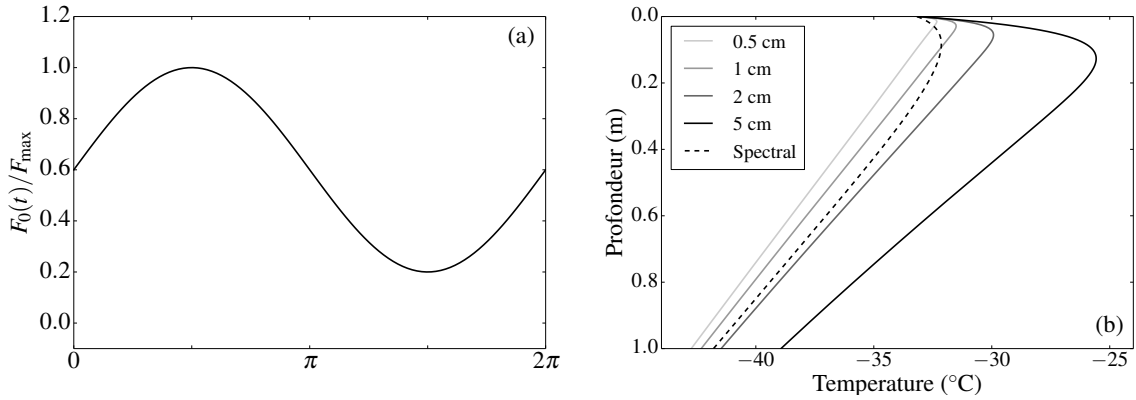


FIGURE 4.2 – (a) Allure du forçage utilisé dans le modèle analytique. (b) Profils de température moyens obtenus avec la version originale du modèle pour différentes profondeurs de pénétration. La masse volumique vaut 300 kg m^{-3} , l'albédo 0.83 et $F_{\max} = 800 \text{ W m}^{-2}$.

n'atteint généralement 5 cm qu'aux longueurs d'onde inférieures à 600 nm, là où l'albédo est le plus fort. Elle est bien moindre dans le proche infrarouge, et quasiment nulle au-delà de 1500 nm, si bien que les profils de température obtenus par *Colbeck* (1989a) surestimaient certainement l'impact de la pénétration du rayonnement.

Pour prendre en compte la dépendance spectrale de l'albédo et de la profondeur de pénétration, le profil de température a été calculé avec une résolution spectrale de 10 nm. L'albédo et la profondeur de pénétration sont calculés à chaque longueur d'onde à partir des Eqs. 2.53, ce qui permet de prendre en compte l'interdépendance entre ces deux grandeurs :

$$\alpha(\lambda) = \exp \left(-4 \sqrt{\frac{2B\gamma(\lambda)}{3\rho_{\text{ice}}\text{SSA}(1-g)}} \right) \quad (4.10a)$$

$$k_e(\lambda) = \rho \sqrt{\frac{3B\gamma(\lambda)\text{SSA}(1-g)}{2\rho_{\text{ice}}}}. \quad (4.10b)$$

Le profil de température obtenu à midi au bout de 20 jours est également présenté sur la Figure 4.2b. Il est notablement différent des profils obtenus en n'utilisant qu'une bande spectrale, ce qui confirme l'importance d'utiliser une résolution spectrale suffisamment élevée.

4.2.3 Impact des propriétés physiques

Le modèle à haute résolution spectrale est maintenant utilisé pour évaluer l'impact de la SSA, de la masse volumique et de la forme des grains sur les profils de température. On s'intéresse d'abord aux profils de température sur le premier mètre du manteau, avant d'évaluer l'impact que peut avoir une modification des propriétés de la neige de surface sur la température en profondeur.

4.2.3.1 Température proche de la surface

La Figure 4.3 montre les profils de température à midi obtenus au bout de 20 jours pour différentes valeurs de SSA, de masse volumique, et de B , les valeurs de référence restant inchangées. Cette étude de sensibilité met en avant le rôle crucial de la masse volumique, dont des variations réalistes peuvent modifier jusqu'à 4°C le profil de température. En comparaison, modifier la SSA ne conduit qu'à des variations de température de l'ordre de 2°C. L'impact de la forme des grains s'avère quant à lui négligeable, puisque les différences de température simulées sont inférieures à 1°C. Les profils sont d'autant plus chauds que l'énergie est absorbée en profondeur, ce qui est le cas lorsque la SSA augmente, la masse volumique diminue, ou B diminue.

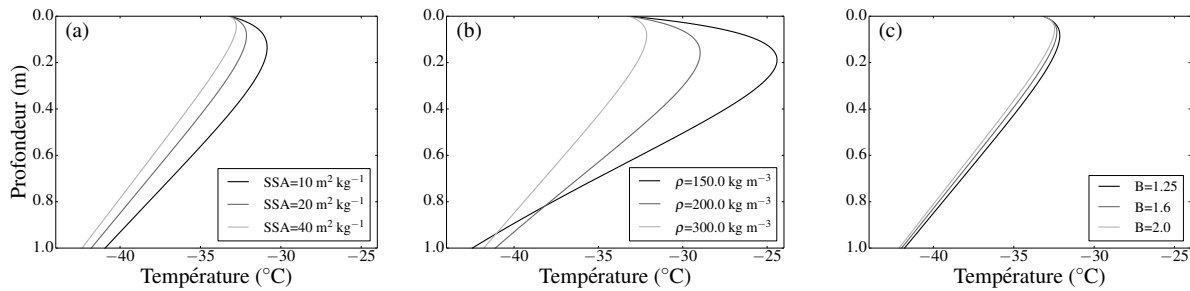


FIGURE 4.3 – Profils de température obtenus avec le modèle de Colbeck spectral pour différentes valeurs de SSA (a), de masse volumique (b) et du paramètre B (c). Le manteau de référence a une masse volumique de 300 kg m^{-3} et une SSA de $20 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$, et $B = 1.25$.

Afin d'estimer l'impact de ces différences de température sur l'évolution du manteau neigeux, les taux de métamorphisme correspondants à chacun des cas présentés sur la Figure 4.3 ont été évalués. Pour cela, le taux de métamorphisme est considéré proportionnel au flux de vapeur d'eau (*e.g.* Hutterli *et al.*, 2009; Picard *et al.*, 2012) résultant des gradients de température (eq. 12 de Flanner and Zender, 2006) :

$$J(z) = D_v(T) \frac{p_{\text{eq}}(T)}{R_v T(t, z)^2} \left[\frac{L(T)}{R_v T(t, z)} - 1 \right] \left| \frac{\partial T(t, z)}{\partial z} \right|, \quad (4.11)$$

où $L(T)$ est la chaleur latente de sublimation, R_v la constante spécifique de la vapeur d'eau, $D_v(T)$ la diffusivité de la vapeur d'eau dans l'air (Pruppacher *et al.*, 1998) et $p_{\text{eq}}(T)$ la pression de vapeur saturante de la vapeur d'eau sur la glace (Goff and Gratch, 1946).

La Figure 4.4 montre les profils verticaux du flux de vapeur moyen sur une journée. Les flux augmentent par endroit de plus de 50% sur le haut du manteau lorsque la masse volumique décroît de 300 à 150 kg m^{-3} , soulignant le rôle prépondérant de la masse volumique dans le taux de métamorphisme de la neige. L'impact de la SSA et de la forme des grains semble au contraire négligeable. Les flux obtenus en l'absence de pénétration du rayonnement (avec $\rho = 300 \text{ kg m}^{-3}$, $\text{SSA} = 20 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ et $B = 1.25$) sont également montrés, soulignant l'impact de la pénétration du rayonnement sur le métamorphisme du manteau à quelques centimètres sous la surface (Alley *et al.*, 1990).

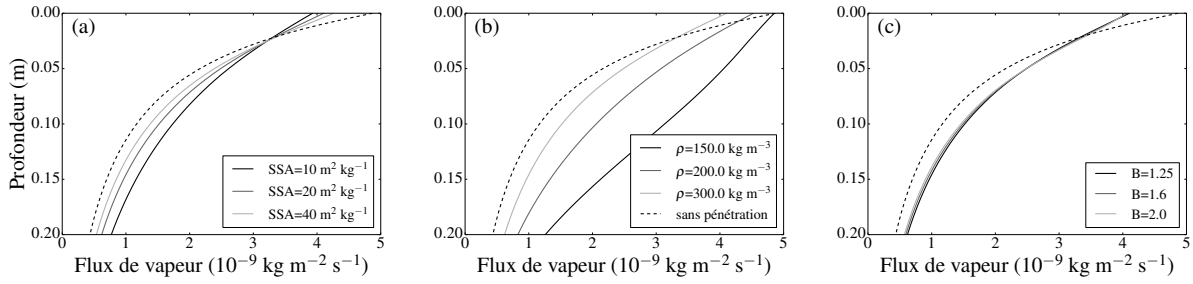


FIGURE 4.4 – Profils du flux de vapeur d’eau obtenus avec le modèle de Colbeck amélioré pour différentes valeurs de SSA (a), de masse volumique (b) et du paramètre B (c). Le manteau de référence a une masse volumique de 300 kg m^{-3} et une SSA de $20 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ et $B = 1.25$.

4.2.3.2 Température en profondeur

En plus de contrôler les profils de température proche de la surface, la pénétration du rayonnement peut contribuer à un réchauffement conséquent du manteau en profondeur (*Colbeck, 1993b*). Ceci conduit à une température moyenne en profondeur plus élevée qu’en surface (*Brown and Matson, 1987*), phénomène qui a été souvent étudié à l’aide de modèles de transfert radiatif large-bande (*Schlatter, 1972; Urquhart and Jakosky, 1996; Hapke, 1996a,b*), donnant lieu à des spéculations sur l’existence de différences de température pouvant dépasser 100°C entre la surface et l’intérieur des planètes recouvertes de glace (*Matson and Brown, 1989; Fanale et al., 1990*). *Clow (1987)* et *Brandt and Warren (1993)* ont cependant remis en question ces résultats et obtenu des différences de seulement quelques degrés en utilisant des modèles spectraux. À notre connaissance, cette augmentation de température en profondeur n’a jamais été mise en évidence in situ et peu d’expériences en laboratoire ont été réalisées pour confirmer ces calculs théoriques. *Dissly (1994)* et *Kaufmann et al. (2006)* ont mesuré l’élévation de température au sein d’un échantillon de billes de verre exposées à une source lumineuse, mais sans qu’un régime stationnaire soit atteint, ce qui ne permet pas de comparer ces expériences au formalisme décrit par *Brown and Matson (1987)*. On utilise ici le modèle analytique à haute résolution spectrale pour estimer l’impact des caractéristiques physiques de la neige sur le réchauffement en profondeur du manteau.

Afin de déterminer le profil de température stationnaire moyen du manteau $\overline{T(z)}$ atteint après un grand nombre de cycles solaires annuels de pulsation Ω , on utilise le forçage solaire suivant :

$$F_0(t, \lambda) = F_{\max}(\lambda) \left(\frac{1}{\pi} + \frac{1}{2} \sin(\Omega t) - \frac{2}{3} \cos(2\Omega t) \right), \quad (4.12)$$

qui simule bien le cycle solaire annuel (*Colbeck, 1989a*), de maximum $F_{\max}$. Le profil de température obtenu à partir de l’eq. (9) de *Colbeck (1989a)* est ensuite moyenné sur une période :

$$\overline{T(z)} = \overline{T_{\text{ref}}(z)} + \int_{\lambda} \frac{F_{\max}(\lambda')(1 - \alpha(\lambda'))}{\pi} \left(\frac{1}{k_s k_e(\lambda')} \text{erfc} \left(\frac{z}{2\sqrt{\kappa t}} \right) - \frac{k_e(\lambda')}{\rho c_p \beta(\lambda')} e^{-k_e(\lambda')z} \right) d\lambda'. \quad (4.13)$$

Pour t suffisamment grand, le terme en erfc vaut 1, et le profil est plus chaud que celui qui serait

obtenu sans pénétration de la quantité $\Delta T(z)$ telle que :

$$\Delta T(z) = \int_{\lambda} \left(\frac{F_{\max}(\lambda')(1 - \alpha(\lambda'))}{k_s k_e(\lambda') \pi} (1 - e^{-k_e(\lambda') z}) \right) d\lambda'. \quad (4.14)$$

En profondeur, ceci correspond à une augmentation de température ΔT telle que :

$$\Delta T = \int_{\lambda} \frac{F_{\max}(\lambda')(1 - \alpha(\lambda'))}{k_s k_e(\lambda') \pi} d\lambda'. \quad (4.15)$$

L'Equation 4.15 est la forme spectrale de l'expression proposée par *Colbeck* (1993b). On cherche désormais à exprimer ΔT en fonction des caractéristiques du flux incident et des propriétés physiques du manteau neigeux. Dans la plupart des études consacrées à l'effet de serre solide, α et k_e étaient choisis indépendamment l'un de l'autre (*Matson and Brown*, 1989; *Kaufmann et al.*, 2006). En réalité ces deux quantités sont intrinsèquement liées pour la neige (*Hapke*, 1996b) et ne peuvent donc pas être choisies de manière arbitraire et indépendantes (Eqs. 4.10). Aux longueurs d'onde où la neige est peu absorbante ($\lambda < 1350$ nm), le développement limité au 2nd ordre de l'Eq. 4.10a donne :

$$\alpha(\lambda) = 1 - 4\sqrt{\frac{2B\gamma(\lambda)}{3\rho_{\text{ice}}\text{SSA}(1-g)}} + \frac{8B\gamma(\lambda)}{3\rho_{\text{ice}}\text{SSA}(1-g)}, \quad (4.16)$$

En combinant les Eqs. 4.16 et 4.10b, on obtient :

$$\frac{(1 - \alpha(\lambda))}{k_e(\lambda)} = \frac{8}{3\rho\text{SSA}(1-g)} - \frac{16}{3\rho\text{SSA}(1-g)} \sqrt{\frac{2B\gamma(\lambda)}{3\rho_{\text{ice}}\text{SSA}(1-g)}}. \quad (4.17)$$

soit au 1^{er} ordre :

$$\frac{(1 - \alpha(\lambda))}{k_e(\lambda)} = \frac{8}{3\rho\text{SSA}(1-g)}. \quad (4.18)$$

Ainsi au 1^{er} ordre les termes autres que $F_{\max}(\lambda)$ dans l'intégrale de l'Eq. 4.15 ne dépendent plus de λ et l'approximation au 1^{er} ordre de ΔT vaut :

$$\Delta T_1 = \frac{8F_{\max}}{3k_s\rho\text{SSA}(1-g)\pi}, \quad (4.19)$$

où $F_{\max} = \int_{\lambda} F_{\max}(\lambda') d\lambda'$. Ainsi, ΔT_1 est indépendant du coefficient d'absorption de la glace, et donc de la répartition spectrale du flux incident. ΔT_1 ne dépend que des propriétés physiques de la neige : sa masse volumique, sa SSA et la forme des grains par le biais du paramètre g . Contrairement à ce que suggèrent *Brandt and Warren* (1993), toutes les longueurs d'onde < 1350 nm contribuent équitablement au réchauffement en profondeur du manteau neigeux, et non pas uniquement celles qui sont le plus fortement absorbées. Il y a une compensation parfaite entre le fort albédo et la profondeur de pénétration, de sorte que si peu d'énergie est absorbée, puisqu'elle l'est en profondeur, elle contribuera autant au réchauffement du manteau qu'une grande quantité d'énergie absorbée proche de la surface (*Hapke*, 1996b).

L'Equation 4.19 montre la dépendance linéaire de ΔT_1 à la SSA, ce qui peut être conséquent pour l'étude des calottes polaires dont la SSA en surface peut facilement varier spatialement et temporellement d'un facteur 3 (*Kuipers Munneke et al.*, 2008; *Gallet et al.*, 2011). La formule montre également la forte sensibilité de ΔT_1 à la forme des grains de neige, par le biais de $(1 - g)$, une quantité également susceptible de varier d'un facteur 2 d'un type de neige à l'autre d'après des études théoriques (*e.g. Kokhanovsky and Macke*, 1997). Enfin, ΔT_1 est très sensible à la masse volumique, car la conductivité thermique effective de la neige dépend fortement de la masse volumique. Ainsi la masse volumique impacte à la fois la profondeur de pénétration et la conductivité thermique. Moins la neige est dense, plus l'énergie est absorbée en profondeur et plus la neige est isolante. Ces deux effets s'additionnent, donnant à la masse volumique un rôle prépondérant dans l'établissement du régime thermique du manteau, ce qui avait été observé sur la Figure 4.3.

Remarque : Le couplage thermo-optique mis en évidence dépend essentiellement des propriétés de la neige proche de la surface, là où a lieu l'absorption du rayonnement. Cela montre l'importance de bien connaître ces propriétés de surface et leur évolution (*Jin et al.*, 2008; *Picard et al.*, 2012; *Champollion et al.*, 2013). Cela suggère aussi qu'en réponse aux changements climatiques, les variations de température des calottes polaires en profondeur peuvent être plus marquées qu'en surface.

Ces résultats analytiques sont comparés à ceux obtenus avec le modèle de transfert radiatif résolu spectralement de *Brandt and Warren* (1993). Leur figure 9 montre l'augmentation de température obtenue pour différentes masses volumiques et pour un manteau neigeux de 1 m d'épaisseur. Cette augmentation vaut 1.5°C pour la neige à 400 kg m⁻³ et 11°C pour celle à 200 kg m⁻³. En supposant une relation de la forme $\Delta T \propto \rho^{-b}$, on obtient $b = 2.87$ ce qui est très proche de $1 + y$ avec y le coefficient 1.885 de la formule de Yen (Eq. 2.3). Leur figure 10 met également en évidence la dépendance linéaire de ΔT à la taille de grain, ce que prédit l'Eq. 4.19. Cette formule, en dépit des approximations dont elle résulte, est donc en excellent accord avec les résultats de *Brandt and Warren* (1993) et permet d'exprimer de manière synthétique leurs résultats.

L'augmentation de température ΔT_1 est calculée pour de la neige caractéristique du Plateau Antarctique avec $\rho = 300$ kg m⁻³, SSA=20 m² kg⁻¹, $g = 0.86$. Le spectre solaire est séparé en 2 parties : 300 – 1350 nm où les formules précédentes sont effectivement valables, et 1350 – 2500 nm où l'on considère que l'énergie est absorbée en surface et ne contribue donc pas à l'effet de serre². $F_{\max}$ est donc calculé à partir de l'irradiance solaire intégrée sur 300 – 1350 nm au maximum annuel et vaut ici 650 W m⁻². On obtient une augmentation de température de 2.8°C. Avec une masse volumique de surface de 250 kg m⁻³, ΔT_1 vaut 4.8°C.

Bien qu'une telle différence de température soit en théorie mesurable, nous n'y sommes pas parvenus à partir des mesures de température en profondeur et en surface effectuées à Dôme C. Ceci met probablement en évidence les limites du modèle, qui suppose par exemple des conditions

2. Comme environ 80% du flux solaire incident est contenu dans la gamme 300 – 1350 nm, les formules établies devraient être valables à 20% près.

de ciel clair en permanence et ne tient pas compte de l'accumulation de neige, deux processus qui peuvent modifier le profil de température (*Rommelaere, 1997*). De plus, l'hypothèse d'un manteau homogène est inappropriée à Dôme C, où la masse volumique et la SSA sont caractérisées par une forte variabilité horizontale et verticale (*Picard et al., 2014*).

Après avoir étudié la contribution au premier ordre des propriétés physiques de la neige au réchauffement en profondeur, on considère la contribution du coefficient d'absorption au second ordre de l'Eq. 4.16 :

$$\Delta T = \Delta T_1 \left(1 - 2 \int_{\lambda} \frac{F_{\max}(\lambda)}{F_{\max}} \sqrt{\frac{2B\gamma(\lambda)}{3\rho_{\text{ice}}\text{SSA}(1-g)}} d\lambda \right). \quad (4.20)$$

Le second terme du membre de droite est toujours positif si bien que ΔT diminue lorsque le flux incident contient des longueurs d'onde fortement absorbées. De même, on peut montrer que l'ajout d'impuretés absorbantes dans la neige diminue ΔT , ce qui met en évidence l'effet de masque des impuretés déjà souligné par *Clow (1987)* (figure 11) et *Brandt and Warren (1993)*.

Cette étude analytique inspirée du modèle de *Colbeck (1989a)* a mis en évidence l'impact des propriétés physiques du manteau, et en particulier de la masse volumique proche de la surface, sur son régime thermique. Elle a également souligné l'importance d'utiliser une résolution spectrale fine pour simuler l'absorption du rayonnement solaire dans le manteau. Cette approche est néanmoins limitée pour l'étude de l'évolution du manteau car des processus comme la densification par le vent, le métamorphisme et les précipitations contribuent à modifier les propriétés de la neige, ce qui n'était pas pris en compte ici. De plus, ce modèle ne résout pas explicitement le bilan d'énergie ce qui empêche la température de surface de s'ajuster aux changements de propriétés du manteau. Afin d'étudier plus en détail l'impact de la profondeur de pénétration sur l'évolution temporelle du manteau, on utilise donc par la suite le modèle Crocus couplé avec TARTES (en utilisant $B = 1.6$ qui correspond à la valeur déterminée au Chapitre 3).

4.3 Approche numérique

Puisque le formalisme utilisé dans la Section 4.2 fait l'hypothèse que les propriétés du manteau n'évoluent pas avec le temps, il ne permet pas de mettre en évidence les interactions fortes qui existent entre la température du manteau et ses propriétés optiques. Par conséquent il ne permet d'estimer le profil de température que de manière approximative. C'est pourquoi le modèle Crocus est maintenant utilisé pour simuler les profils de température et l'évolution du manteau neigeux à Dôme C. Contrairement au modèle de *Colbeck* (1989a), Crocus résout explicitement le bilan d'énergie de surface puisqu'il est forcé par les rayonnements incidents LW et SW et calcule les flux de chaleur sensible et latente à partir de la température de surface du manteau. De plus, il simule de nombreux processus qui modifient les propriétés du manteau. Pour ces simulations, Crocus a été adapté aux conditions météorologiques du Plateau Antarctique (voir Chapitre 5).

On évalue ici l'impact de la mise en place de TARTES dans Crocus, ainsi que les rétroactions mettant en jeu la profondeur de pénétration. Pour cela, on commence par évaluer la capacité de TARTES à expliquer les profils de température mesurés à Dôme C. Sont ensuite comparés les profils de température simulés avec TARTES et la version originale (B92). Enfin, des rétroactions impliquant les propriétés optiques de la neige et son métamorphisme sont mises en évidence.

4.3.1 Évaluation de TARTES dans Crocus

TARTES a été implémenté dans Crocus et peut ainsi être utilisé à la place du schéma radiatif original B92. L'implémentation d'un nouveau schéma radiatif dans Crocus, même s'il est physiquement plus précis que le schéma original, peut modifier le comportement du modèle. Afin de mettre en évidence que TARTES se comporte correctement dans Crocus, on montre la capacité de Crocus à reproduire les profils de température et la température de surface mesurés à Dôme C. *Brun et al.* (2011) ont évalué Crocus à Dôme C à partir d'une simulation allant du 20 au 30 janvier 2010. Pour évaluer TARTES, on a donc réalisé la même simulation, mais en remplaçant le schéma B92 par TARTES. Le forçage atmosphérique utilisé provient du BSRN (*Lanconelli et al.*, 2011) pour les flux radiatifs, et des mesures effectuées sur la tour américaine pour le vent, la température et l'humidité (*Genthon et al.*, 2010). Les températures à l'intérieur du manteau neigeux sont mesurées à partir d'une chaîne de thermistances intercalibrées (*Brucker et al.*, 2011). La température de surface est obtenue à partir du rayonnement LW ascendant mesuré par le BSRN. Les précipitations ne sont pas prises en compte dans cette simulation puisqu'aucun événement notable n'a été observé durant cette période (*Brun et al.*, 2011). Les propriétés initiales du manteau sont différentes de celles utilisées par *Brun et al.* (2011) et correspondent aux profils moyens de SSA et de masse volumique mesurés durant la campagne de mesures 2012 – 2013 (Fig. 4.5). Seule la masse volumique du premier centimètre reste un paramètre libre et est ajustée de sorte que les températures simulées à 33, 43 et 53 cm soient les plus proches de celles mesurées.

La masse volumique de surface ainsi obtenue vaut 130 kg m^{-3} , valeur en accord avec les mesures de masse volumique de givre de surface que j'ai effectuées sur place et celles présentées

par *Champollion* (2013), et donc cohérente avec la présence de givre de surface durant la période de simulation (*Brun et al.*, 2011). La sensibilité des profils de température à cette masse volumique de surface a été estimée en réalisant différentes simulations pour lesquelles seule la masse volumique du premier centimètre variait. La température moyenne calculée sur la dernière journée montre que les profils de température simulés sont très sensibles à la masse volumique de surface (Fig. 4.5), les différences de température atteignant environ 3.5°C à 33 cm de profondeur entre les simulations réalisées avec une masse volumique de 100 et de 300 kg m^{-3} . L'utilisation du modèle multi-couches montre ainsi que c'est bien la masse volumique proche de la surface qui est déterminante, ce que le modèle analytique ne permettait pas de prouver.

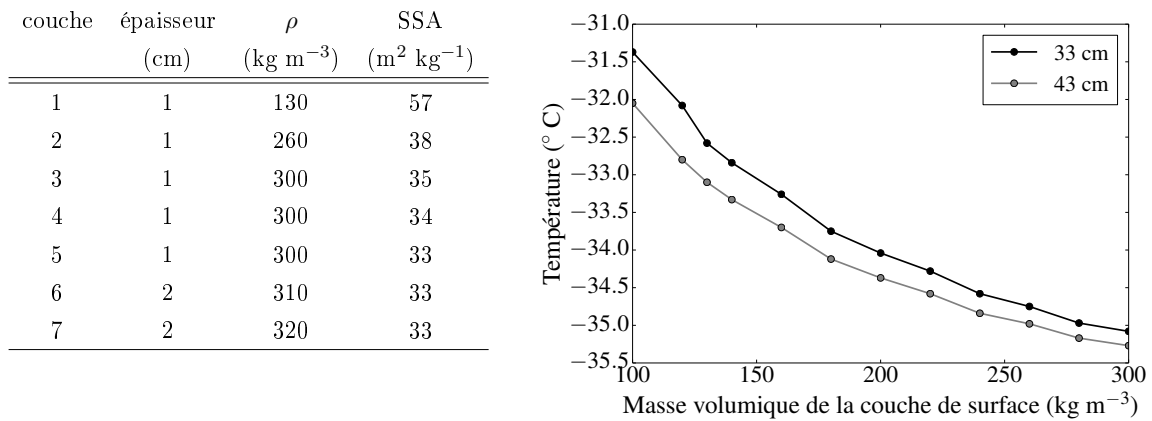


FIGURE 4.5 – (gauche) Caractéristiques initiales du manteau proche de la surface pour la simulation Crocus de validation de TARTES du 20 au 30 janvier 2010. (droite) Température moyenne à 33 et 43 cm sur la dernière journée de simulation pour différentes valeurs initiales de masse volumique du premier centimètre du manteau.

Les profils simulés optimaux ainsi que les températures mesurées sont présentées sur la Figure 4.6a. Le fait de reproduire de manière satisfaisante les profils de température observés (les RMSE à 33, 43 et 53 cm valent respectivement 0.16, 0.08 et 0.1°C) à partir d'un manteau initial dont l'ensemble des propriétés correspondent à des mesures in situ est une réussite. En effet, *Brun et al.* (2011) considéraient un manteau initial dont les 5 premiers centimètres avaient une SSA inférieure à $17\text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ et dont la masse volumique des 3 premiers cm était inférieure à 200 kg m^{-3} , ce qui est contradictoire avec les observations in situ de SSA et de masse volumique (*Gallet et al.*, 2011, Chapitre 5). Ils avaient également dû modifier la profondeur de pénétration du rayonnement pour reproduire les températures observées (communication personnelle d'Eric Brun). La mise en place de TARTES dans Crocus permet de s'affranchir de ces ajustements.

Malgré l'allure générale satisfaisante des simulations, quelques défauts persistent. En particulier la température simulée présente une avance de phase (environ 1 h à 33 cm) et une amplitude journalière environ 20% plus grande que dans les mesures. Ces différences d'amplitude peuvent s'expliquer par différentes raisons. Tout d'abord, l'incertitude sur le profil vertical de masse volumique est grande car il n'a pas pu être mesuré à l'emplacement exact des thermistances. De

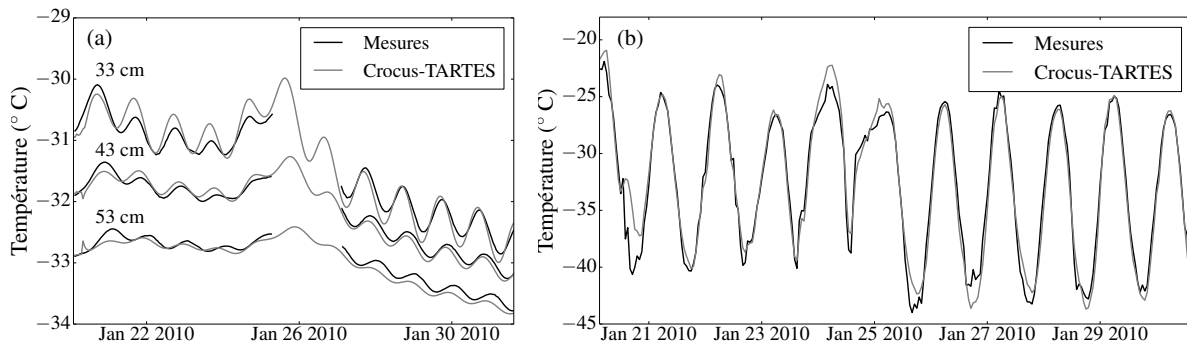


FIGURE 4.6 – (a) Températures mesurées et simulées avec Crocus-TARTES à différentes profondeurs dans le manteau. (b) Températures de surface mesurée et simulée.

plus, l'hétérogénéité spatiale des propriétés du manteau peut conduire à des champs de température complexes ce qui n'est pas pris en compte par le modèle plan-parallèle. D'autres processus physiques mal connus peuvent également impacter le profil de température. C'est le cas de la pénétration du vent dans les pores proche de la surface (*Albert, 2002*) ou de l'impact de la rugosité sur les transferts turbulents de chaleur sensible (*Kuipers Munneke et al., 2009*).

La Figure 4.6b montre les températures de surface simulée et observée. La simulation est caractérisée par un biais de $+0.07$ K et une RMSD de 1.26 K, ce qui est similaire aux résultats de *Brun et al. (2011)*. À noter toutefois que la température de surface simulée correspond à la température à 0.5 cm de profondeur, les biais et la RMSD étant plus élevés lorsqu'une température plus proche de la surface est utilisée. Ceci soulève la question de la signification des simulations dans les fines couches de surface, où des processus de mélange interviennent probablement et peuvent amoindrir les forts gradients de température simulés par Crocus. Les simulations précédentes ont en effet été réalisées avec une résolution verticale fine des couches numériques, les premières couches mesurant 2 , 3 , 5 et 5 mm d'épaisseur, alors que *Brun et al. (2011)* utilisaient des couches de surface de 1.5 , 1.5 , 2 et 3 cm. La résolution verticale peut impacter les profils de température (*Dadic et al., 2008; Town et al., 2008*), et dans le cas présent, utiliser des couches de surface de 1 cm ou plus d'épaisseur conduit à des différences de l'ordre de 0.5°C .

La Figure 4.7 montre les profils de température obtenus à la fin de la période de simulation avec le schéma B92, TARTES et avec TARTES en ayant désactivé la pénétration du rayonnement³. On voit d'abord que la pénétration du rayonnement entraîne une augmentation de température de plusieurs degrés dans le premier mètre du manteau. Cette augmentation est du même ordre de grandeur que celle obtenue à partir du modèle analytique (Fig. 4.2) et que celle simulée à Summit par *Kuipers Munneke et al. (2009)*. Par ailleurs, la modification du schéma radiatif conduit à une modification du profil de température de l'ordre de 1°C pour ce cas particulier, mettant en valeur la forte sensibilité du profil de température à la représentation de l'absorption du rayonnement solaire dans le manteau.

3. Cela signifie que toute l'énergie est absorbée dans la première couche numérique de Crocus.

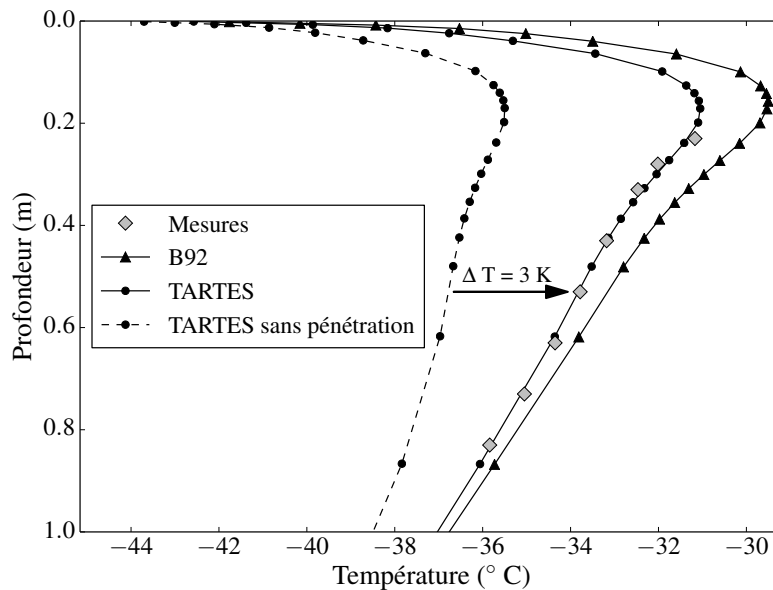


FIGURE 4.7 – Profils de température mesuré et modélisés (avec le schéma original B92, avec TARTES, et avec TARTES sans pénétration du rayonnement solaire) à la fin de la période de simulation.

Cette étude de cas a montré qu'il était pertinent d'utiliser TARTES pour des simulations Crocus à Dôme C. TARTES a l'avantage de prendre en compte physiquement l'impact de modifications des propriétés de la neige (SSA de surface due aux précipitations, densification par le vent) et du rayonnement (présence de nuages, cycle solaire journalier et annuel) sur le bilan d'énergie du manteau. C'est pourquoi les simulations qui suivent ont été réalisées avec TARTES.

4.3.2 Comparaison des températures simulées avec TARTES et B92

Pour explorer la sensibilité des profils de température simulés par Crocus à la représentation de l'absorption du rayonnement solaire, 3 simulations ont été réalisées : une avec TARTES, une avec B92 et une dernière avec B92 où l'albédo a été calculé avec TARTES afin de séparer les contributions de l'albédo et de la forme du profil d'absorption. Ces simulations courent du 1^{er} décembre 2012 au 25 janvier 2013, période à laquelle nous étions à Dôme C, et suffisamment longue pour que le métamorphisme opère en surface (*Picard et al.*, 2012). Le manteau initial fait 2 m d'épaisseur et les profils initiaux de masse volumique et de SSA correspondent aux valeurs moyennes mesurées sur la saison 2012 – 2013. Les comparaisons sont faites sur la période du 10 au 25 janvier, ce qui assure que le manteau soit en équilibre thermique avec l'atmosphère. Le forçage atmosphérique utilisé correspond à des réanalyses atmosphériques ERA-Interim (*Dee et al.*, 2011).

La Figure 4.8 montre que TARTES produit des profils plus froids que B92, d'environ 2°C. L'albédo généralement plus élevé de TARTES comparé à celui de B92 pourrait expliquer ce biais froid de TARTES, ce qui est invalidé par la faible différence entre les simulations B92 et B92 avec

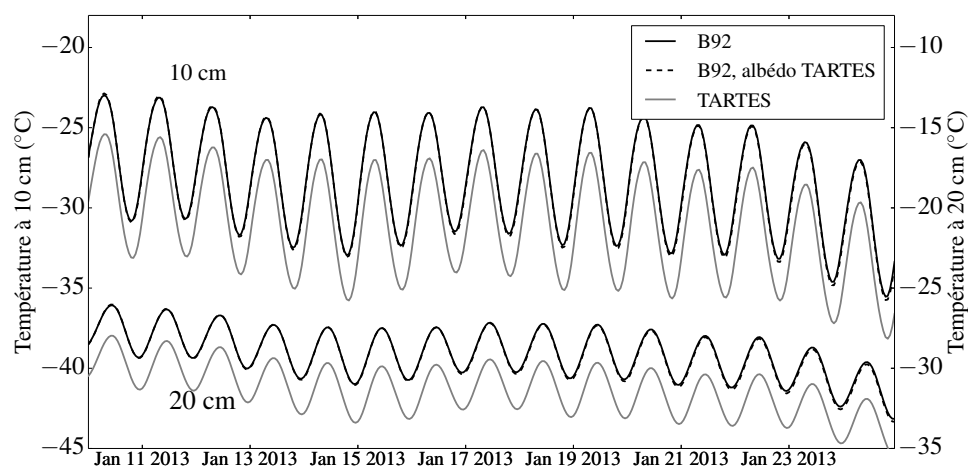


FIGURE 4.8 – Variations de température simulées avec B92, B92 avec l'albédo de TARTES, et TARTES.

l'albédo de TARTES. Ce biais froid vient donc principalement du fait que l'énergie est absorbée plus proche de la surface avec TARTES (Fig. 2.14b).

La Figure 4.9 montre les températures de surface simulées avec TARTES et B92 (la dernière n'est pas présentée). TARTES est plus froid d'environ 1.5°C par rapport à B92, mais les différences atteignent parfois 2°C le soir. A midi elles sont moindres, en partie parce que la température de surface répond plus rapidement à la température de l'air lorsque l'énergie est absorbée proche de la surface. L'absorption en profondeur de l'énergie donne en effet une inertie thermique à la surface, ce qui diminue l'amplitude journalière des variations de température.

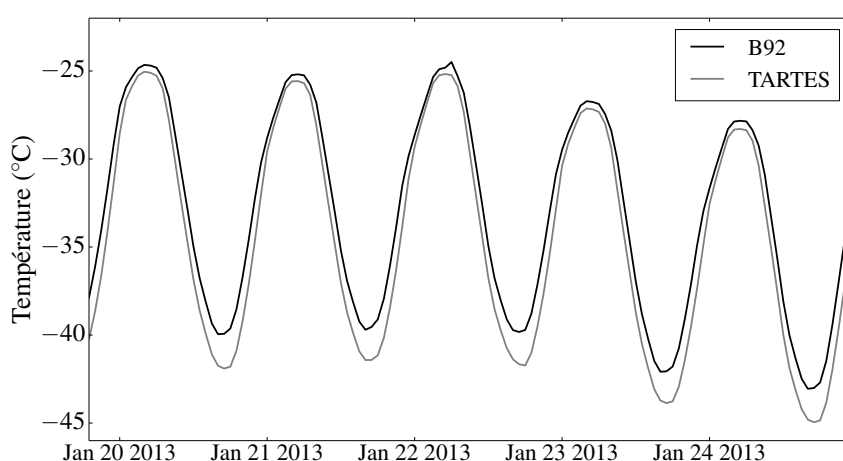


FIGURE 4.9 – Températures de surface simulées avec TARTES et B92.

Pour étudier l'impact des différences de température sur les gradients de température, la

moyenne des valeurs absolues des gradients de température sur les 3 cm de surface, là où les gradients sont les plus forts, est présentée sur la Figure 4.10b. Sur le premier centimètre, les gradients simulés avec B92 sont beaucoup plus forts que ceux simulés avec TARTES. En particulier, le gradient moyen vaut en surface $140^{\circ}\text{C m}^{-1}$ avec TARTES et $280^{\circ}\text{C m}^{-1}$ avec B92. Ces différences engendrent un métamorphisme proche de la surface exacerbé dans les simulations B92, conduisant à une diminution de la SSA plus rapide. En conséquence, l'albédo des simulations B92 diminue plus rapidement, la profondeur de pénétration du rayonnement augmente, et ces différences sont ainsi susceptibles de s'amplifier avec le temps.

4.3.3 Rétroactions climatiques impliquant la profondeur de pénétration

Pour mettre en évidence ces boucles de rétroaction positives, de nouvelles simulations ont été réalisées en désactivant le métamorphisme. La Figure 4.11 montre les profils de température obtenus en fin de simulation avec et sans métamorphisme. Le profil obtenu avec TARTES avec le métamorphisme est sensiblement plus froid que ceux obtenus avec B92, la différence atteignant 2.7°C à 10 cm de profondeur et 1.7°C à 40 cm. Le fait de désactiver le métamorphisme contribue à refroidir les profils d'environ 4°C , et réduit les écarts entre B92 et TARTES d'environ 1°C , preuve que le métamorphisme contribue à amplifier les différences entre les deux schémas radiatifs. Les gradients moyens dans le premier centimètre diminuent également sensiblement sans métamorphisme (Fig. 4.10a), n'atteignant plus en surface que $80^{\circ}\text{C m}^{-1}$ avec TARTES et $170^{\circ}\text{C m}^{-1}$ avec B92.

Par ailleurs, à la fin de la simulation où le métamorphisme est activé, TARTES présente des SSA plus élevées que B92, surtout dans les 20 premiers centimètres (Fig. 4.12), où les différences atteignent $4\text{m}^2 \text{kg}^{-1}$, ce qui met en évidence les interactions entre les propriétés optiques et physiques du manteau, à l'origine de rétroactions positives sur le métamorphisme.

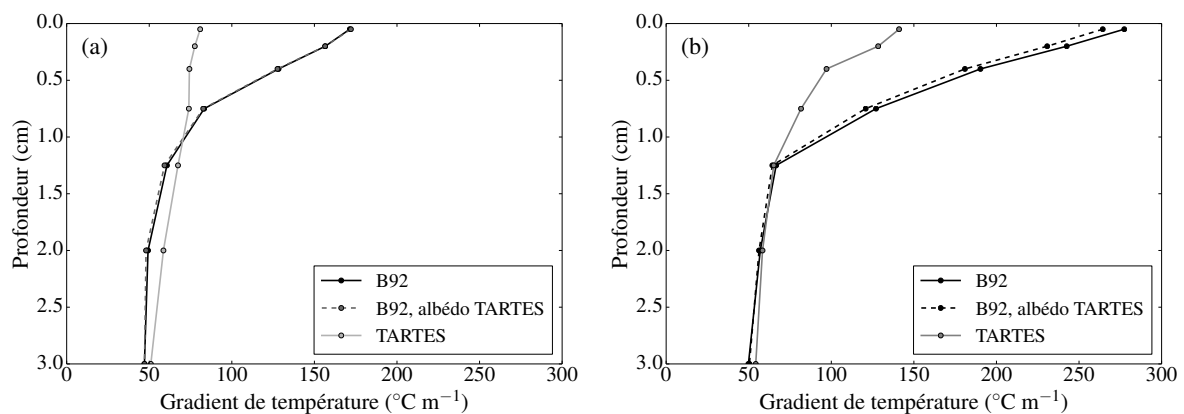


FIGURE 4.10 – Gradients de température moyens en fin de simulation lorsque le métamorphisme est désactivé (a) et activé (b).

La simulation précédente ne s'étale que sur 2 mois, ce qui n'est probablement pas suffisant

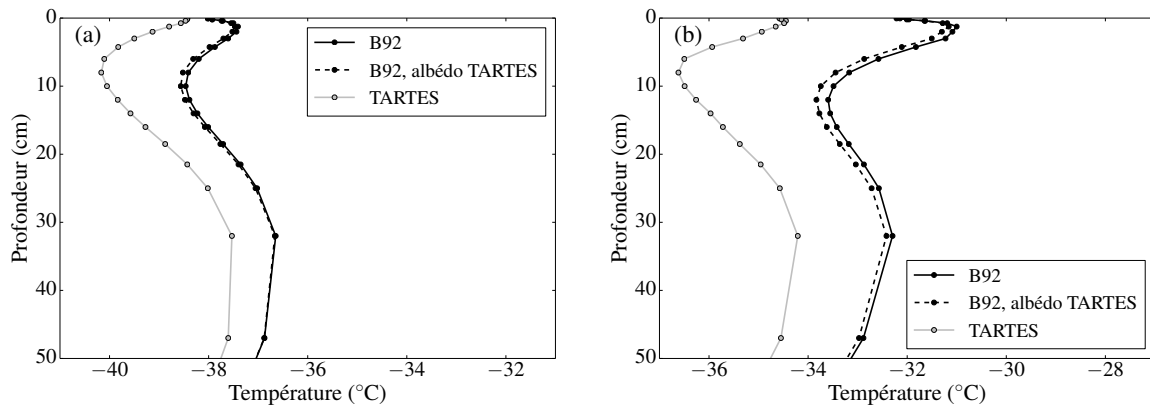


FIGURE 4.11 – Profils finaux de température lorsque le métamorphisme est désactivé (a) et activé (b).

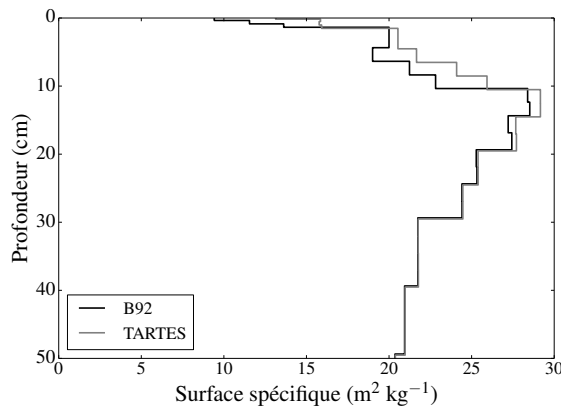


FIGURE 4.12 – Profils finaux de SSA pour les simulations où le métamorphisme est activé.

pour que les différences entre TARTES et B92 soient complètement instaurées. C'est pourquoi une simulation similaire, mais allant de 2000 à 2014, a été réalisée. La Figure 4.13 montre les profils de température et de SSA moyennés sur la période allant du 1^{er} décembre 2012 au 31 janvier 2013. Au bout de 12 ans, les différences de températures dépassent 2°C (Fig. 4.13a). Ces différences se répercutent également sur les profils finaux de SSA (Fig. 4.13b) qui montrent que le métamorphisme est plus intense avec la simulation B92, conduisant à des SSA jusqu'à 30% plus faibles avec B92 (autour de 10 et 21 cm par exemple). Le profil de SSA obtenu avec TARTES est par ailleurs le plus proche du profil moyen de SSA mesuré à Dôme C durant la campagne 2012 – 2013. Bien que le profil de SSA ne soit pas uniquement la conséquence de l'absorption du rayonnement solaire (il dépend aussi de la représentation du métamorphisme, des précipitations, de l'impact du vent...), cela suggère de privilégier TARTES par rapport à B92 pour les simulations en Antarctique.

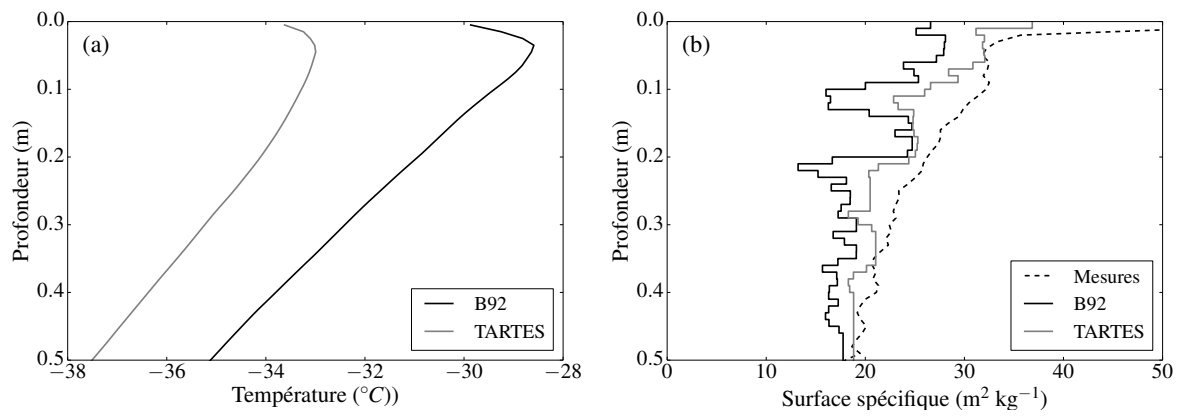


FIGURE 4.13 – Profils moyens simulés de température (a) et de SSA (b) sur la période allant du 1^{er} décembre 2012 au 31 janvier 2013. Les mesures de SSA correspondent au profil moyen mesuré à Dôme C sur la saison 2012-2013 avec ASSSAP (Chapitre 5).

4.4 Conclusions et perspectives

La profondeur à laquelle le rayonnement est absorbé dans le manteau a un impact important sur les profils de température, et par conséquent sur le métamorphisme, ce dernier point ayant été peu étudié jusqu'à présent. Les calculs théoriques ont montré que la pénétration du rayonnement solaire contribuait à réchauffer le manteau par le biais d'un processus appelé *effet de serre solide*. Ceci a été confirmé par des simulations Crocus réalisées en désactivant la pénétration du rayonnement, qui produisent des profils de température de plusieurs degrés plus froids que les profils obtenus en la prenant en compte. Au-delà de la quantité d'énergie solaire absorbée par le manteau, qui est déterminée par l'albédo, la répartition verticale de l'absorption est donc déterminante pour le bilan d'énergie. L'absorption en profondeur du rayonnement donne également une certaine inertie thermique au manteau, ce qui se traduit par une diminution de l'amplitude des variations journalières de température de surface lorsque la lumière pénètre plus en profondeur.

La profondeur de pénétration est aussi impliquée dans des boucles de rétroaction positives, dont une a été mise en avant par les simulations Crocus. En effet, lorsque la profondeur de pénétration augmente, le manteau se réchauffe et les gradients de température augmentent, ce qui conduit à une diminution de la SSA et donc à une augmentation de la profondeur de pénétration. Cette boucle, extrêmement sensible, s'ajoute à la boucle plus connue liée à l'albédo (Box *et al.*, 2012). Les simulations réalisées tendent d'ailleurs à montrer que la boucle liée à la profondeur de pénétration est plus forte dans les conditions antarctiques que celle impliquant l'albédo (Picard *et al.*, 2012). Ces résultats sont cependant le fruit d'une analyse théorique et n'ont pas été validés par des mesures, ce qui est l'un des objectifs du chapitre suivant.

Les calculs analytiques et les simulations Crocus ont montré que les profils de température sont en premier lieu sensibles à la masse volumique proche de la surface, ce qui s'explique par l'impact de la masse volumique sur la conductivité thermique de la neige et la profondeur de pénétration du rayonnement : une neige peu dense laisse pénétrer le rayonnement tout en étant particulièrement isolante. Au contraire, la SSA et la forme des grains n'impactent que la profondeur de pénétration et l'albédo, si bien que leur effet sur les profils thermiques est moindre. Ceci suggère que des processus encore mal compris tels la formation et la persistance de givre de surface (Gallet *et al.*, 2011; Champollion *et al.*, 2013), et la densification du manteau par le vent (Gallée *et al.*, 2001), puissent être déterminants pour les profils de température.

La neige est représentée dans Crocus comme une succession de couches plan-parallèles dont celles de surface ne font que quelques millimètres d'épaisseur. Cette représentation idéalisée est discutable lorsque la rugosité de surface est du même ordre de grandeur ou lorsque la neige de surface est très perméable, rendant les interactions avec le vent plus importantes (Colbeck, 1989b). La pénétration du vent, qui tend à homogénéiser le profil de température et donc à diminuer les gradients, ou au contraire stimuler le métamorphisme en augmentant la diffusion de la vapeur d'eau (Albert, 2002; Yen, 1981), n'est pas prise en compte et pourrait remettre en question les gradients de température très forts ($> 100^{\circ}\text{C m}^{-1}$) simulés actuellement avec Crocus dans les premiers

centimètres du manteau. Comme c'est proche de la surface que la neige évolue le plus vite (*Fujita et al.*, 2009), il est important de rester critique vis-à-vis des simulations présentées, d'autant plus qu'il est souvent difficile de les conforter par des observations. Il est en effet compliqué de réaliser des mesures de température (*Brandt and Warren*, 1997) ou de masse volumique (*Champollion*, 2013) proche de la surface à une résolution centimétrique.

En représentant au mieux le processus d'absorption de l'énergie solaire dans le manteau à l'aide de TARTES, les gradients de température proche de la surface et le métamorphisme simulés par Crocus ont été modifiés de manière notable. Pour des applications en région polaire, ceci peut conduire à des manteaux neigeux sensiblement différents sur le long terme. Après cette étude consacrée principalement au régime thermique du manteau, le chapitre suivant se concentre sur ses propriétés physiques car ce sont elles qui déterminent les propriétés optiques du manteau et donc son bilan d'énergie. Un intérêt particulier sera ainsi porté à l'évolution de la masse volumique et de la SSA.

CHAPITRE 5

VARIATIONS TEMPORELLES DES PROPRIÉTÉS PHYSIQUES DE LA NEIGE À DÔME C : MESURES ET SIMULATIONS NUMÉRIQUES

Sommaire

5.1	Introduction	141
5.2	Mesure des propriétés physiques de la neige à Dôme C	143
5.2.1	Observations <i>in situ</i>	143
5.2.1.1	Mesures AutoSolExS	143
5.2.1.2	Profils verticaux de SSA et de masse volumique	149
5.2.1.3	Transects de SSA de surface	149
5.2.2	Observations satellite	150
5.3	Simulations Crocus à Dôme C	152
5.3.1	Adaptation de Crocus aux conditions météorologiques de Dôme C	152
5.3.2	Simulation de l'évolution des propriétés physiques de la neige	155
5.3.2.1	Variations saisonnières	155
5.3.2.2	Variations inter-annuelles	162
5.4	Conclusions et perspectives	168

5.1 Introduction

Le Plateau Antarctique a souvent été utilisé comme région de référence pour la calibration d'instruments embarqués sur satellite, du fait de la stabilité apparente de sa surface dans le temps (Loeb, 1997; Six et al., 2004). Pourtant récemment, de nombreuses études de télédétection ont mis en avant le fait que les propriétés de la neige proche de la surface dans cette zone pouvaient évoluer de manière significative à l'échelle de quelques heures (Lacroix et al., 2009; Champollion, 2013) ou de quelques mois (Brucker et al., 2014), remettant en question cette apparente stabilité et soulignant la nécessité de comprendre les processus responsables de ces variations.

Malgré les températures extrêmement froides caractéristiques du Plateau Antarctique qui font que le métamorphisme y est très lent (Wang and Zender, 2011), son intensification en été est en effet à l'origine d'un cycle saisonnier de la SSA proche de la surface (Kuipers Munneke et al., 2008; Jin et al., 2008). Ces variations de SSA sont principalement contrôlées par les conditions météorologiques. Ainsi les précipitations contribuent à diminuer le métamorphisme (Picard et al., 2012), tandis que les processus de pénétration du rayonnement solaire et de ventilation du manteau sous l'effet du vent peuvent au contraire l'amplifier par le biais de boucles de rétroactions positives (Albert et al., 2004).

Bien qu'elles aient été observées, ces variations de la neige proche de la surface n'ont jamais été simulées avec un modèle détaillé du manteau neigeux. Tout d'abord parce que l'utilisation d'un tel modèle en Antarctique nécessite des adaptations (Dang et al., 1997; Groot Zwaaftink et al., 2013), la plupart ayant été développés pour des applications dans des environnements alpins où le manteau est saisonnier et l'accumulation significative (e.g. Jordan, 1991; Bartelt and Lehning, 2002). Ensuite parce que les rares études consacrées à des simulations détaillées du manteau sur le Plateau n'ont pas été dédiées aux variations temporelles des propriétés physiques. Dang et al. (1997) ont par exemple cherché à reproduire un profil ponctuel de taille de grain observé à Pôle Sud avec Crocus, Groot Zwaaftink et al. (2013) ont simulé les variations de hauteur de neige à Dôme C avec SNOWPACK, tandis que Brun et al. (2011) et Fréville et al. (2014) visaient à évaluer le bilan d'énergie et la température de surface simulés par Crocus. Pourtant, ces propriétés de surface déterminent l'albédo de la neige, dont dépend le bilan d'énergie de surface du manteau, ce qui souligne l'importance de comprendre et simuler leur évolution.

C'est pourquoi **l'objectif de ce chapitre est de déterminer les processus qui contrôlent les variations temporelles de la neige proche de la surface à Dôme C, et d'évaluer la capacité de Crocus à simuler les propriétés physiques du manteau (masse volumique et SSA) et leur évolution.** Pour mettre en évidence les variations saisonnières du manteau, des mesures ont été réalisées autour de la station Concordia tout au long de l'été 2012 – 2013. Des instruments ont également été installés à demeure afin de suivre l'évolution de la neige de surface à l'échelle de l'année. Ces observations ont permis l'adaptation de Crocus aux conditions antarctiques. Des simulations ont ainsi été réalisées à Dôme C sur la période 2000 – 2014, puis

ont été comparées aux observations pour mettre en évidence les processus physiques déterminants pour l'évolution des propriétés du manteau.

Dans un premier temps, les mesures effectuées autour de Dôme C pour quantifier les variations temporelles de la SSA et de la masse volumique proche de la surface sont présentées (Section 5.2). Les données satellite utilisées pour l'étude de la variabilité inter-annuelle de ces propriétés sont également décrites.

Les simulations Crocus sont ensuite analysées. Après avoir détaillé les modifications apportées à Crocus pour l'adapter aux conditions météorologiques de Dôme C (Section 5.3.1), les simulations sont comparées aux mesures (Section 5.3.2). Un intérêt marqué est porté aux variations saisonnières des propriétés du manteau mais leur variabilité inter-annuelle est également explorée.

5.2 Mesure des propriétés physiques de la neige à Dôme C

5.2.1 Observations *in situ*

Afin de suivre l'évolution de la masse volumique et de la SSA de la neige proche de la surface à Dôme C, un instrument qui mesure automatiquement l'albédo spectral et l'irradiance au sein du manteau, baptisé AutoSolExS (Automatic Solar Extinction in Snow), a été installé en décembre 2012 à proximité de la station Concordia. Pour compléter ces mesures automatiques et suivre plus en détail les variations estivales du manteau, j'ai récolté durant la saison 2012 – 2013 un grand nombre de profils verticaux de masse volumique et de SSA, et de mesures de SSA de surface. En plus de ces mesures spécifiques à la neige, on a utilisé les données de température de l'air et de vitesse du vent de la station météorologique automatique du réseau AMRC¹, située à environ 3 km au sud de la station.

5.2.1.1 Mesures AutoSolExS (Automatic Solar Extinction in Snow)

L'instrument AutoSolExS a été développé au LGGE² dans le cadre du projet ANR MONISNOW (responsable principal Ghislain Picard), qui a pour objectif le suivi en continu des propriétés physiques du manteau à Dôme C et au Col de Porte. Il mesure automatiquement et toutes les 12 min l'albédo spectral et l'irradiance spectrale à l'intérieur du manteau sur la gamme 300 – 1100 nm (Fig. 5.1). Puisque ces grandeurs optiques dépendent de la masse volumique et de la SSA de la neige, ces mesures permettent d'estimer les variations des propriétés physiques de la neige. On montre en particulier comment la SSA proche de la surface est estimée à partir des mesures d'albédo spectral.

Nous avons fait le choix de mesurer les propriétés optiques spectrales de la neige car elles sont plus sensibles aux caractéristiques de la neige que les propriétés large-bande. En effet, bien que la SSA d'un manteau neigeux puisse aussi être estimée à partir d'une mesure d'albédo large-bande (*Kuipers Munneke et al.*, 2008), on a observé à Dôme C une très forte sensibilité des mesures effectuées avec un pyranomètre CNR1 de la marque Kipp & Zonen® à l'inclinaison du capteur ainsi qu'à la présence de nuages (*Carroll and Fitch*, 1981; *Abermann et al.*, 2014), rendant difficile l'interprétation des variations d'albédo (*Pirazzini*, 2004) en termes de SSA.

5.2.1.1.1 Mesure de l'albédo spectral

AutoSolExS comporte deux têtes de mesure d'albédo situées à 2.2 m de haut et espacées d'environ 2.5 m, fixées à un support métallique rigide (Fig. 5.1). Chaque tête comporte deux collecteurs cosinus, l'un regardant vers le haut, l'autre vers le bas. Ces collecteurs cosinus en téflon ont été conçus au LGGE et optimisés par mes soins pour être performants aux ASZ élevés caractéristiques de Dôme C. Ils sont vissés à l'extrémité d'une fibre optique reliée à un spectrophotomètre Ocean

1. Nous remercions le programme *Automatic Weather Stations* de l'Université du Wisconsin-Madison pour mettre à disposition ces données météorologiques à travers les financements NSF ANT-0944018 et ANT-1245663.

2. Par Laurent Arnaud, Ghislain Picard et Quentin Libois.

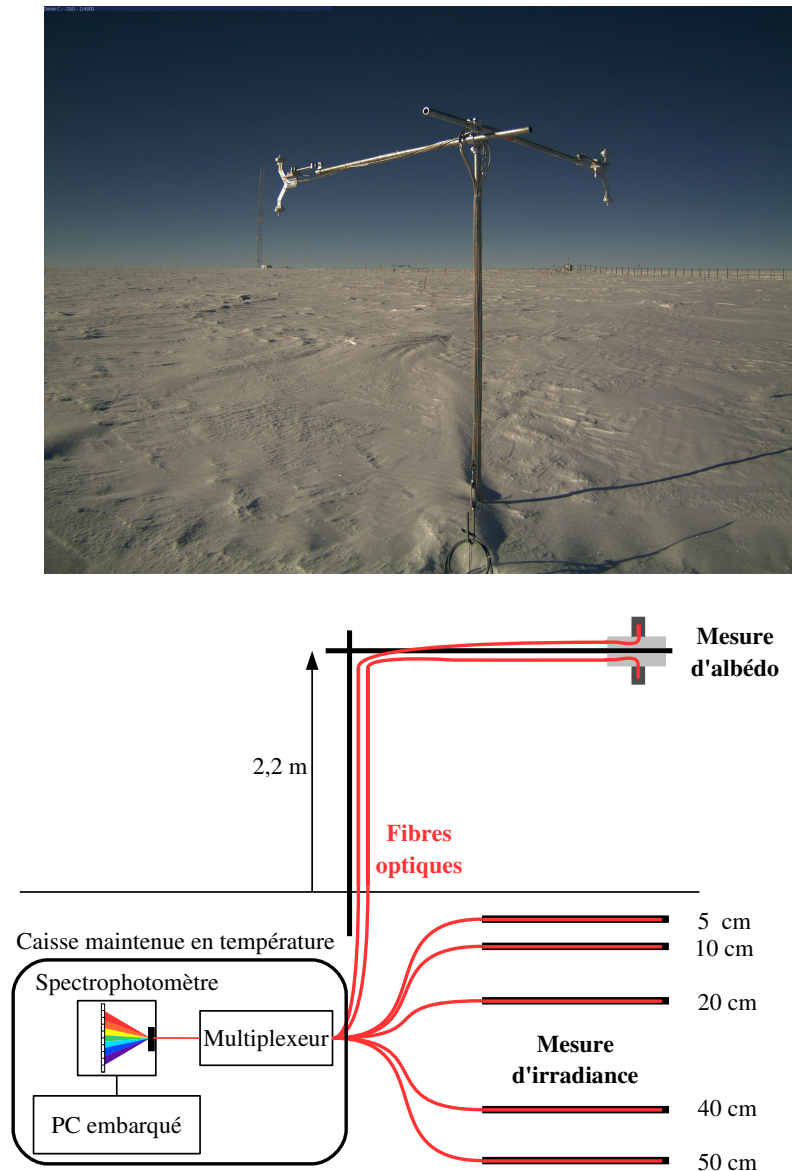


FIGURE 5.1 – (haut) Têtes de mesure d'albédo spectral d'AutoSolExS. (bas) Schéma illustratif d'AutoSolExS.

Optics® Maya Pro, ce qui permet de mesurer l'irradiance spectrale incidente et réfléchie sur un hémisphère. Les deux têtes diffèrent par les caractéristiques des fibres optiques utilisées, l'une étant adaptée aux mesures dans le VIS-NIR, l'autre dans l'UV-VIS. Deux spectrophotomètres sont utilisés : l'un opérant dans la gamme 300 – 1100 nm l'autre sur 700 – 1100 nm. Un multiplexeur optique permet aux spectrophotomètres de mesurer successivement les flux collectés par chacun des collecteurs cosinus. Pour ces travaux de thèse, seule les mesures réalisées avec la tête de mesure UV-VIS sur 300 – 1100 sont utilisées.

Prise en compte de l'imperfection des collecteurs cosinus

Mesurer l'albédo est délicat car les collecteurs cosinus ne sont pas parfaits. Idéalement, lorsque le collecteur est éclairé par une source lumineuse de longueur d'onde λ et de radiance I_0 avec un angle zénithal θ_0 , il est censé mesurer une irradiance valant $I_0 \cos \theta_0$. En pratique, l'irradiance mesurée vaut $I_0 S_\lambda(\theta_0)$, et il est donc important de caractériser la fonction $S(\theta_0)$ afin de corriger les mesures d'albédo (*Grenfell et al.*, 1994). On détaille ici comment l'albédo réel $\alpha_\lambda(\text{true})$ est déterminé à partir de l'albédo mesuré $\alpha_\lambda(\text{obs})$. On décompose pour commencer les irradiances en une partie directe et une partie diffuse :

$$\alpha_\lambda(\text{true}) = \frac{F_\lambda^\uparrow(\text{true})}{F_\lambda^\downarrow(\text{true})} \quad (5.1)$$

$$F_\lambda^\downarrow(\text{true}) = F_{\lambda,\text{dir}}^\downarrow(\text{true}) + F_{\lambda,\text{diff}}^\downarrow(\text{true}) \quad (5.2)$$

$$F_\lambda^\uparrow(\text{true}) = F_{\lambda,\text{diff}}^\uparrow(\text{true}). \quad (5.3)$$

Pour le cas d'un éclairage à incidence θ_0 ,

$$F_{\lambda,\text{dir}}^\downarrow(\text{true}) = F_{\lambda,\text{dir}}^\downarrow(\text{obs}) \frac{\cos \theta_0}{S_\lambda(\theta_0)}. \quad (5.4)$$

On fait l'hypothèse que les irradiances réelles diffuses sont isotropes et correspondent à une radiance isotrope $\frac{F_{\lambda,\text{diff}}^\downarrow(\text{true})}{\pi}$, si bien que :

$$F_{\lambda,\text{diff}}^\downarrow(\text{obs}) = \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi/2} \frac{F_{\lambda,\text{diff}}^\downarrow(\text{true})}{\pi} S_\lambda(\theta') \sin \theta' d\theta' d\phi' \quad (5.5)$$

$$= 2F_{\lambda,\text{diff}}^\downarrow(\text{true}) \int_{\theta=0}^{\pi/2} S_\lambda(\theta') \sin \theta' d\theta'. \quad (5.6)$$

On en déduit l'expression de l'albédo :

$$\alpha_\lambda(\text{true}) = \frac{C_\lambda F_\lambda^\uparrow(\text{obs})}{F_{\lambda,\text{dir}}^\downarrow(\text{obs}) \frac{\cos \theta_0}{S_\lambda(\theta_0)} + C_\lambda F_{\lambda,\text{diff}}^\downarrow(\text{obs})}, \quad (5.7)$$

$$\text{où } C_\lambda = \left[2 \int_{\theta=0}^{\pi/2} S_\lambda(\theta') \sin \theta' d\theta' \right]^{-1}.$$

Pour déterminer l'albédo spectral réel en fonction de l'albédo spectral mesuré, il est donc nécessaire de connaître la fonction $S_\lambda(\theta)$ ainsi que les proportions de rayonnement direct et diffus dans le rayonnement incident mesuré. La fonction $S_\lambda(\theta)$ a donc été mesurée en laboratoire, en éclairant les collecteur cosinus avec un faisceau parallèle de lumière blanche à différents angles d'incidence (Fig. 5.2). Une succession de prototypes-caractérisations nous a permis d'améliorer la réponse des collecteurs bien au-delà de ce qui est disponible dans le commerce.

Comme AutoSolexS ne permet pas de distinguer les rayonnement direct et diffus, leurs proportions relatives sont déterminées à partir de leurs proportions en conditions de ciel clair, calculées avec le modèle SBDART en fonction de la longueur d'onde et de l'ASZ :

$$F_{\lambda,\text{dir}}^{\downarrow}(\text{obs}) = r_{\lambda}(\theta_0) F_{\lambda}^{\downarrow}(\text{obs}) \quad (5.8)$$

$$F_{\lambda,\text{diff}}^{\downarrow}(\text{obs}) = (1 - r_{\lambda}(\theta_0)) F_{\lambda}^{\downarrow}(\text{obs}), \quad (5.9)$$

où $r_{\lambda}(\theta_0)$ correspond à la part du rayonnement direct. Cette approximation est acceptable à Dôme C où les jours de ciel clair sont prédominants et la présence de nuages n'affecte qu'au second ordre la correction de la mesure d'albédo. In fine, l'albédo spectral réel est déterminé à partir de l'albédo mesuré par AutoSolExS de la manière suivante :

$$\alpha_{\lambda}(\text{true}) = \frac{C_{\lambda} F_{\lambda}^{\uparrow}(\text{obs})}{r_{\lambda}(\theta_0) F_{\lambda}^{\downarrow}(\text{obs}) \frac{\cos \theta_0}{S_{\lambda}(\theta_0)} + (1 - r_{\lambda}(\theta_0)) C_{\lambda} F_{\lambda}^{\downarrow}(\text{obs})} \quad (5.10)$$

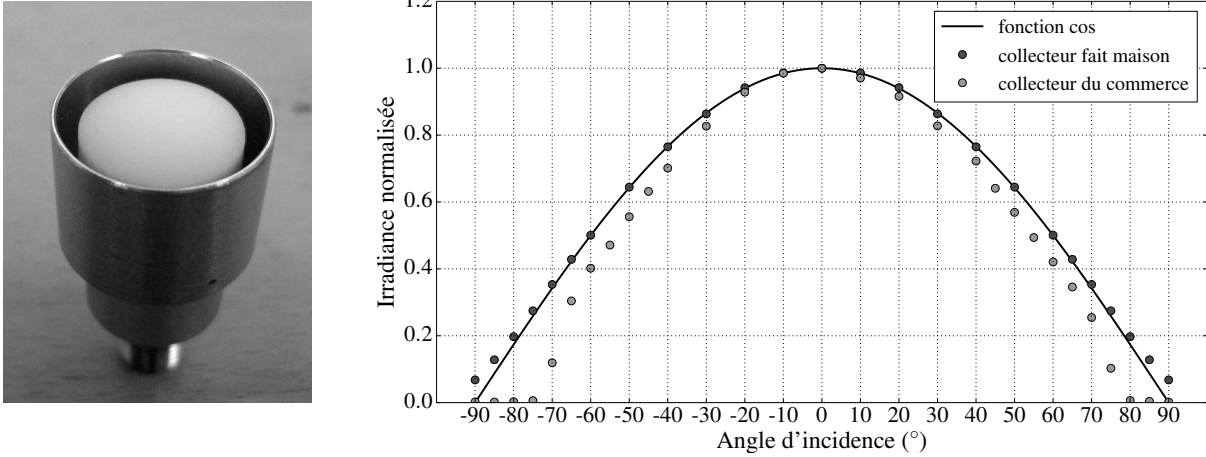


FIGURE 5.2 – (gauche) Collecteur cosinus fait maison utilisé pour mesurer l'albédo spectral avec AutoSolExS. (droite) Fonction $S_{\lambda}(\theta)$ à $\lambda = 900$ nm pour l'un des collecteurs utilisés et pour un collecteur cosinus commercial.

5.2.1.1.2 Estimation de la SSA de surface à partir du spectre d'albédo

Sous l'hypothèse que le manteau neigeux est semi-infini verticalement, homogène en SSA et parfaitement horizontal, l'albédo à une longueur d'onde donnée ne dépend que des propriétés optiques de la surface et de la géométrie de l'éclairement (Eqs. 2.54). La SSA de surface peut donc être estimée à partir de l'albédo spectral mesuré par AutoSolExS car les conditions d'éclairement dépendent de l'ASZ au moment de la mesure et sont supposées connues (Eq. 5.9).

La SSA est estimée en cherchant la valeur qui reproduit au mieux l'albédo spectral mesuré sur la gamme 700 – 1050 nm, en laissant un degré de liberté sur la valeur absolue de l'albédo³. La valeur de SSA retrouvée correspond approximativement aux deux premiers centimètre de neige⁴. Afin de déterminer sur quelle gamme d'ASZ l'algorithme d'inversion fonctionne, il a été testé sur une journée de mesures durant laquelle le ciel était parfaitement clair (le 9 Janvier 2013). La Figure 5.3 montre la SSA estimée en fonction de l'ASZ. En supposant qu'à l'échelle de la journée la SSA n'a pas beaucoup évolué, la valeur de SSA estimée devrait être indépendante de l'ASZ. C'est effectivement le cas à $\pm 2 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ pour les ASZ inférieurs à 67° , mais on note une forte dégradation pour les angles plus rasants. L'inversion est donc valide tant que l'ASZ est inférieur à 67° .

Pour étudier les variations saisonnières de la SSA, la méthode est appliquée chaque jour autour de midi. Pour ce faire, l'albédo spectral moyen sur 5 mesures centrées autour de midi est calculé, et l'inversion est effectuée en considérant l'ASZ à midi. D'après le critère précédent sur l'ASZ, cette inversion est valide, à Dôme C, du 18 Octobre au 27 Février.

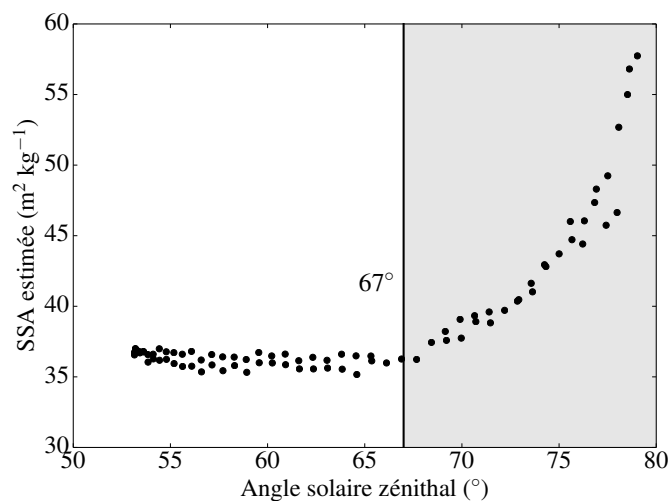


FIGURE 5.3 – SSA de surface estimée à partir de la mesure d'albédo spectral AutoSolExS sur la journée du 9 Janvier 2013 durant laquelle le ciel était parfaitement clair. L'algorithme d'inversion fonctionne correctement tant que l'ASZ est inférieur à 67° .

Afin de valider cette méthode d'estimation de la SSA de surface, la série temporelle obtenue sur l'été 2013 – 2014 a été comparée aux mesures de SSA de surface effectuées manuellement avec ASSSAP sur la même période⁵ (Fig. 5.4). La corrélation entre les deux séries temporelles est significative ($r = 0.78$) malgré le fait que les valeurs estimées soient différentes car la mesure

3. En pratique l'albédo dépasse parfois 1 dans le visible lorsque le soleil est bas sur l'horizon, malgré nos efforts pour améliorer la qualité des collecteurs cosinus.

4. C'est la profondeur de pénétration du rayonnement sur la gamme 700–1050 nm qui détermine quelle épaisseur de neige est sondée par AutoSolExS.

5. Ces mesures ont été effectuées par Ghislain Picard.

ASSSAP donne la SSA des 2 ou 3 millimètres de surface tandis que la détermination faite avec AutoSolExS donne une estimation de la SSA sur une épaisseur environ 10 fois plus grande. Cela prouve que la mesure automatique d'albédo spectral permet de suivre les variations de SSA de surface, qui seront étudiées en détail à la Section 5.3.

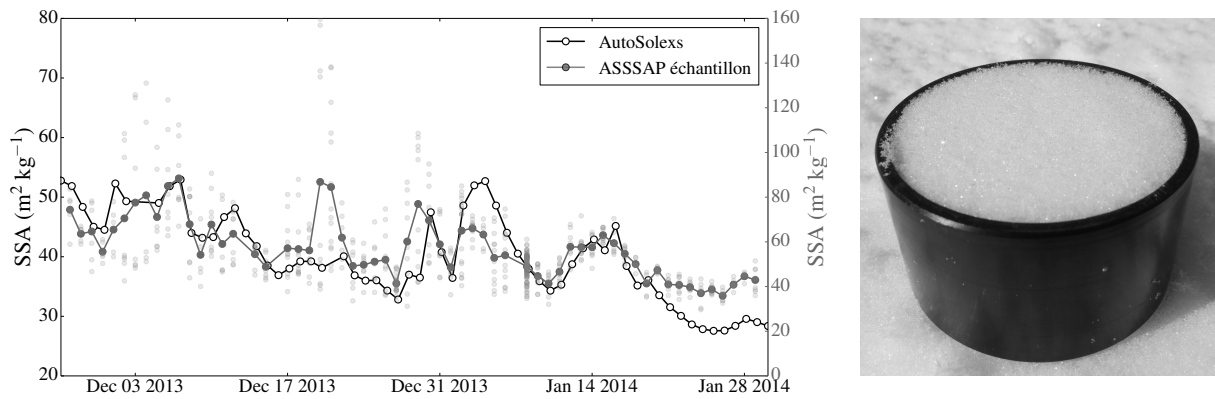


FIGURE 5.4 – (gauche) Séries temporelles de la SSA de surface déduite de la mesure d'albédo spectral avec AutoSolExs et des mesures ASSSAP sur échantillon effectuées durant la campagne d'été 2013 – 2014 (la série ASSSAP correspond à la série temporelle des moyennes journalières des mesures sur échantillon représentées par des cercles clairs). (droite) Exemple d'échantillon dont on mesure la SSA avec ASSSAP.

5.2.1.1.3 Mesures d'irradiance dans la neige

La mesure d'albédo spectral ne donne accès qu'à l'évolution de la neige sur les premiers centimètres du manteau. Pour quantifier les variations temporelles de masse volumique et de SSA plus en profondeur, il n'existe pas de méthode directe. On utilise donc une méthode indirecte : la mesure de la profondeur de pénétration du rayonnement. En effet, cette grandeur optique dépend de la masse volumique et de la SSA (Eq. 2.53b), si bien que ses variations traduisent des variations de masse volumique et de SSA. Afin de mesurer la profondeur de pénétration, l'irradiance spectrale dans le manteau est mesurée à l'aide de 10 fibres optiques insérées horizontalement à différentes profondeurs, qui font également partie de l'instrument AutoSolExS (Fig. 5.1). Un premier jeu de 5 fibres, placées initialement à 5, 10, 20, 40 et 50 cm de profondeur, est dédié à des mesures dans le VIS-NIR. Un autre jeu de 5 fibres placées à 5, 20, 30, 40 et 50 cm est dédié à des mesures dans l'UV-VIS. Un support rigide auquel sont fixées les fibres assure que les distances qui les séparent restent constantes. Comme pour l'albédo, la lumière collectée par ces fibres est analysée toutes les 12 min. La profondeur de pénétration du rayonnement au sein d'une couche de neige est évaluée à partir de la mesure d'irradiance à 2 profondeurs différentes.

Ces mesures d'irradiance permettent d'étudier les variations temporelles des propriétés des couches dans lesquelles les fibres sont insérées. Afin que la profondeur de pénétration mesurée soit

représentative de la couche de neige en question, on a choisi de travailler à $\lambda = 700$ nm. À des longueurs d'onde moins absorbées, la mesure serait impactée par les couches de neige supérieures et inférieures. Après avoir vérifié que la profondeur de pénétration mesurée est indépendante de l'ASZ, on s'intéresse aux variations sur le long terme du manteau neigeux. Pour cette raison, la profondeur de pénétration est calculée une fois par jour en moyennant 5 mesures autour du midi local, ce qui permet de maximiser le signal et donc de diminuer le rapport signal sur bruit. Ces mesures sont comparées aux simulations Crocus à la Section 5.3.

5.2.1.2 Profils verticaux de SSA et de masse volumique

Afin de valider les mesures AutoSolExS et d'étudier avec une résolution verticale plus élevée les variations du manteau sur l'été, 98 profils verticaux colocalisés de SSA et de masse volumique ont été collectés entre le 23 novembre 2012 et le 16 janvier 2013. Chaque jour, 2 profils étaient réalisés à au moins 5 m l'un de l'autre, un jour dans la zone A, le jour suivant dans la zone B (Fig. 1.4). Le profil de SSA était mesuré avec ASSSAP jusqu'à environ 50 cm de profondeur, après quoi le profil de masse volumique était mesuré au même endroit avec une résolution de 2.5 cm de la surface à 25 cm de profondeur à l'aide d'une pelle à masse volumique rectangulaire de volume 250 cm^3 . L'ensemble des profils est montré sur la Figure 5.5 et les profils moyens permettent d'évaluer les performances de Crocus dans la Section 5.3. Les variations temporelles sur la période de mesure sont comparées aux simulations Crocus dans la Section 5.3. La variabilité de ces mesures est quant à elle étudiée en détail au Chapitre 6.

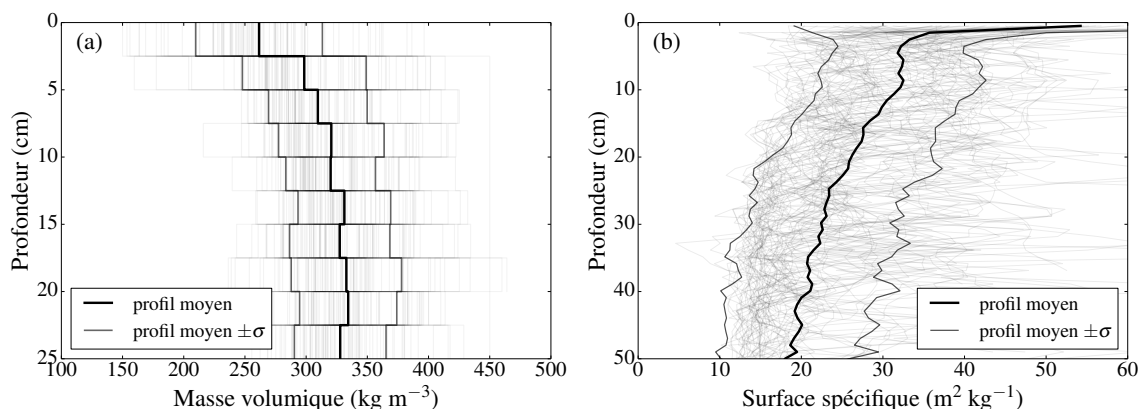


FIGURE 5.5 – Profils de masse volumique (a) et de SSA (b) mesurés durant la campagne d'été 2012 – 2013. Les profils moyens sur la saison et les écarts-types sont mis en évidence.

5.2.1.3 Transects de SSA de surface

Afin de mesurer la SSA des premiers millimètres du manteau, ce que ne permettent pas les mesures verticales, l'instrument ASSSAP a été utilisé en position horizontale (Fig. 5.6) sur deux zones distantes d'environ 5 m. Tous les deux jours du 22 novembre 2012 au 16 janvier 2013, 2 transects de SSA de 1 m de long ont ainsi été réalisés sans perturber la surface (Fig 5.7). Pour

chaque transect, la valeur moyenne et l'écart-type sur la zone 25–75 cm ont été calculés, permettant d'obtenir une série temporelle de SSA de surface pour chaque zone (Section 5.3.2.1).

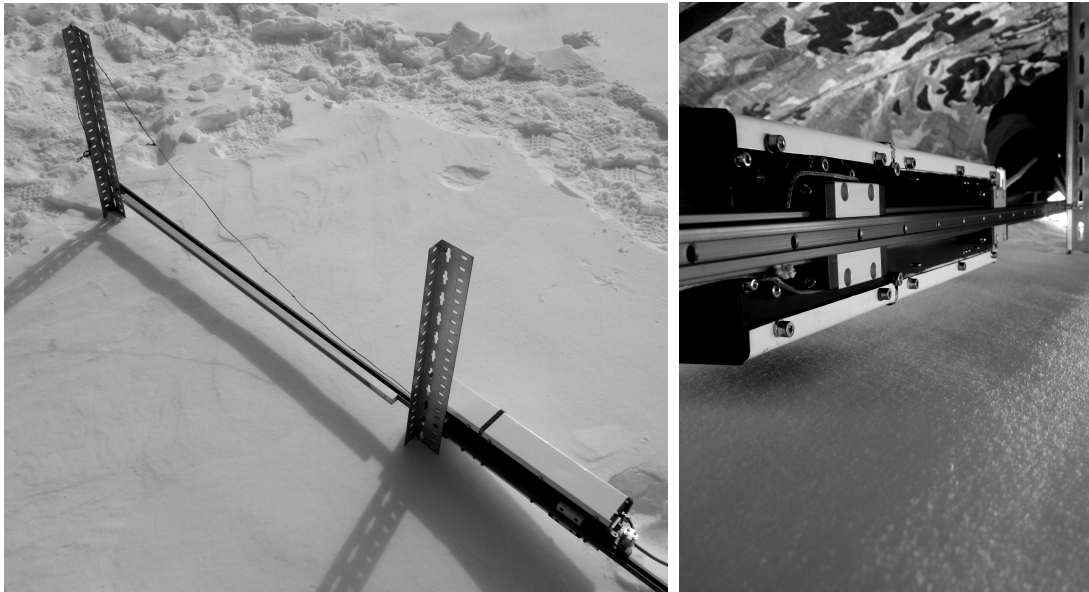


FIGURE 5.6 – (gauche) Dispositif expérimental de mesure de la SSA de surface avec ASSSAP en position horizontale. (droite) ASSSAP glisse le long du rail horizontal pour mesurer la réflectance de la surface, dont la SSA est déduite. La bâche au-dessus du dispositif permet d'éviter la saturation des photodiodes.

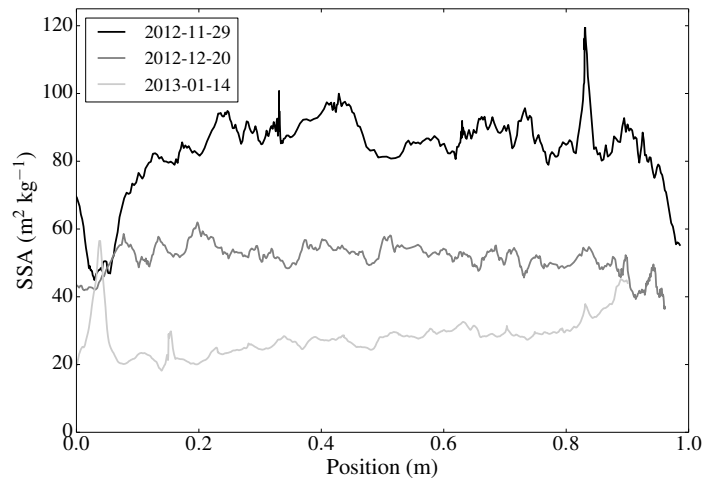


FIGURE 5.7 – Profils horizontaux de SSA de surface acquis avec ASSSAP à trois dates différentes.

5.2.2 Observations satellite

Grâce à AutoSolExS et aux campagnes de mesure, les variations des propriétés physiques de la neige à Dôme C sont étudiées depuis 2 ans. Afin d'étendre l'étude à des échelles de temps plus

longues, des mesures satellite de l'émission dans le domaine des micro-ondes du manteau neigeux ont été utilisées. L'émission micro-ondes du manteau dépend en effet de sa masse volumique et de sa SSA (*Picard et al.*, 2013), si bien que les variations de température de brillance (T_B) observées en Antarctique sont parfois dues à des modifications de sa masse volumique et de SSA (*Lacroix et al.*, 2009; *Brucker et al.*, 2014). On utilise dans ces travaux deux quantités dont les variations sont dues principalement aux variations de la masse volumique et de la SSA de la neige. Tout d'abord, le *grain size index*, GI, défini ainsi (*Picard et al.*, 2012) :

$$GI = 1 - \frac{T_B(150 \text{ GHz})}{T_B(89 \text{ GHz})}, \quad (5.11)$$

dépend essentiellement de la SSA des premiers centimètres du manteau neigeux. Cet indice est calculé à partir des mesures de température de brillance de l'instrument AMSU-B et ses variations sont attribuées au premier ordre à des variations de SSA proche de la surface.

D'autre part, on utilise en première approximation les variations du rapport de polarisation à 37 GHz PR_{37} pour estimer les variations de masse volumique de surface à Dôme C sur la période 2002 – 2013 (*Champollion*, 2013). PR_{37} est défini ainsi :

$$PR_{37} = \frac{T_B(37 \text{ GHz}, h)}{T_B(37 \text{ GHz}, v)}, \quad (5.12)$$

où h et v dénotent les polarisations horizontale et verticale du rayonnement. Ce rapport est calculé à partir des mesures de température de brillance du radiomètre AMSR-E.

Les grandeurs radiométriques GI et PR_{37} sont utilisées dans ces travaux comme des proxy de la SSA et de la masse volumique proche de la surface respectivement, sans chercher à les relier quantitativement à ces grandeurs physiques.

5.3 Simulations Crocus à Dôme C

Le modèle de manteau neigeux détaillé Crocus est maintenant utilisé pour simuler l'évolution des propriétés physiques de la neige proche de la surface à Dôme C sur la période 2000 – 2014. Avant de comparer les résultats des simulations aux mesures *in situ* et satellite, les adaptations qu'il a fallu mettre en place dans Crocus pour pouvoir l'utiliser à Dôme C sont détaillées.

5.3.1 Adaptation de Crocus aux conditions météorologiques de Dôme C⁷

Crocus a été développé pour une utilisation dans les Alpes, en particulier pour répondre aux questions liées à la prévision du risque d'avalanche (*Brun et al.*, 1989). C'est pourquoi la plupart des processus physiques représentés dans le modèle ont été paramétrés à partir de mesures réalisées dans les Alpes ou en chambre froide. Son utilisation à Pôle Sud par *Dang et al.* (1997) pour reproduire des mesures de masse volumique et de taille de grain, a montré que Crocus n'était pas adapté aux conditions météorologiques du Plateau Antarctique. En particulier, la paramétrisation de la masse volumique de la neige fraîche conduit invariablement à une masse volumique irréaliste de 50 kg m⁻³ pour les températures rencontrées à Dôme C, valeur incohérente avec les mesures de masse volumique de surface rapportées dans la littérature généralement plus grandes que 200 kg m⁻³ pour le Plateau Antarctique (*Takahashi and Kameda*, 2007; *Gallet et al.*, 2011; *Groot Zwaafink et al.*, 2013). Cette limitation avait été mise en évidence par *Brun et al.* (1997), les conduisant à simuler l'effet du vent sur la densification en surface du manteau neigeux. Ce processus de compaction de la neige par le vent, défini de manière *ad hoc* pour reproduire correctement l'amplitude annuelle des profils de température mesurés à Pôle Sud, est désormais inclus dans Crocus. Plus généralement, le manteau à Dôme C est persistant, ce qui est loin du cadre saisonnier pour lequel les paramétrisations physiques ont été développées. Les lois de métamorphisme ont en particulier été étalonnées avec des mesures à l'échelle de quelques semaines (la paramétrisation F06 correspond par exemple à l'approximation d'un modèle complexe (*Flanner and Zender*, 2006) sur 14 jours et les expériences de *Marbouty* (1980) s'évaluaient au plus sur 39 jours), ce qui rend incertaine leur extrapolation à l'échelle de plusieurs années. D'autres caractéristiques de Crocus restent également inadaptées au Plateau Antarctique.

Les limites de la version originale du modèle ont donc été mises en évidence grâce à une simulation réalisée à Dôme C, qui a servi de base à l'amélioration de Crocus. Pour cette simulation, le manteau initial fait 12 m d'épaisseur⁸ et ses propriétés correspondent à des mesures effectuées à Dôme C (*Picard et al.*, 2014). Les réanalyses atmosphériques ERA-Interim tri-horaires (*Dee et al.*, 2011) du centre européen de prévision météorologique à moyen-terme (ECMWF) offrent un forçage atmosphérique cohérent dans le temps, nécessaire pour réaliser des simulations de longue durée. Ce forçage comprend la température et l'humidité de l'air à 2 m, les précipitations, la vitesse du vent

7. Cette section est reprise en grande partie en anglais au Chapitre 6.

8. Utiliser un manteau épais permet de minimiser l'influence du sol dans le modèle et de simuler la calotte polaire Antarctique.

à 10 m, ainsi que les flux radiatifs incidents *SW* et *LW*. Afin d’initialiser correctement le manteau neigeux, le forçage atmosphérique sur la période 2000 – 2010 est utilisé 3 fois consécutivement. A la fin de ce spin-up de 30 ans, les propriétés physiques du premier mètre du manteau ne dépendent plus de ses propriétés initiales. Le forçage ERA-Interim sur la période 2000 – 2014 est ensuite utilisé.

Deux simulations utilisant TARTES ont été réalisées : la première utilise la paramétrisation C13 du métamorphisme, l’autre utilise F06. On compare sur la Figure 5.8 les profils moyens de masse volumique et de SSA simulés sur la période d’observation aux profils moyens mesurés durant la campagne d’été 2012 – 2013 (Section 5.2). Les deux simulations sous-estiment la masse volumique d’environ 50 kg m^{-3} en surface à environ 20 kg m^{-3} plus en profondeur. De même, la SSA est largement sous-estimée et sa décroissance avec la profondeur trop rapide.

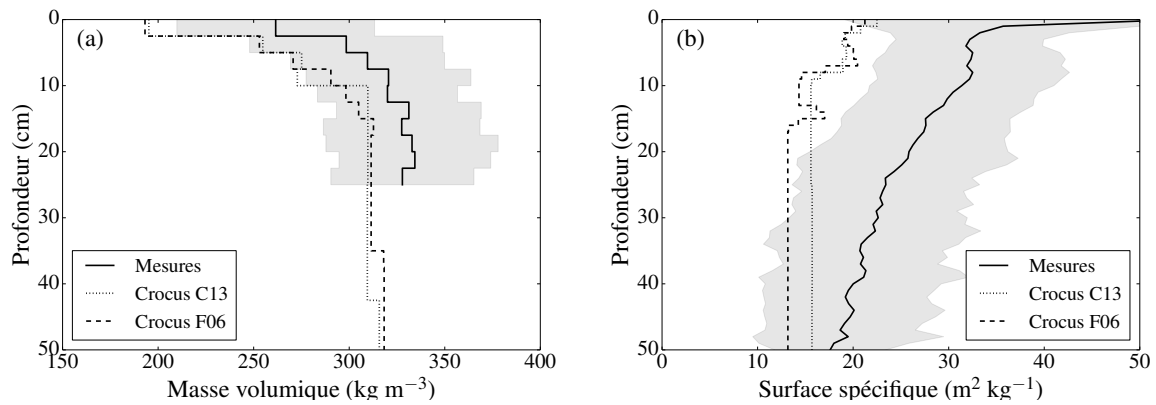


FIGURE 5.8 – Profils moyens de masse volumique (a) et de SSA (b) mesurés à Dôme C durant la campagne d’été 2012 – 2013 et simulés sur la même période avec la version originale de Crocus. Les zones grisées correspondent aux profils moyens mesurés $\pm\sigma$.

L’analyse de ces simulations et de nos observations *in situ* a permis d’aboutir à une version de Crocus adaptée à Dôme C, qui sera utilisée pour la suite des travaux, et dont les caractéristiques sont détaillées ci-dessous.

- **La masse volumique de la neige fraîche est fixée à 170 kg m^{-3}** , ce qui correspond au 5^{ème} pourcentile des mesures de masse volumique des 2.5 premiers centimètres du manteau acquises sur la saison 2012 – 2013. Bien que *Groot Zwaafink et al. (2013)* aient mesuré des masses volumiques de neige fraîche sur des supports placés au-dessus de la surface du manteau allant de 40 à 130 kg m^{-3} , nous n’avons pas observé de si faibles valeurs de masse volumique de surface (la valeur moyenne en surface vaut 260 kg m^{-3}), et *Gallet et al. (2011)* non plus. Cela vient probablement du fait que la neige qui tombe à Dôme C forme rarement une couche homogène. Elle s’incorpore plutôt aux couches existantes (*Champollion, 2013*) ou est rapidement remobilisée par le vent (*Groot Zwaafink et al., 2013*). La masse volumique de la neige fraîche ne dépend pas de la vitesse du vent au moment de la précipitation comme dans les études de *Dang et al. (1997)* et *Groot Zwaafink et al. (2013)*, parce qu’il n’existe pas à

notre connaissance le jeu de mesures nécessaire à l'établissement d'une telle paramétrisation, et parce que les paramétrisations existantes visent à mimer la densification du manteau par le vent juste après le dépôt, processus déjà pris en compte explicitement dans Crocus.

- **La SSA de la neige fraîche est fixée à $100 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$** , d'après les mesures sur échantillon de précipitations et de *diamond dust* que j'ai effectuées à Dôme C avec ASSSAP. Cette valeur est plus grande que la valeur maximale de SSA dans la version originale de Crocus, $65 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$, mais elle est en accord avec l'existence d'une couche de surface à Pôle Sud et Vostok composée de grains de diamètre optique $30 \mu\text{m}$ (*Grenfell et al.*, 1994).
- **La masse volumique maximale pouvant être atteinte par le processus de compaction par le vent est augmentée de 350 kg m^{-3} à 450 kg m^{-3}** car des masses volumiques de surface pouvant dépasser 450 kg m^{-3} sont fréquemment observées sur le Plateau Antarctique (*Albert et al.*, 2004; *Picard et al.*, 2014). Cette modification est également en accord avec le biais négatif des masses volumiques de surface simulées par *Brun et al.* (1997, 2013).
- **Le schéma d'agrégation automatique des couches a également été modifié** pour fonctionner aux faibles taux de précipitation de Dôme C. Le profil idéal d'épaisseur des couches a été modifié de sorte que les couches de surface soient plus fines que dans la version originale. Les conditions d'agrégation des couches ont aussi été modifiées pour éviter que les couches de neige fraîche de très faible épaisseur ne soient immédiatement agrégées aux couches inférieures, auquel cas leurs propriétés spécifiques seraient perdues.

En plus de ces modifications que j'ai implémentées dans le code Fortran de Crocus, il a été nécessaire de multiplier par 1.5 les précipitations ERA-Interim pour que l'accumulation simulée sur la période 2000 – 2014 soit cohérente avec l'accumulation annuelle mesurée à Dôme C, valant environ 29 kg m^{-3} (*Frezzotti et al.*, 2004). Les événements de précipitation consécutifs sont aussi regroupés en un unique événement quotidien pour limiter la formation d'un grand nombre de couches très fines.

La Figure 5.9 montre les profils moyens de masse volumique et de SSA simulés avec cette version adaptée de Crocus. Le biais des profils simulés de masse volumique vaut en moyenne $+10 \text{ kg m}^{-3}$, et la RMSE (*root mean square error*) $+15 \text{ kg m}^{-3}$, ce qui est du même ordre de grandeur que l'erreur de mesure sur la masse volumique (*e.g. Conger and McClung*, 2009). La décroissance de la masse volumique avec la profondeur est bien reproduite ce qui montre que le processus de densification par le vent est correctement simulé. En revanche le modèle surestime plus fortement la masse volumique à la surface. Cela s'explique en partie par la présence de givre de surface de masse volumique inférieure à 200 kg m^{-3} à Dôme C (*Champollion*, 2013), et dont le processus de formation n'est pas représenté dans Crocus.

En ce qui concerne la SSA, la version adaptée produit des profils bien plus proches des profils mesurés que la version originale, surtout pour la paramétrisation F06. Les biais moyens sur 50 cm valent -7 et -3 $\text{m}^2 \text{ kg}^{-1}$ pour C13 et F06 respectivement. La décroissance de la SSA avec la

profondeur est bien reproduite par la paramétrisation F06 mais beaucoup moins par C13, pour laquelle la SSA semble atteindre une valeur seuil dès 10 cm de profondeur. Les extrema locaux de SSA de la simulation F06 mettent en évidence la stratification résultant des cycles saisonniers de métamorphisme, celui-ci étant plus intense en été qu'en hiver. Ces irrégularités ne sont pas observées sur le profil moyen mesuré mais se voient parfois sur les profils individuels mesurés. Au vu de la Fig 5.9b, nous avons choisi de n'utiliser que F06 pour les simulations qui suivent car il produit le profil de SSA le plus proche de celui observé.

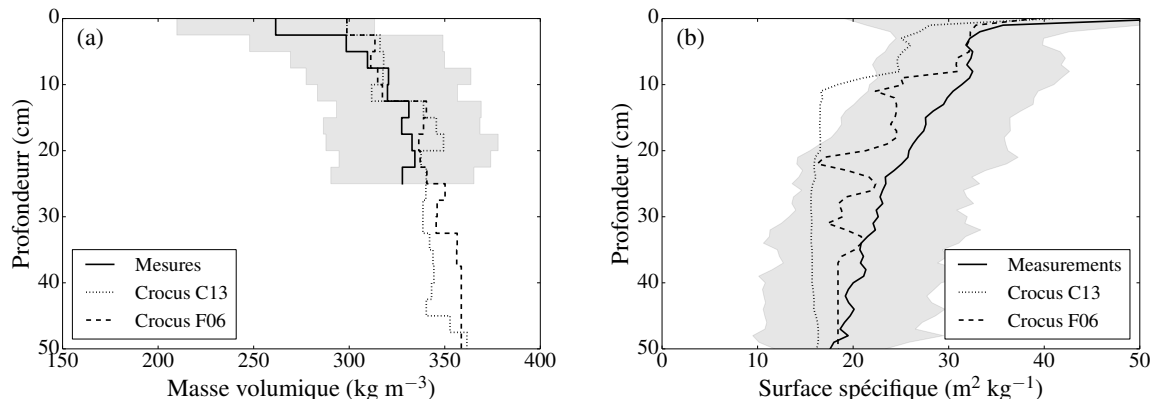


FIGURE 5.9 – Profils moyens de masse volumique (a) et de SSA (b) mesurés à Dôme C durant la campagne d'été 2012 – 2013 et simulés sur la même période avec la version de Crocus adaptée aux conditions du Plateau Antarctique. Les zones grisées correspondent aux profils moyens mesurés $\pm\sigma$.

5.3.2 Simulation de l'évolution des propriétés physiques de la neige

La simulation Crocus sur la période 2000 – 2014 est maintenant utilisée pour étudier les variations temporelles des propriétés de la neige sur les 50 premiers centimètres du manteau. Les performances du modèle pour reproduire ces propriétés sont évaluées au regard des mesures de SSA, de masse volumique et de profondeur de pénétration présentées à la Section 5.2. Cela permet de mettre en valeur les principaux processus physiques qui déterminent les propriétés de la neige proche de la surface. Les mesures et les simulations Crocus mettent ainsi en lumière le cycle saisonnier de la SSA (Sect. 5.3.2.1). Les facteurs à l'origine de sa variabilité inter-annuelle sont explorés au regard des observations satellite à la Section 5.3.2.2.

5.3.2.1 Variations saisonnières

5.3.2.1.1 SSA de surface

La SSA proche de la surface varie à différentes échelles de temps. Sur les premiers millimètres elle est particulièrement sensible aux précipitations et au transport de neige par le vent (*Kuhn et al.*, 1977; *Grenfell et al.*, 1994) tandis que sur les premiers centimètres, elle dépend aussi du métamorphisme saisonnier. On évalue donc la capacité de Crocus à reproduire les variations de

SSA à ces différentes échelles, en s'appuyant d'abord sur les transects de SSA de surface, puis sur les mesures AutoSolExS.

La Figure 5.10 compare l'évolution de la SSA de surface obtenue à partir des transects de SSA (Section 5.2.1.3) et la SSA moyenne sur 2 mm simulée avec Crocus. La SSA mesurée varie de 30 à 120 m² kg⁻¹ et les variations mesurées à chaque point sont fortement corrélées ($r = 0.83$), ce qui conforte la validité des mesures. Les événements importants de précipitation du 19 décembre et du 28 janvier sont bien pris en compte par Crocus et conduisent à des variations de SSA de surface très similaires à celles observées. Les périodes de décroissance consécutives à ces événements, liées au métamorphisme, sont aussi en très bon accord avec les mesures, ce qui valide d'une certaine manière la paramétrisation du métamorphisme F06 et indique que l'échelle de temps caractéristique de décroissance de la SSA à Dôme C est environ une semaine.

On note toutefois des différences importantes. Tout d'abord, la forte augmentation de SSA observée les 27 – 29 Novembre 2012 n'est pas simulée par Crocus. Les précipitations estimées par ERA-Interim sont en effet très faibles sur ces deux jours, alors que l'on a observé sur place un événement conséquent. Ces différences s'expliquent donc en partie par l'utilisation d'un forçage en précipitations inadéquat. Il n'existe cependant pas de mesures fiables des précipitations à Dôme C et nous nous limitons dans ces travaux aux réanalyses de l'ECMWF. L'autre différence notable concerne l'augmentation de SSA observée le 1^{er} janvier 2013 qui n'est pas reproduite par le modèle. Là encore cela provient du fait que l'événement de précipitation observé sur place n'est pas prédit par ERA-Interim.

Si les variations de SSA simulées par Crocus sont fortement corrélées aux précipitations, certaines variations observées ne semblent pas la conséquence de précipitations (baisse de SSA le 14 décembre et augmentation lente à partir du 12 janvier). Des photos prises chaque jour au moment des mesures de SSA montrent que la surface le 14 décembre était parfaitement lisse, ayant l'aspect d'une congère, alors que le 11 décembre elle était constituée de neige molle et parsemée de bourgeons de givre. D'après la Figure 5.10, un fort épisode de vent a eu lieu le 11 décembre. On en déduit qu'il a transporté la neige de forte SSA encore présente sur la congère, cette dernière se retrouvant alors à la surface. Ceci ne peut pas être confirmé par la seconde mesure car ce jour-là l'un des transects n'avait pas pu être mesuré. Quant à l'augmentation de SSA du 12 au 16 janvier, elle est concomitante avec la formation de givre de surface observée à partir du 12 Janvier lorsque le vent a diminué, le ciel étant clair durant toute cette période. Ceci correspond en effet aux conditions favorables de formation du givre (*Gow*, 1965). Les nombreuses mesures de SSA de givre que j'ai réalisées durant l'été 2012 – 2013 révèlent des valeurs entre 40 et 60 m² kg⁻¹. On en déduit que lorsque la SSA du manteau est assez faible, la formation de givre peut entraîner une augmentation de la SSA de surface.

Afin d'étendre l'évaluation de la SSA simulée par Crocus à toute une saison et de mettre ainsi en évidence le métamorphisme saisonnier des premiers centimètres du manteau, les SSA déterminées

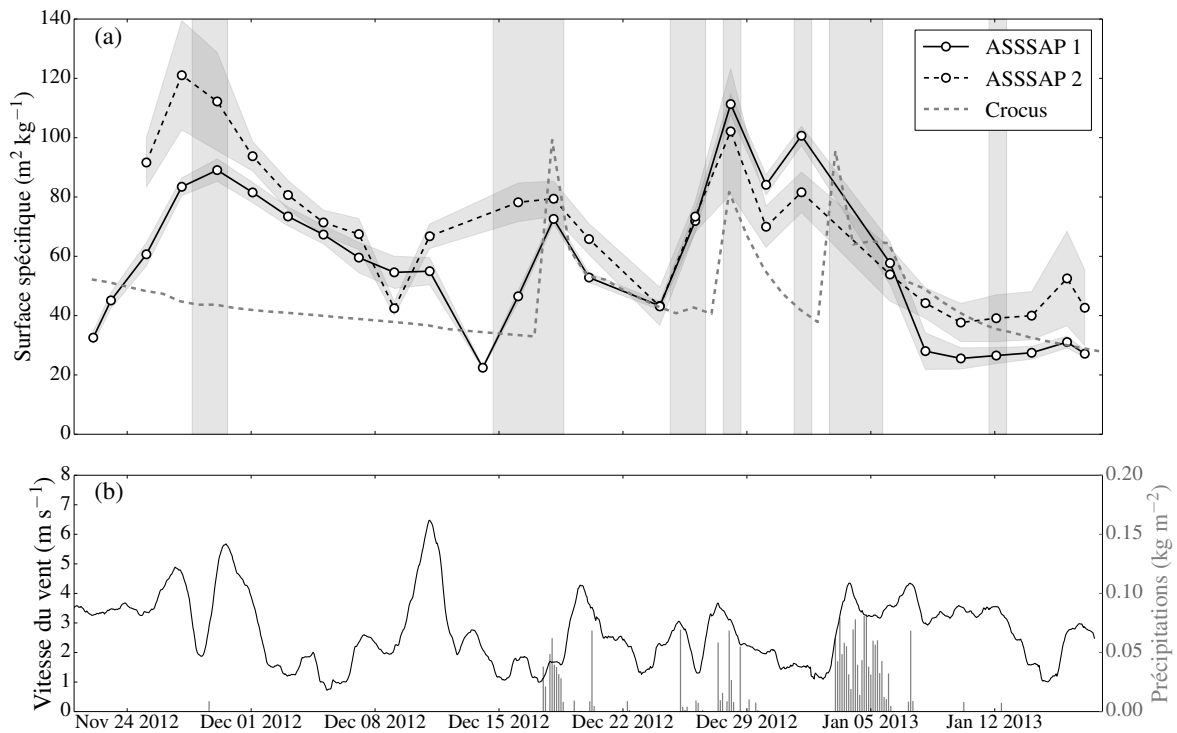


FIGURE 5.10 – (a) Évolution de la SSA de surface mesurée avec ASSSAP au cours de l’été 2012 – 2013 en deux points (l’écart-type pour chaque point de mesure est mis en évidence) et simulée avec Crocus. Les bandes verticales grises indiquent les périodes où l’on a observé visuellement des précipitations ou du diamond dust. (b) Variations de la moyenne journalière du vent mesuré à ~ 2 m et précipitations ERA-Interim.

avec AutoSolExS sont comparées à celles simulées par Crocus sur la période allant du 18 octobre 2013 au 27 février 2014 (Fig. 5.11).

Les variations rapides de SSA dues aux événements de précipitation sont généralement simulées bien que leur intensité ne soit pas toujours similaire aux observations (en particulier pour l’événement du 1^{er} janvier 2014). L’augmentation de SSA conséquente à l’événement de précipitation du 11 février 2014 est quant à elle très bien simulée. La diminution de SSA au début de l’été observée avec AutoSolExS, qui confirme la tendance au grossissement des grains en été (*Jin et al.*, 2008; *Picard et al.*, 2012), est assez bien reproduite par Crocus, mais la valeur absolue de la SSA simulée en début de saison est nettement inférieure aux valeurs mesurées. L’analyse détaillée du métamorphisme dans Crocus a montré que l’impact du vent sur de la neige dendritique de forte SSA conduisait à une baisse de la SSA (*Vionnet et al.*, 2012), ce qui n’est pas réaliste à Dôme C. C’est pourquoi on a réalisé une simulation pour laquelle ce métamorphisme induit par le vent a été désactivé (Fig. 5.11). Il en résulte une SSA en début de saison beaucoup plus élevée, dont la décroissance au cours de l’été est beaucoup plus proche de celle observée. On en déduit que ce mécanisme de métamorphisme lié au vent est inapproprié à Dôme C.

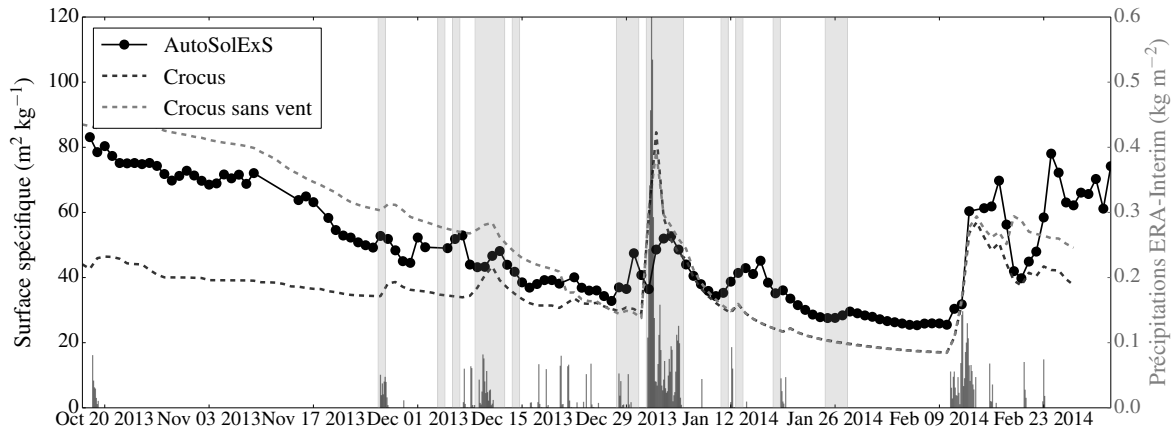


FIGURE 5.11 – Evolution de la SSA des deux premiers centimètres du manteau sur l'été 2013–2014, estimée avec AutoSolExS et simulée avec Crocus. Les bandes verticales grises indiquent les périodes où l'on a observé visuellement des précipitations ou du diamond dust. Les précipitations ERA-Interim sont également montrées.

Ces premiers résultats montrent l'importance du forçage atmosphérique pour la simulation des propriétés de surface de la neige, et particulièrement des précipitations. Avoir une estimation précise en quantité et en occurrence des événements de précipitation est donc essentiel pour prévoir les variations de SSA de surface du manteau et cela reste un défi pour la communauté scientifique (*e.g.* *Palerm et al.*, 2014). La décroissance de la SSA au cours de l'été est également bien reproduite par Crocus une fois le métamorphisme lié au vent désactivé. Enfin les simulations autant que les mesures ont mis en évidence l'importance du premier gros événement de précipitation intervenant à la fin de l'été (par exemple le 11 Février 2014) au-delà duquel le métamorphisme n'est plus assez intense pour faire diminuer la SSA.

5.3.2.1.2 SSA sous la surface

La Figure 5.12 montre l'évolution de la SSA à différentes profondeurs déduite des profils verticaux mesurés quotidiennement. A tous les niveaux la SSA décroît, comme observé en surface, cette tendance étant moins marquée en profondeur. La décroissance est bien simulée par Crocus pour les 10 cm supérieurs, bien qu'elle commence trop tôt dans la saison (Fig. 5.12). En revanche, la tendance simulée à 25 cm de profondeur est beaucoup moins marquée que dans les observations. Ceci semble en accord avec la Figure 5.9 qui montre que la décroissance de la SSA avec la profondeur est trop rapide dans la simulation par rapport aux profils observés. En somme, la SSA décroît rapidement avec le temps dans la simulation si bien qu'elle est quasiment constante au-delà de 20 cm de profondeur.

Avec une accumulation annuelle équivalente à environ 10 cm de neige, on s'attend à ce que la couche à 15 cm atteigne en fin de saison la SSA à 25 cm observée en début de saison (le

métamorphisme étant supposé négligeable l'hiver). Ce n'est pas le cas dans les observations, où la SSA à 15 cm en fin de saison est inférieure à celle à 25 cm en début de saison. Ainsi, ces mesures effectuées sur une unique saison ne permettent pas de mettre en évidence l'existence d'un cycle annuel régulier de la SSA.

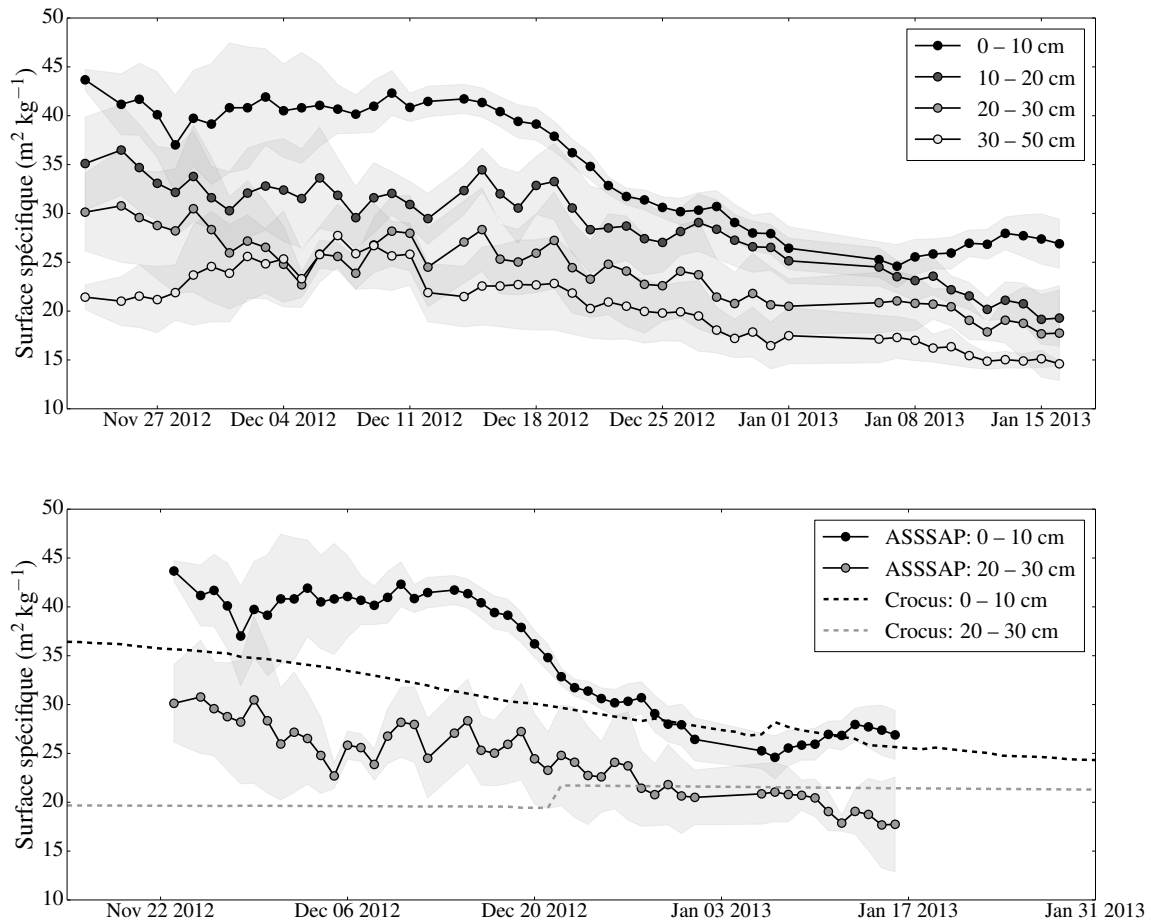


FIGURE 5.12 – (haut) Évolution de la SSA à différentes profondeurs au cours de l'été 2012 – 2013 déduite des profils verticaux quotidiens effectués avec ASSAP (on montre les moyennes sur 6 jours). Les zones grisées indiquent l'écart-type des mesures pour chaque jour. (bas) Comparaison des SSA mesurées et simulées avec Crocus à deux profondeurs.

5.3.2.1.3 Masse volumique proche de la surface

L'évolution de la masse volumique déduite des profils verticaux récoltés au cours de l'été 2012 – 2013 est présentée sur la Figure 5.13. La masse volumique des 5 premiers centimètres diminue tout au long de la saison, au rythme de $1 \text{ kg m}^{-3} \text{ jour}^{-1}$. Plus en profondeur, la masse volumique diminue jusqu'aux alentours de fin décembre, avant d'augmenter sur les 3 dernières semaines de mesure. La baisse de masse volumique en surface est simulée par Crocus en fin de saison (Fig. 5.13). En revanche la masse volumique simulée autour de 20 cm est constante. Il n'y a pas dans Crocus

de processus physique par lequel la masse volumique d'une couche puisse diminuer. La diminution simulée en surface est donc la conséquence des précipitations qui déposent de la neige de faible masse volumique et font ainsi baisser la masse volumique moyenne.

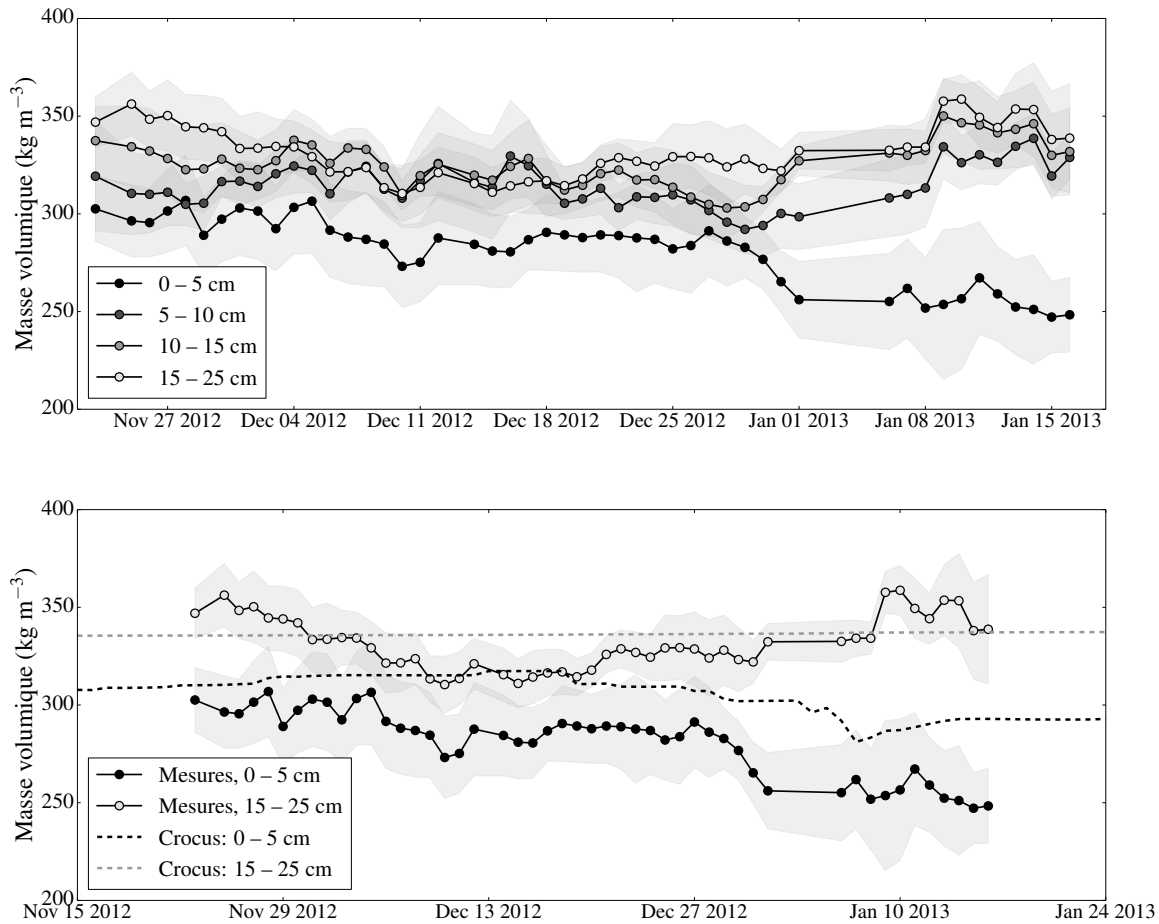


FIGURE 5.13 – (haut) Evolution de la masse volumique à différentes profondeurs au cours de l'été 2012–2013 déduite des profils verticaux quotidiens (on montre les moyennes sur 6 jours et les zones grisées indiquent l'écart-type). (bas) Comparaison des masse volumiques mesurées et simulées avec Crocus à deux profondeurs.

La diminution de la masse volumique observée dans les mesures peut être la conséquence de la sublimation, *i.e.* de flux de vapeur allant du manteau vers la surface du fait des forts gradients de température et du maximum de température sous la surface (Chapitre 4). De telles variations de masse volumique ont été observées au Groenland (*Alley et al.*, 1990) et en Alaska (*Sturm and Benson*, 1997). En surface, la présence plus fréquente de givre en fin de saison peut aussi expliquer la baisse observée.

5.3.2.1.4 Profondeur de pénétration du rayonnement

La Figure 5.14 montre l'évolution de la profondeur de pénétration durant l'été 2012 – 2013,

calculée à partir des fibres VIS-NIR insérées à 5 et 10 cm de profondeur au moment de l'installation. On prend l'exemple de 700 nm, les autres longueurs d'onde présentant des caractéristiques similaires. La profondeur de pénétration augmente, fortement jusqu'à fin janvier, puis plus modérément. Cette augmentation peut être due à une baisse de la masse volumique et/ou à une baisse de la SSA. Les mesures suggèrent qu'autour de 10 cm de profondeur, la variation de masse volumique sur l'été est faible tandis que la SSA décroît d'environ 35% (Fig. 5.12). Puisque la profondeur de pénétration augmente linéairement avec $1/\sqrt{\text{SSA}}$ (Eq. 2.53b), on en conclut que l'augmentation de 25% de la profondeur de pénétration mesurée sur la saison est essentiellement due à la baisse de la SSA.

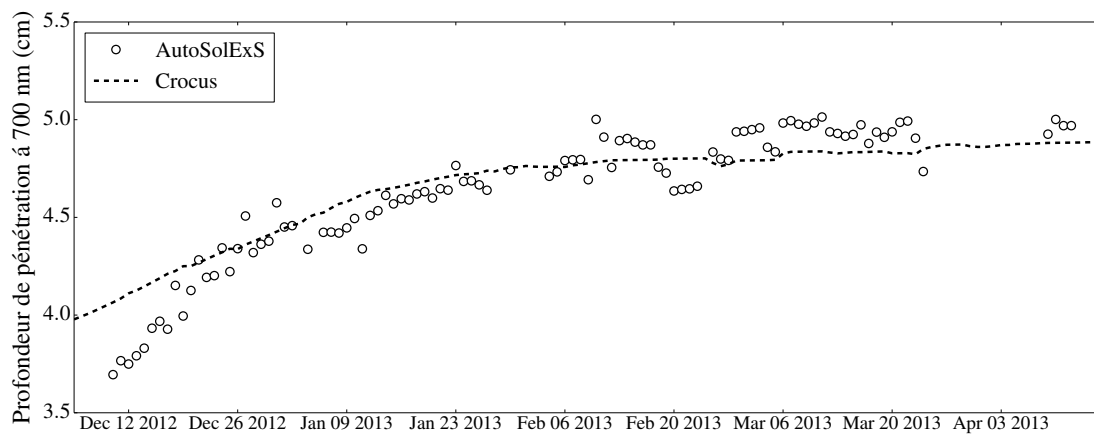


FIGURE 5.14 – Évolution de la profondeur de pénétration à 700 nm entre 5 et 10 cm de profondeur au cours de l'été 2012 – 2013 : comparaison entre mesure AutoSolExS et simulation Crocus.

A partir de février, la profondeur de pénétration reste quasiment constante, ce qui est cohérent avec la diminution du métamorphisme observée (Fig. 5.12). On a également pu vérifier que la profondeur de pénétration n'avait pas évolué durant l'hiver 2013, ce qui permet d'exclure le rapprochement des fibres au cours de l'été comme explication de l'augmentation de profondeur de pénétration observée. Ces mesures confirment donc l'existence d'un métamorphisme estival notable à Dôme C.

Afin de comparer ces mesures aux simulations Crocus, on a calculé avec TARTES la profondeur de pénétration du manteau simulée par Crocus entre 5 et 10 cm de profondeur, chaque jour de début décembre à début avril⁹. La Figure 5.14 montre le résultat de ce calcul et confirme l'augmentation sur la saison de la profondeur de pénétration. La valeur initiale simulée est cependant trop élevée, ce qui est conforme au fait que Crocus surestime le métamorphisme en début de saison. Un point essentiel est la cohérence entre simulation et mesures sur la diminution du métamorphisme début février. Plus en profondeur (entre 10 et 20 cm), la profondeur de pénétration mesurée augmente

9. La couche dans laquelle furent insérées initialement les fibres était très dense ($\rho = 420 \text{ kg m}^{-3}$). Pour prendre en compte cet effet local, on a multiplié la masse volumique par 1.25 sur tout le profil pour ce calcul.

également au cours de l'été, mais celle simulée par Crocus n'augmente quasiment pas, ce qui est cohérent avec l'évolution de la SSA simulée (Fig. 5.12).

5.3.2.2 Variations inter-annuelles

Après avoir étudié les variations saisonnières de la SSA et de la masse volumique, on s'intéresse à la variabilité inter-annuelle de ces propriétés afin de comprendre quels facteurs, potentiellement variables d'une année à l'autre, contrôlent ces propriétés. On s'appuie pour cela sur les mesures satellite présentées à la section 5.2.2, qui sont comparées aux simulations Crocus.

5.3.2.2.1 SSA proche de la surface

Le *grain index*, GI (*Picard et al.*, 2012), dépend principalement de la taille des grains de neige sur les 5 premiers centimètres du manteau et augmente avec la taille de grain. Afin de pouvoir comparer la SSA simulée avec la mesure du GI, la taille de grain¹⁰ moyenne sur 6 cm est calculée tout au long de la simulation. La Figure 5.15 montre l'évolution du GI ainsi que les variations de la taille de grain simulée. La corrélation entre les 2 courbes est significative et marquée ($r = 0.67$). On note tout d'abord que le cycle annuel de la taille de grain est très similaire à celui du GI. En particulier, les baisses rapides de GI à la fin de l'été sont très bien simulées par Crocus. La diminution du GI durant l'hiver polaire est également bien reproduite par la baisse de la taille de grain simulée et correspond à l'accumulation de grains de petite taille du fait des précipitations. L'été 2007 – 2008, caractérisé par une faible augmentation du GI, est également caractérisé par une faible augmentation de la taille de grain dans la simulation.

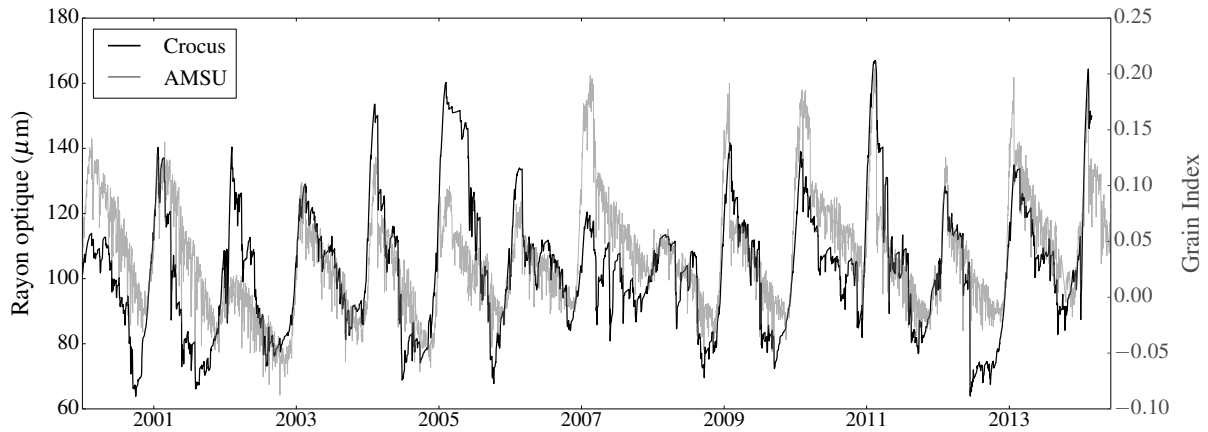


FIGURE 5.15 – Variations du rayon optique moyen des 6 premiers centimètres du manteau simulé par Crocus, et du grain index calculé à partir des mesures AMSU-B sur la période 2000 – 2014.

On note toutefois quelques différences entre les deux courbes avec des effets contrastés. Cro-

¹⁰. Ici la taille de grain correspond au rayon optique des grains, obtenu à partir de la SSA par la relation $r_{\text{opt}} = \frac{3}{\rho_{\text{ice}} \text{SSA}}$.

cus surestime en effet l'augmentation de GI de l'été 2001 – 2002, mais sous-estime celle de l'été 2006 – 2007. On remarque également que l'initiation du métamorphisme est plus précoce dans les simulations Crocus que dans les mesures satellite, défaut particulièrement visible sur l'été 2012 – 2013 et confirmé par les mesures ASSSAP (Fig. 5.16). Ce défaut était par ailleurs déjà présent dans les simulations de *Picard et al.* (2012). Le métamorphisme dans Crocus débute dès début octobre alors que le GI n'augmente qu'à partir de début décembre. L'augmentation de GI est par conséquent plus rapide que celle de la taille de grain simulée par Crocus.

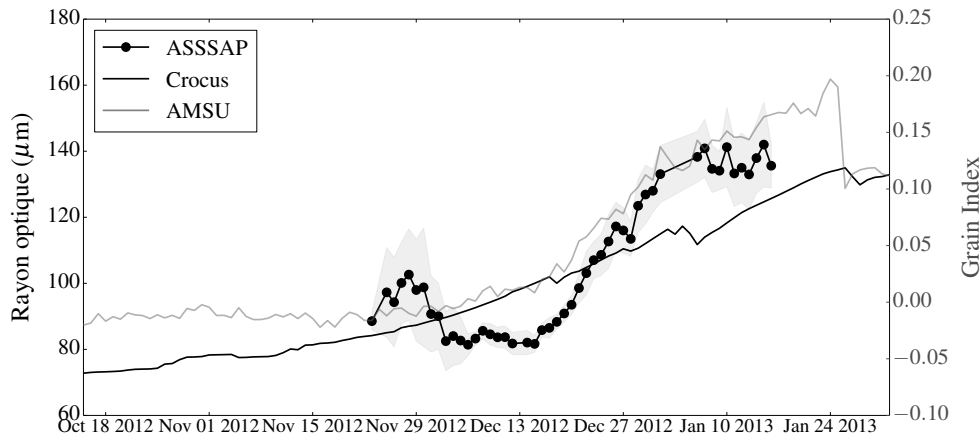


FIGURE 5.16 – Variations sur l'été 2012 – 2013 du rayon optique moyen des 6 premiers centimètres du manteau tirées des profils verticaux quotidiens de SSA et simulées avec Crocus, et du grain index calculé à partir des mesures AMSU-B.

Afin d'explorer l'origine de la variabilité inter-annuelle du métamorphisme simulée par Crocus, que *Picard et al.* (2012) attribuent en premier lieu à la variabilité inter-annuelle des précipitations (les couches de forte SSA déposées lors des événements de précipitation diminuent l'albédo et la profondeur de pénétration du rayonnement, et par conséquent l'effet de serre solide et le métamorphisme), l'augmentation de la taille des grains et les caractéristiques météorologiques de chaque été sont mises en regard. L'été est ici défini comme la période allant du 1^{er} octobre au 1^{er} février, période durant laquelle le métamorphisme est conséquent dans Crocus. Comme indicateur des conditions météorologiques sur cette période, on utilise les précipitations cumulées sur cette période, le nombre d'épisodes de vent fort ($> 7 \text{ m s}^{-1}$ d'après *Li and Pomeroy*, 1997) et la température moyenne de l'air du forçage ERA-Interim. La Figure 5.17 présente le grossissement des grains pour chaque été en fonction des grandeurs météorologiques définies ci-dessus. L'interprétation de ces corrélations n'est pour l'instant qu'à un stade préliminaire.

L'intensité du métamorphisme estival simulé par Crocus semble contrôlée principalement par les épisodes de vent comme le montre la corrélation marquée ($r = -0.59$) entre l'augmentation de la taille de grain et le nombre d'épisodes de vent fort (une corrélation similaire est observée lorsqu'on considère la moyenne du vent). Au contraire, les précipitations et la température de l'air

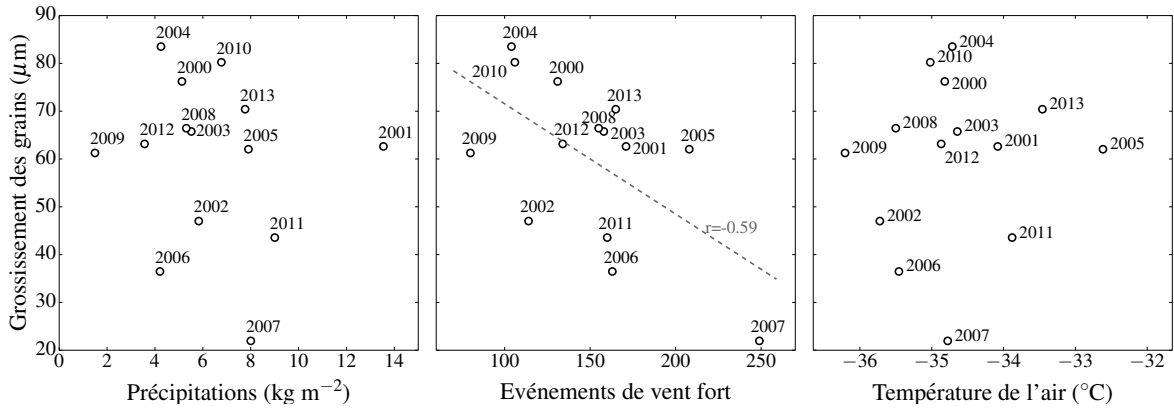


FIGURE 5.17 – Augmentation du rayon optique moyen des 6 cm de surface simulée par Crocus sur la période 1^{er} octobre-1^{er} février en fonction des précipitations, du nombre d'événements de vent $> 7 \text{ m s}^{-1}$ et de la température moyenne de l'air sur cette période.

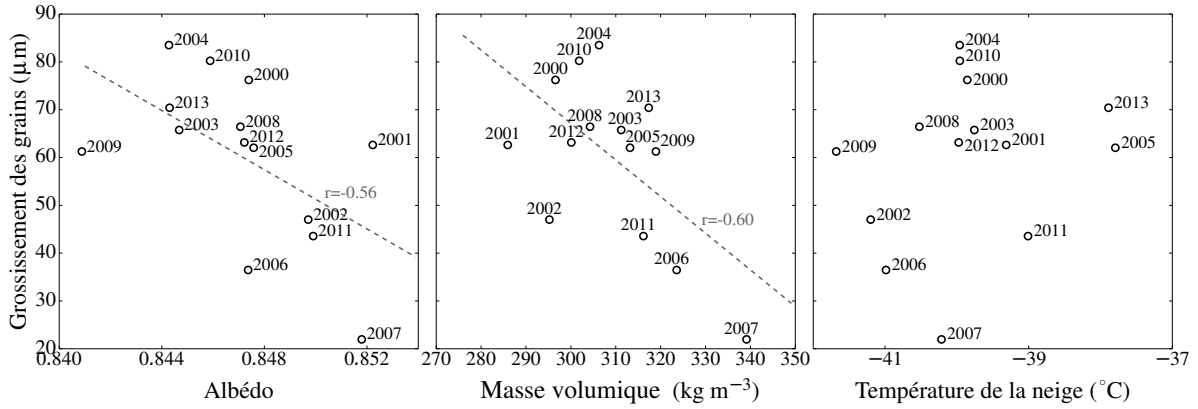


FIGURE 5.18 – Augmentation du rayon optique moyen des 6 cm de surface simulée par Crocus sur la période 1^{er} Octobre-1^{er} Février en fonction de l'albédo moyen, de la masse volumique moyenne et de la température moyenne sur 6 cm, sur cette période estivale.

ne semblent avoir que peu d'impact sur le métamorphisme estival car leur variabilité inter-annuelle, pourtant conséquente, n'est pas à l'origine de la variabilité de l'intensité du métamorphisme.

Afin de mettre en évidence les propriétés physiques du manteau qui déterminent l'intensité du métamorphisme, l'albédo moyen, la masse volumique moyenne et la température moyenne des 6 cm de surface ont été calculés pour chaque été. La Figure 5.18 montre le grossissement des grains en fonction de ces quantités moyennes.

Le métamorphisme estival est corrélé négativement et de manière significative avec l'albédo ($r = -0.56$) et la masse volumique de surface ($r = -0.60$) du manteau. La masse volumique de surface est donc probablement un facteur aussi déterminant que l'albédo pour l'intensité du cycle saisonnier de SSA sur le Plateau Antarctique. Au contraire, l'impact de la température semble moindre, alors qu'elle semble être le facteur initiateur de la rétroaction positive de l'albédo observée récemment au Groenland (*Box et al.*, 2012). La Figure 5.19 résume les boucles de rétroaction

évoquées, qui sont également mises en évidence dans l'étude de sensibilité de Crocus aux variables atmosphériques présentée dans l'Annexe E.

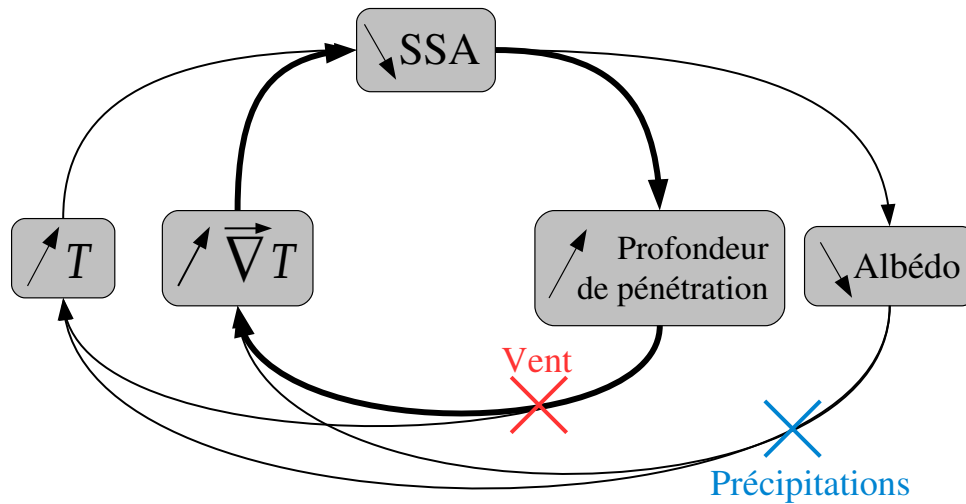


FIGURE 5.19 – Schéma illustratif des boucles de rétroaction mises en évidence. Les croix indiquent que le vent et les précipitations peuvent bloquer ces boucles de rétroaction. Les flèches larges indiquent la boucle qui semble être la plus importante à Dôme C, d'après l'analyse de la variabilité inter-annuelle du métamorphisme estival.

5.3.2.2.2 Masse volumique proche de la surface

Pour terminer, on évalue la capacité de Crocus à simuler les variations de masse volumique estimées à partir de mesures satellite (*Champollion*, 2013). Le rapport de polarisation PR_{37} (Sect. 5.2.2) est connu pour être corrélé négativement avec la masse volumique de surface, définie ici comme la masse volumique moyenne des 2.5 cm de surface. Cette masse volumique a été calculée à partir de la simulation Crocus pour mettre en évidence la variabilité saisonnière de PR_{37} observée par *Champollion* (2013) (Fig. 5.20a).

Le PR_{37} et la masse volumique simulée sont tous deux caractérisés par une forte saisonnalité, la masse volumique étant minimale en hiver. De plus, les années pour lesquelles le maximum de PR_{37} est le moins marqué (2002 et 2008) correspondent aussi à des minima de masse volumique moins marqués. Les minima de la masse volumique simulée sont cependant en léger retard (~ 1 mois) par rapport aux maxima de PR_{37} .

Afin de comprendre l'origine de cette saisonnalité dans la simulation, la Figure 5.20b montre la vitesse du vent ERA-Interim moyennée sur 6 mois. Cela met très clairement en évidence la corrélation entre intensité du vent et masse volumique de surface ($r = 0.6$). La saisonnalité des précipitations ERA-Interim est quant à elle beaucoup moins marquée que celle du vent (Fig. 5.21a).

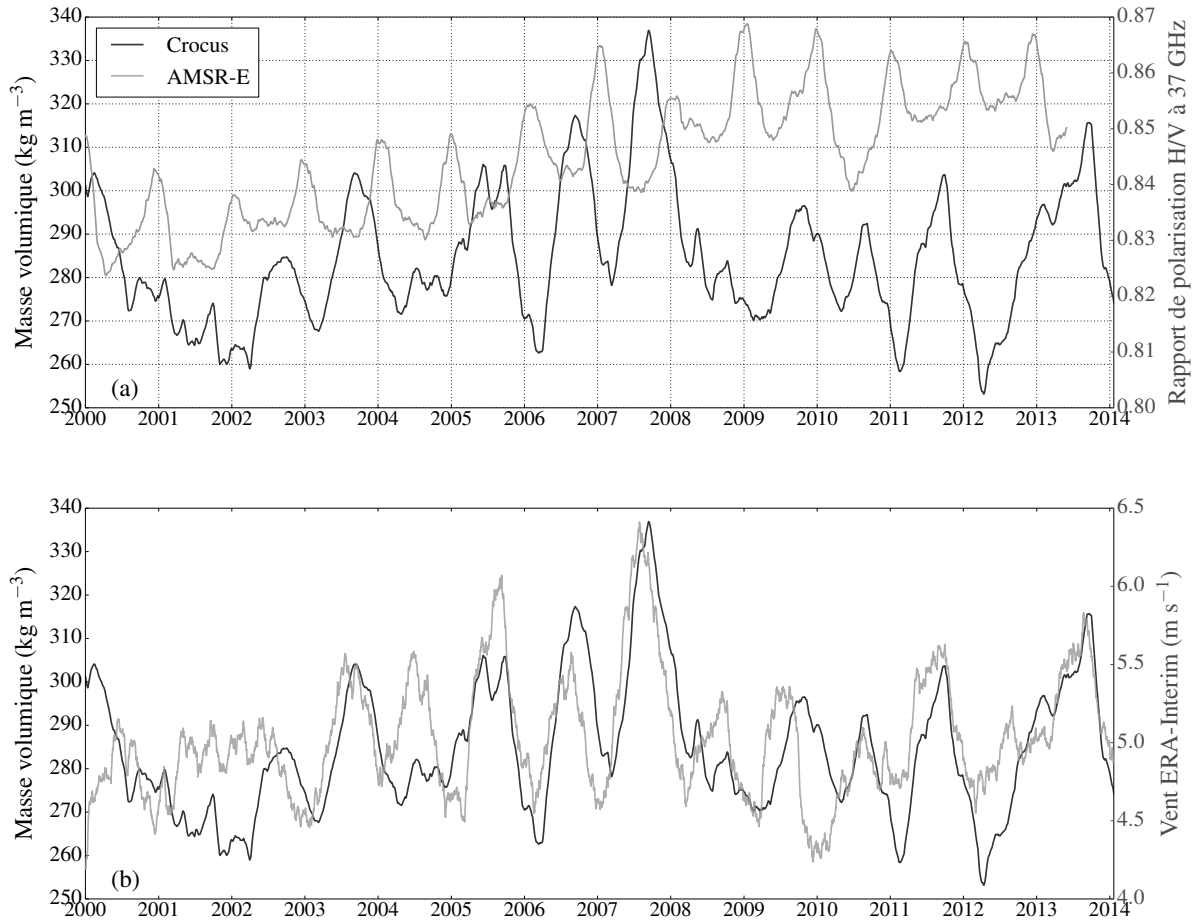


FIGURE 5.20 – (a) Variations de la moyenne sur 6 mois de la masse volumique de surface simulée (moyenne sur 2.5 cm) et du rapport de polarisation PR_{37} à Dôme C. (b) Variations de la moyenne sur 6 mois de la masse volumique de surface simulée (moyenne sur 2.5 cm) et du vent ERA-Interim à 10 m à Dôme C.

On en conclut que le cycle annuel de la masse volumique de surface est probablement la conséquence de la densification du manteau par le vent (plus intense en hiver qu'en été), plutôt que la signature d'un cycle annuel de givre de surface (dont la formation n'est pas simulée par Crocus) comme le suggérait *Champollion* (2013).

Concernant la tendance sur 2000 – 2014, l'augmentation de PR_{37} est probablement la conséquence d'une tendance à la baisse de la masse volumique de surface. Cette diminution, également observée *in situ* depuis 2010 (*Champollion*, 2013), n'est pas simulée par Crocus. La masse volumique simulée a en effet tendance à augmenter jusqu'en 2007 avant de diminuer. Pour expliquer ces tendances, les valeurs moyennes de la vitesse du vent et les précipitations cumulées ont été calculées pour chaque année (Fig. 5.21b). La vitesse moyenne annuelle du vent a augmenté de 2000 à 2007, expliquant l'augmentation de masse volumique simulée, tandis qu'après 2007 la tendance

est moins nette. Aucune tendance ne se dégage en revanche sur les précipitations annuelles.

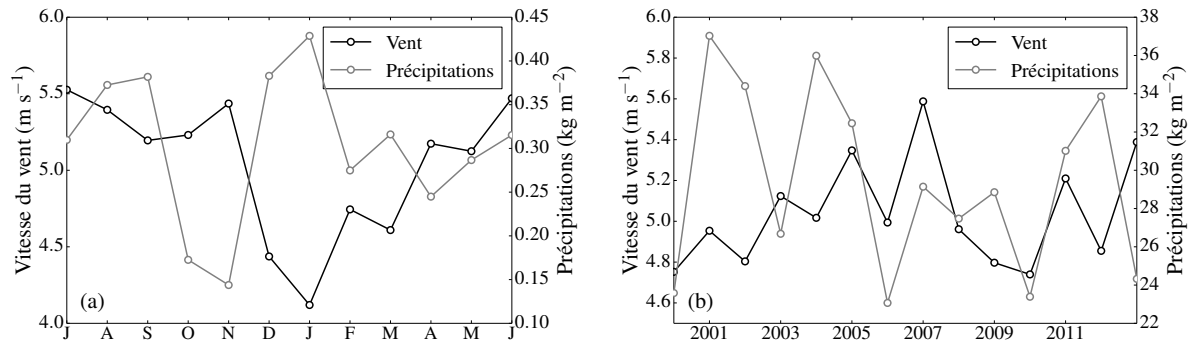


FIGURE 5.21 – (a) Moyennes mensuelles du vent et des précipitations du forçage ERA-Interim à Dôme C sur 2000 – 2014. (b) Variations de la moyenne annuelle du vent et des précipitations annuelles.

Ces résultats suggèrent que le vent est un paramètre déterminant pour l'évolution des propriétés physiques du manteau. Il est donc crucial d'utiliser un forçage atmosphérique de bonne qualité. Or les réanalyses ERA-Interim présentent des défauts à Dôme C (*Genthon et al., 2013*) ce qui pourrait expliquer les différences entre simulation et observations.

5.4 Conclusions et perspectives

Des observations terrain et satellite ont été combinées avec des simulations d'évolution du manteau neigeux à Dôme C dans le but de comprendre la variabilité temporelle de la SSA et de la masse volumique proche de la surface, et d'évaluer la capacité de Crocus à simuler cette variabilité. L'adaptation de Crocus aux conditions de Dôme C a permis de simuler de manière satisfaisante les profils moyens de SSA et de masse volumique observés. C'est donc cette version adaptée qui a été utilisée pour étudier les variations temporelles des propriétés physiques du manteau.

La décroissance estivale de la SSA de surface, résultat du métamorphisme, a été mise en évidence grâce à l'instrument AutoSolExS à partir de mesures d'albédo spectral. Une décroissance de moindre ampleur a aussi été observée jusqu'à environ 50 cm de profondeur. Ce métamorphisme estival est correctement simulé par Crocus, surtout proche de la surface. Le métamorphisme estival opère sur une période allant approximativement de début novembre à début février. En particulier, il semblerait que le premier événement conséquent de précipitation intervenant à partir du 1^{er} février marque la fin de cette période de métamorphisme intense. Ces fortes précipitations sont généralement correctement prédites par ERA-Interim, ce qui explique pourquoi Crocus reproduit si bien la fin brutale de la période estivale (Fig. 5.11).

En ce qui concerne la masse volumique, la décroissance observée sur le début de l'été 2012–2013 est mal simulée par Crocus, probablement parce qu'elle résulte d'une perte de masse du manteau liée à un flux de vapeur vers l'atmosphère, processus non simulé par le modèle.

L'utilisation de données satellite a permis d'évaluer Crocus sur la période 2000 – 2014. Bien que le cycle annuel de SSA soit globalement bien reproduit sur l'ensemble de la période, certaines années singulières sont mal simulées. Le modèle simule aussi correctement la variabilité saisonnière de la masse volumique de surface, qui est minimale durant l'été. En revanche il ne permet pas d'expliquer la tendance à la baisse sur les 15 dernières années de la masse volumique déduite du ratio de polarisation PR_{37} , sans pour autant qu'il soit possible d'incriminer Crocus ou les mesures satellite.

En nous appuyant sur les simulations Crocus et les réanalyses atmosphériques ERA-Interim utilisées pour forcer le modèle, on a pu mettre en évidence les facteurs les plus déterminants pour la variabilité temporelle de la SSA et de la masse volumique. Du suivi de la SSA de surface on a déduit que les précipitations contrôlaient les variations rapides de SSA (quelques jours). A l'échelle de la saison estivale, le vent semble jouer un rôle primordial car il contrôle la masse volumique de surface par le biais du transport de neige en particulier. L'importance de la masse volumique de surface dans le bilan thermique du manteau neigeux et son métamorphisme (Chapitre 4) semble la placer comme un paramètre critique. Dès lors, tout processus physique susceptible de la modifier peut influencer la variabilité temporelle de la SSA. C'est le cas des précipitations, qui forment des couches de faible masse volumique en surface, mais aussi potentiellement de la formation de givre de surface, de masse volumique typique $100 - 200 \text{ kg m}^{-3}$ (Champollion, 2013). J'ai d'ailleurs

observé qu'à Dôme C ce givre se formait plus facilement sur les zones de neige meubles que sur des zones de neige dense, pouvant conduire à des variations rapides et une hétérogénéité spatiale significative de la masse volumique de surface.

Les simulations présentées ont montré l'importance du forçage atmosphérique sur l'évolution du manteau à Dôme C. Cependant les précipitations et l'intensité du vent sont des variables assez mal estimées dans cette région du globe où le nombre d'observations météorologiques est très limité. Si certaines différences entre modèle et observations sont sûrement la conséquence d'une mauvaise représentation des processus physiques opérant à Dôme C, d'autres différences sont certainement dues à la qualité limitée du forçage.

Évaluer correctement le vent est donc primordial pour comprendre l'évolution du manteau à Dôme C. Cependant il est aussi important de mieux comprendre les processus de transport et de densification du manteau car ils jouent un rôle déterminant (*Scambos et al.*, 2012; *Das et al.*, 2013). *Champollion* (2013) a montré que la disparition du givre de surface était également due au vent, ce qui souligne la complexité des interactions entre vent, masse volumique de la neige et métamorphisme. C'est pourquoi le chapitre suivant vise à modéliser l'impact du vent sur les propriétés physiques du manteau à Dôme C.

Ces résultats sont très encourageants en vue d'améliorer notre compréhension de la variabilité spatio-temporelle des propriétés de la neige sur l'ensemble du Plateau Antarctique. Ces simulations représentent aussi un excellent moyen d'estimer la sensibilité de la calotte Antarctique à des changements climatiques, même si à l'échelle inter-annuelle les performances de Crocus restent incertaines. Toutefois, l'adaptation de Crocus est basée sur des observations faites à Dôme C, si bien qu'il serait nécessaire de vérifier que le modèle se comporte raisonnablement en d'autres points du Plateau avant d'entreprendre des simulations à plus grande échelle spatiale. Le cas échéant, Crocus pourrait permettre d'expliquer la variabilité spatiale de l'albédo (*Scambos et al.*, 2007), du métamorphisme estival (*Picard et al.*, 2012) ou de la masse volumique proche de la surface (*Champollion*, 2013).

CHAPITRE 6

MODÉLISATION DE LA VARIABILITÉ SPATIALE DES PROPRIÉTÉS PHYSIQUES DE LA NEIGE À DÔME C

Sommaire

6.1	Introduction (en français)	173
	Article : Modéliser l'impact du transport de neige par le vent sur la variabilité spatiale à l'échelle du décimètre des propriétés de la neige sur le Plateau Antarctique	176
6.2	Introduction (in English)	176
6.3	Field observations	179
6.3.1	Snow height measurements	179
6.3.2	Vertical profiles of density and SSA	182
6.4	Crocus simulations	183
6.4.1	Description of Crocus and meteorological forcing	183
6.4.2	Simulations adapted to Dome C conditions (1D-Ant and 1D-Ant') . . .	185
6.4.3	Multi-patch simulations (MP, MP' and MP'')	186
6.5	Results	189
6.5.1	Variability of observed snow profiles	189
6.5.2	One-dimensional simulations (1D-Std, 1D-Ant)	191
6.5.3	Multi-patch simulations (MP)	192
6.6	Discussion	198
6.6.1	Influence of snow drift on spatial variability	198
6.6.2	Simulated SSA variability	200
6.6.3	Modeling the very dense layers	201
6.7	Conclusions (in English)	201
6.8	Résumé des résultats	203
6.9	Conclusions et perspectives	204

6.1 Introduction

Les propriétés physiques de la neige à Dôme C sont caractérisées par une forte variabilité spatiale à l'échelle du mètre (*Gallet et al.*, 2011), également observée à Dome Fuji (*Takahashi and Kameda*, 2007), Vostok (*Ekaykin et al.*, 2002) et Pôle Sud (*Dang et al.*, 1997). Par conséquent, et contrairement à ce que l'on peut observer dans des sites alpins peu exposés au vent, la structure du manteau neigeux peut changer radicalement en l'espace de quelques mètres. Des mesures de masse volumique de surface sur 5 cm d'épaisseur réalisées à Dôme C en janvier 2007¹ présentent ainsi un écart-type de 65 kg m^{-3} pour une valeur moyenne de 339 kg m^{-3} sur 20 mesures effectuées à 100 m d'intervalle les unes des autres. Des profils verticaux de SSA réalisés tous les 20 m à proximité de la station Concordia en décembre 2012 sont aussi caractérisés par une forte variabilité spatiale, de l'ordre de 10 à $15 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ pour des valeurs moyennes d'environ $30 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ (Fig. 6.1).

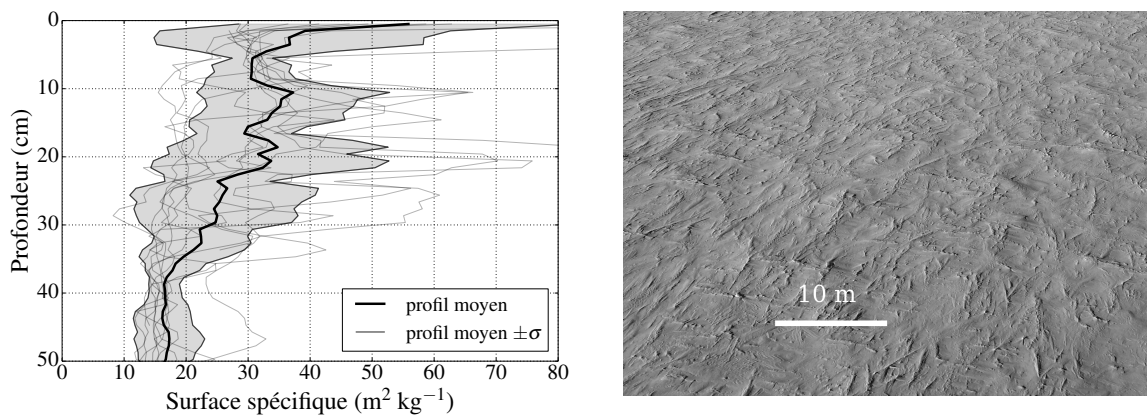


FIGURE 6.1 – (gauche) 11 profils verticaux de SSA mesurés à Dôme C le 27 Décembre 2012 avec ASSSAP. Le profil moyen et les écarts-types sont également montrés. (droite) Photo de la surface de la neige à Dôme C prise depuis le sommet de la tour américaine, qui met en valeur l'effet du vent sur la variabilité spatiale de la neige.

Cette hétérogénéité spatiale rend délicate la comparaison entre des observations et des simulations issues d'un modèle basé sur des processus unidimensionnels comme Crocus ou SNOWPACK (*Groot Zwaafink et al.*, 2013). En effet, cette variabilité ne peut pas être simulée par un tel modèle, à moins de disposer d'un forçage atmosphérique variable à l'échelle du mètre et de réaliser des simulations 2D, ce qui n'est généralement pas le cas. La variabilité spatiale des propriétés physiques de la neige est pourtant cruciale pour un grand nombre d'applications. Elle est à prendre en compte lorsqu'un profil vertical ponctuel des propriétés physiques du manteau est utilisé pour modéliser ses propriétés radiatives (*e.g.* *Brucker et al.*, 2011) ou son activité photochimique (*e.g.* *France et al.*, 2011a) à plus grande échelle. Il faut également la prendre en considération pour l'interprétation de mesures satellite qui ne donnent accès qu'à des valeurs intégrées des propriétés de la neige sur plusieurs m^2 ou km^2 (*Champollion et al.*, 2013; *Picard et al.*, 2014), ou lorsqu'un

1. Ces mesures ont été effectuées par Laurent Arnaud et Hélène Brunjail.

modèle d'évolution du manteau neigeux est évalué aux regards de mesures ponctuelles supposées représentatives d'une zone étendue (*e.g.* Dang *et al.*, 1997). Plus largement, la variabilité spatiale des propriétés physiques du manteau est cruciale pour l'interprétation des carottes de glace (Petit *et al.*, 1982), pour expliquer les propriétés du manteau en profondeur (Arnaud *et al.*, 1998) ou pour la compréhension des échanges physico-chimiques entre la neige et l'atmosphère (*e.g.* Steen-Larsen *et al.*, 2011). Elle est de plus intrinsèquement liée aux « dos de baleine » (zones de neige particulièrement dense ($\rho > 500 \text{ kg m}^{-3}$) de quelques mètres de large, régulièrement observées à Dôme C, Picard *et al.*, 2014), dont les processus de formation n'ont été que peu étudiés. **C'est pourquoi l'objectif de ce chapitre est de simuler avec Crocus la variabilité spatiale de la SSA et de la masse volumique observée à Dôme C.**

La variabilité spatiale des propriétés physiques de la neige sur le Plateau Antarctique est essentiellement la conséquence du transport de la neige par le vent (Goodwin, 1990; Courville *et al.*, 2007; Scambos *et al.*, 2012). L'impact du vent sur la morphologie de la surface est d'ailleurs très marqué à Dôme C, où les sastrugi recouvrent l'intégralité de la surface (Fig. 6.1). Bien que les vents y soient généralement faibles, les faibles taux de précipitation font que la neige peut être mobilisée un grand nombre de fois avant d'être incorporée définitivement au manteau. L'impact du transport de la neige par le vent sur la masse volumique et la SSA de la neige proche de la surface est pris en compte empiriquement et en moyenne dans Crocus, mais les transferts de matière associés et la variabilité qu'ils engendrent ne sont pas représentés par le modèle. Groot Zwaaftink *et al.* (2013) ont réalisé des simulations à Dôme C avec le modèle SNOWPACK (Bartelt and Lehning, 2002; Lehning *et al.*, 2002b), et proposé l'approche la plus aboutie (à notre connaissance) pour tenir compte de l'effet du vent à l'échelle métrique. Ils ont noté que les plus grandes variations de hauteur de neige avaient lieu lors d'épisodes de transport de neige par le vent plutôt que lors d'événements de précipitations, ces dernières étant souvent trop faibles pour donner lieu à des accumulations notables. Ainsi, dans leur simulation, les précipitations sont déposées uniquement lors d'événements de vent fort (définis comme des périodes de 100 h avec un vent moyen à 3 m supérieur à 4 m s^{-1}), et sont stockées artificiellement dans un réservoir virtuel le reste du temps. Cette approche leur a permis de mieux simuler les variations de hauteur de neige, bien que ce stockage des précipitations ne soit pas réaliste. Les auteurs ont en outre mis en avant le fait que leur représentation ne prenait pas en compte explicitement l'érosion du manteau neigeux, processus pourtant observé à Dôme C. Ces limitations expliquent en partie les difficultés qu'ils ont rencontrées à simuler correctement les profils verticaux de masse volumique et de SSA mesurés *in situ*.

Pour aller plus loin, un algorithme stochastique permettant d'éroder le manteau et de redistribuer de manière aléatoire la neige lors d'événements de transport de neige a été mis en place dans Crocus. Cet algorithme et les simulations qui en résultent sont présentés dans l'article qui suit. Afin de simuler la variabilité spatiale du manteau, nous avons réalisé des simulations en parallèle sur 50 points (appelés *patches*), forcées par les mêmes conditions météorologiques, excepté pour les

précipitations. Chaque événement de transport de neige, identifié à partir d'un seuil sur la vitesse du vent, conduit au déplacement de masse d'un *patch* à l'autre selon des lois physico-statistiques, ces *patches* n'étant pas localisés dans l'espace les uns par rapport aux autres. Cette représentation stochastique du transport de neige donne lieu à une variabilité spatiale de l'accumulation, qui elle-même génère une variabilité spatiale des propriétés physiques. En effet, un *patch* pour lequel l'accumulation est nulle sur une longue période, par exemple, verra sa surface exposée longuement aux forts gradients de température et à l'action du vent, entraînant généralement une baisse de la SSA et une augmentation de la masse volumique en surface. Au contraire, le dépôt d'une couche de neige suffisamment épaisse préserve la partie inférieure de cette couche des processus rapides d'évolution qui ont lieu à la surface, et permet de conserver plus longuement ses caractéristiques, en particulier la SSA élevée, comme observé sur le terrain.

Les paramètres du modèle stochastique ont été choisis sur la base d'observations *in situ* des événements de transport de neige identifiés à partir de photos horaires de la surface de la neige sur plusieurs années. Le modèle a ensuite été évalué au regard de mesures d'accumulation annuelle, et de la variabilité spatiale des profils de SSA et de masse volumique mesurés quotidiennement durant la campagne d'été 2012 – 2013.

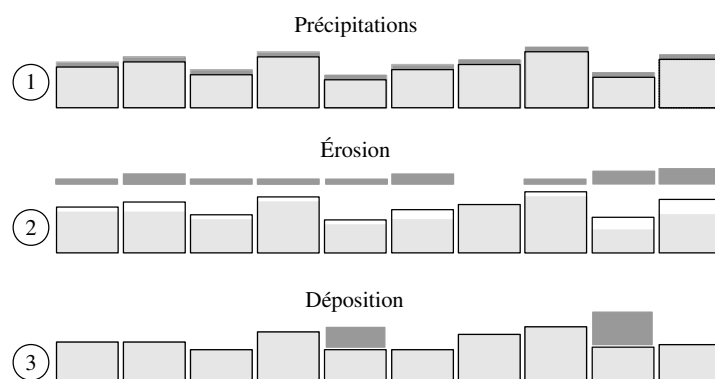


FIGURE 6.2 – Illustration de la représentation stochastique du transport de neige par le vent utilisée pour le cas d'une simulation avec 10 *patches*. (1) Les précipitations sont déposées de manière similaire sur tous les *patches*. (2) Lorsqu'un événement de transport de vent est identifié à partir de l'intensité du vent, les *patches* sont érodés en fonction de la durée et de l'intensité de l'épisode de vent, et des propriétés du manteau. (3) La neige érodée est ensuite redistribuée de manière aléatoire sur les 2 *patches* ayant la plus faible hauteur de neige.

Article : Modéliser l'impact du transport de neige par le vent sur la variabilité spatiale à l'échelle du décamètre des propriétés de la neige sur le Plateau Antarctique

Q. Libois, G. Picard, L. Arnaud, S. Morin, E. Brun (2014), Modeling the impact of snow drift on the decameter-scale variability of snow properties on the Antarctic Plateau, *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, doi : 10.1002/2014JD022361.

Abstract

The annual accumulation and the physical properties of snow close to the surface on the Antarctic Plateau are characterized by a large decameter-scale variability resulting from snow drift, that is not simulated by one-dimensional snow evolution models. Here, the detailed snowpack model Crocus was adapted to Antarctic conditions and then modified to account for this drift-induced variability using a stochastic snow redistribution scheme. For this, 50 simulations were run in parallel and were allowed to exchange snow mass according to rules driven by wind speed. These simple rules were developed and calibrated based on in situ pictures of the snow surface recorded for two years. The simulation performed with this new model shows three substantial improvements with respect to standard Crocus simulations. First, significant and rapid variations of snow height observed in hourly measurements are well reproduced, highlighting the crucial role of snow drift in snow accumulation. Second, the statistics of annual accumulation is also simulated successfully, including the years with net ablation which are as frequent as 15% in the observations and 11% in the simulation. Last, the simulated vertical profiles of snow density and specific surface area down to 50 cm depth were compared to 98 profiles measured at Dome C during the summer 2012-2013. The observed spatial variability is partly reproduced by the new model, especially close to the surface. The erosion/deposition processes explain why layers with density lower than 250 kg m^{-3} or specific surface area larger than $30 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ can be found deeper than 10 cm.

6.2 Introduction

The physical properties of surface snow influence the energy balance of the Antarctic ice sheet (*van de Berg et al.*, 2006; *Brun et al.*, 2011). They determine snow albedo (*Scambos et al.*, 2007), whose slight changes can have a large impact on the Antarctic climate (*Hansen*, 2004; *Picard et al.*, 2012). They also alter the exchanges of heat, water vapor and momentum with the atmosphere through the surface roughness (*King and Anderson*, 1994). In addition, snow properties impact the mass balance of the ice sheet because snow drift, which is responsible for snow sublimation and redistribution, depends on the cohesiveness of the surface (*Lenaerts et al.*, 2012; *Das et al.*, 2013). Accurately modeling snow properties is thus essential to estimate the contribution of Antarctica to sea-level rise (*Shepherd and Wingham*, 2007; *Eisen et al.*, 2008). However, a specificity of the Antarctic Plateau, a large area characterized by high elevation ($> 2500 \text{ m}$) and low annual

accumulation (*Arthern et al.*, 2006), is that the physical processes which influence snow characteristics there are not yet fully understood compared to other regions where accumulation is much larger (e.g. *Frezzotti et al.*, 2005; *Kameda et al.*, 2008). Understanding these processes is necessary to model climate feedbacks involving snow-atmosphere interactions (*Hall*, 2004) and to perform climate projections in a context of global warming (e.g. *Krinner et al.*, 2007). It is also of interest for paleoclimatological applications. For instance, *Raynaud et al.* (2007) and *Hutterli et al.* (2009) have investigated the correlation between the volume of air contained in ice cores and local insolation, showing that surface processes can determine the properties of firn and ice at depth (*Albert et al.*, 2004; *Fujita et al.*, 2009). The interpretation of isotopic signals also requires a quantitative understanding of the interactions between the snowpack and the atmosphere (*Fujita and Abe*, 2006; *Steen-Larsen et al.*, 2011). Moreover, the physical properties of snow impact its radiative properties, a critical point for the interpretation of remote sensing data on the Antarctic Plateau (e.g. *Jim et al.*, 2008; *Lacroix et al.*, 2009).

Snow properties on the Antarctic Plateau exhibit a high decameter-scale horizontal variability (e.g. *Gallet et al.*, 2011; *Picard et al.*, 2014). Accumulation is also highly variable in space (*Petit et al.*, 1982; *Palais et al.*, 1983) and time (*Frezzotti et al.*, 2005), even considering annual and multi-decadal averages. This variability is not only due to atmospheric variability but also results from the combined effects of snow transport by the wind (*Goodwin*, 1990) and post-depositional processes operating before snow is definitively buried (*Albert et al.*, 2004; *Courville et al.*, 2007). The role of wind has long been pointed out (*Koerner*, 1971; *Kuhn et al.*, 1977). It constantly forms sastrugi whose height often exceeds the average annual accumulation (*Gow*, 1965) and alters greatly snow properties (*Sugiyama et al.*, 2012; *Scambos et al.*, 2012). Drift events also redistribute snow through erosion and deposition processes at meter to kilometer scale (*Gallée et al.*, 2001; *Lenaerts et al.*, 2012), which generates spatial variability in accumulation.

One consequence of snow drift is that snow stratification at Dome C barely reflects a clear history of the snowpack as it is common in alpine environments for instance, and snow profiles measured a few meters of each other can show very different stratifications. Snow redistribution by the wind thus introduces white noise that alters ice core reconstructions (*Fisher et al.*, 1985), making it difficult to accurately date ice cores at yearly resolution (*Kameda et al.*, 2008). In particular, the alternation of coarse faceted crystals with wind packed layers common in Greenland, which allows counting of the individual layers up to 60 000 years at some sites (*Alley*, 1988; *Svensson et al.*, 2008), is not clearly visible on the Antarctic Plateau (*Petit et al.*, 1982; *Fujita et al.*, 2009). Since the residence time of snow close to the surface depends on the accumulation rate, the latter influences snow metamorphism (*Dang et al.*, 1997; *Hutterli et al.*, 2009). Indeed, snow that remains at the surface experiences large and varying temperature gradients (*Colbeck*, 1989a) which sustain intense water vapor transport and result in strong grain growth and other morphological changes (*Sturm and Benson*, 1997; *Albert et al.*, 2004) while snow that is rapidly buried is exposed to much lower temperature gradients and ventilation (*Albert*, 2002), yielding smaller grains.

The objective of the paper is to simulate the spatial decameter-scale variability of snow properties with a multi-layer detailed snowpack model. Only a few studies report simulations performed with such models on the Antarctic Plateau. *Dang et al.* (1997) already ran Crocus (*Brun et al.*, 1989) at South Pole and compared simulated profiles of density and visual grain size to in situ profiles. In this case, Crocus was forced with atmospheric analyses from the European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (ECMWF) and adapted to polar conditions by defining a wind-dependent density for fresh snow consistent with observed surface density. To improve the representation of snow cover in climate simulations, *Brun et al.* (1997) coupled Crocus to a global circulation model and implemented post-depositional compaction of surface snow by the wind to fit temperature profiles at South Pole. More recently, the ability of Crocus to reproduce the surface energy balance at Dome C was highlighted by comparing a 10-day simulation forced by local meteorological observations to observed temperature profiles (*Brun et al.*, 2011). However, the length of the simulation did not allow to evaluate snow metamorphism. Using a 13-year simulation, *Fréville et al.* (2014) showed that Crocus forced by ECMWF ERA-Interim reanalysis (*Dee et al.*, 2011) could simulate successfully the snow surface temperature over a large area of Antarctica. *Groot Zwaaftink et al.* (2013) investigated the impact of drift events on snow accumulation at Dome C, by comparing observed evolution of snow height to SNOWPACK (*Lehning et al.*, 2002b) simulations forced with meteorological observations. This model was adapted to the Antarctic Plateau environment, in particular by using an empirical wind-dependent density for fresh snow to account for the effect of snow compaction by the wind.

All these simulations, which assume a gradual accumulation of precipitation, proved sufficient to model the energy budget of the snowpack but did not reproduce the observed vertical variability of density and visual grain size. *Dang et al.* (1997) investigated the sensitivity of the simulated snow properties to precipitation amount, a quantity that can hardly be measured or predicted accurately on the Antarctic Plateau (*Bromwich et al.*, 2011). To this end, they simulated accumulation variability by adding white noise to the precipitation input, which produced vertical variability in the simulations, but not horizontal variability. Another step forward was made by *Groot Zwaaftink et al.* (2013), who reported that snow height variations at Dome C were often decorrelated from observed precipitation events. To account for this in SNOWPACK, they considered that snow was deposited only during wind events, which they defined as periods of 100 h with average wind speed larger than 4 m s^{-1} (measured at 3 m height). Although this representation is limited because in reality snow is deposited before to be drifted, they showed that it improved the agreement between observed and simulated snow heights. They also compared simulated profiles of density and grain size to measurements, and highlighted the difficulty to compare simulations with observations due to the high spatial variability of snow properties. They pointed out that their model did not account explicitly for erosion and deposition at the surface, while such sub-grid processes were frequent at Dome C. For instance, only snow transport can explain the years with net ablation reported by *Petit et al.* (1982) at Dome C, because sublimation is much lower than mean annual accumulation at Dome C (*Frezzotti et al.*, 2004). In short, the observed spatial variability of snow properties is

not accounted for by models based on one-dimensional concepts such as plan-parallel layers and uniform meteorological forcing.

In this paper, snow erosion and redistribution by the wind are modeled with Crocus in order to simulate the variability of annual accumulation and profiles of snow properties, with potential applications for studies dedicated to mass balance and snow physical properties. To this end, we represent snow transport with a simple statistical approach since an explicit and physically-based representation of snow transfers at the decameter-scale is virtually impossible at this time. Indeed, most simulations of snow transport in alpine terrain are performed at the scale of a few tens of meters (*Lehning and Fierz, 2008; Vionnet et al., 2014*) and higher resolution simulations are computationally very expensive (*Liston et al., 2007; Mott and Lehning, 2010*). The statistical representation is built upon a detailed analysis of drift events conducted from observations of snow height variations at Dome C. This parameterization is evaluated in the light of field observations of point scale annual accumulation and snow properties. To this end, a large number of density and specific surface area (the surface area of the ice-air interface per unit mass of snow, hereafter referred as SSA) measurements taken at high vertical and temporal resolution during the austral summer 2012 – 2013 is used. This gives for the first time a statistically representative sample of these two essential physical properties of snow (*Domine et al., 2008*) at Dome C.

6.3 Field observations

The measurements used in this study combine automatic and manual measurements of snow height, snow density and SSA, taken at Dome C close to Concordia station (75.1°S, 123.3°E, 3230 m above sea level).

6.3.1 Snow height measurements

6.3.1.1 Hourly snow height variations

Snow height was measured at high temporal resolution in one point located about 600 m West of Concordia station. A camera (Canon EOS 5D) packaged in a heated box took automatically hourly pictures of a 2 m × 2 m snow surface area with a graduated metallic stake 50 cm long in the frame (Fig. 6.3), from 10 January 2011 to 20 February 2013, with interruption due to the failure of the system not exceeding 10% of the time (*Champollion et al., 2013*). Pictures are available even during the polar night by using spot lights. Snow height at one point could thus be estimated at ± 0.5 cm through visual inspection. We checked in the pictures that the presence of the stake did not perturb the snow surface. The time series of snow height is shown in Figure 6.4a. Daily variations are sometimes large, even larger than the annual accumulation on some occasions (e.g. on 23 February 2011). A detailed analysis of the pictures showed that these large variations often corresponded to the formation or displacement of local relief such as dunes and sastrugi (*Gow, 1965*). Figure 6.5 shows an example of such formation of typical height 10 cm, formed in a few

hours. These snow height variations cannot be explained solely by precipitation and are essentially due to snow deposition and transport occurring during strong wind events.

The statistics of drift events was deduced from these observations of snow height, and used further to build the stochastic representation of erosion and deposition. In this study, we considered as ‘drift events’ the variations of snow height larger than 1 cm which occurred in less than 24 h. Such variations could hardly be due to precipitation alone because daily precipitation in ERA-Interim reanalysis was always lower than 1.5 kg m^{-2} (or approximately 1 cm assuming the density of fresh snow is about 150 kg m^{-3}) at Dome C during the period of observation (except for one event on 13 June 2012). Although ERA-Interim reanalysis tends to underestimate precipitation on the East Antarctic Plateau (*Bromwich et al.*, 2011), precipitation events larger than 1 cm of snow (which represents 10% of the mean annual accumulation) are rarely observed at Dome C. Based on snow height variations at the stake, 53 events were thus identified during the period (Fig. 6.4a). For each drift event, the difference between snow height at the end and at the beginning of the event was computed, and the distribution of snow height variations is presented in Figure 6.4b. 12 events correspond to net erosion larger than 1 cm and 19 to net accumulation larger than 1 cm. The 22 events with net variations less than 1 cm often corresponded to the passage of some relief through the field of view of the camera which essentially left the surface unaltered at the end of the event. Here, only accumulation larger than 1 cm was considered as genuine deposition.

In addition to stake height, snow movements were identified from the analysis of the whole pictures. These movements indicate that drift is occurring, even though it may not result in detectable variation of snow height at the stake. During the investigated period, 101 drift events were thus identified, including the 53 events with snow height variations reported before. According to Figure 6.4b, in 19 cases out of 101 these drift events resulted in snow deposition at the stake. Under the ergodic hypothesis, we conclude that at each drift event, significant amounts of snow are deposited over approximately 20% of the total area only.

6.3.1.2 Annual snow height variations

Annual snow height variations are measured on 50 stakes 2.5 m long installed by the GLACIOCLIM-SAMBA² (SurfAce Mass Balance of Antarctica) observatory (e.g. *Eisen et al.*, 2008). The stakes are arranged in a $1 \text{ km} \times 1 \text{ km}$ cross located 3 km South of Concordia station, with approximately 50 m between neighboring stakes. Their emergence, initially 1.6 m, was measured several times a year from 2004 to 2012. As we focused on the statistics of annual variations of snow height, only one measurement per year was selected, that closest to December 1st. This resulted in a set of 400 annual height variations, whose distribution is shown in Figure 6.6. The mean annual variation is 8.1 cm and the standard deviation is 8.8 cm. This corresponds to $28 \pm 31 \text{ kg m}^{-2} \text{ a}^{-1}$ using the method of *Takahashi and Kameda* (2007) and assuming a density of 350 kg m^{-3} at the

2. <http://www-igge.obs.ujf-grenoble.fr/ServiceObs/index.htm>

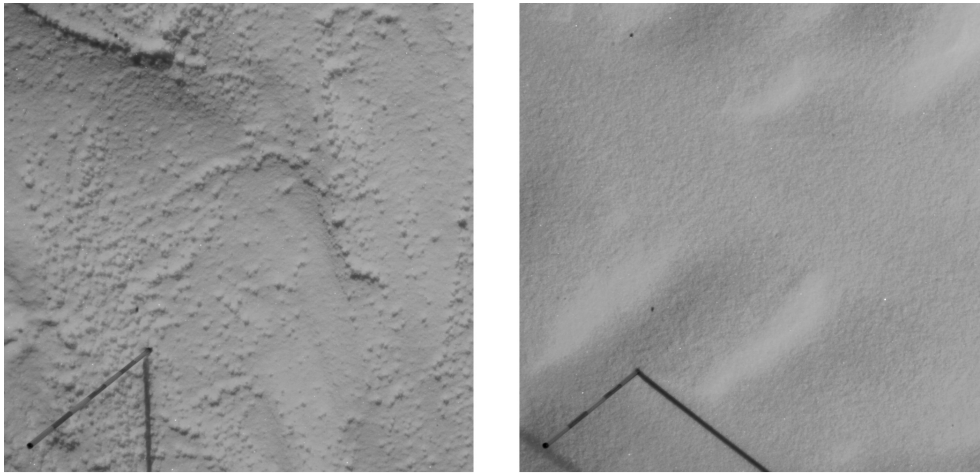


FIGURE 6.3 – These two pictures, taken at a 2 h interval, show a $0.5 \text{ m} \times 0.5 \text{ m}$ snow surface area before and during a drift event on 19 December 2011 and exhibit a 10 cm variation of snow height (the dark and clear bands on the stake are 5 cm long).

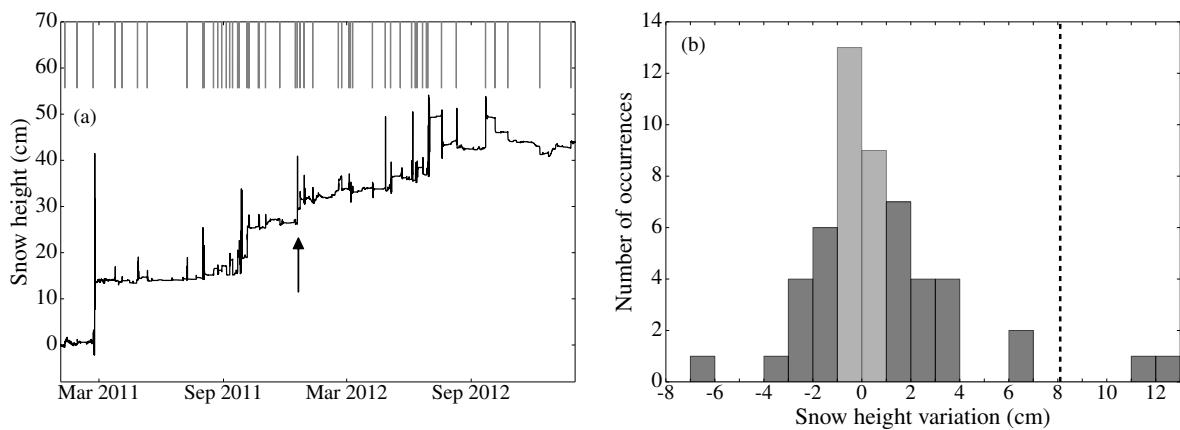


FIGURE 6.4 – (a) Hourly time series of snow height obtained from pictures of the snow surface. Vertical bars at the top highlight when drift events were detected from the snow height variations. The vertical arrow points to the drift event illustrated in Figure 6.3. (b) Distribution of snow height variations during the 53 drift events identified from pictures of the snow surface. The vertical dashed line indicates the mean annual accumulation from GLACIOCLIM stake network.

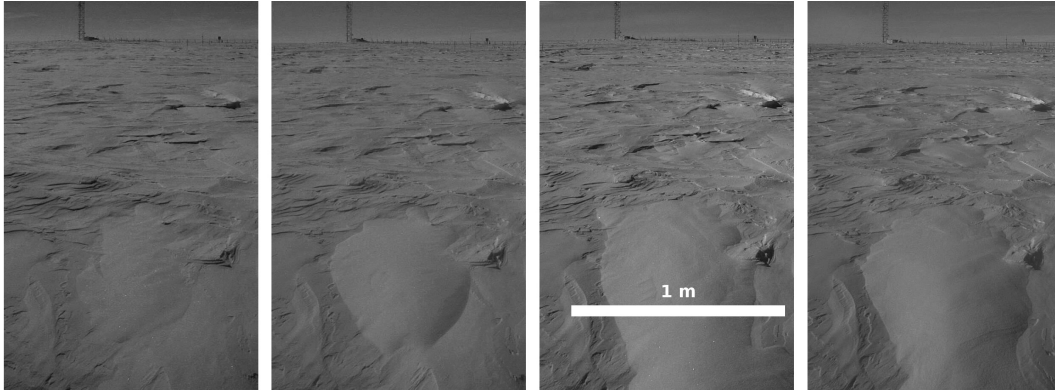


FIGURE 6.5 – A series of 4 pictures of the snow surface taken at a 1 h interval close to Concordia station on 29 November 2013, showing the formation of a thick snow patch whose thickness and horizontal extent are approximately 10 cm and 1 m².

base of the stakes. This value agrees with the annual accumulation determined by *Frezzotti et al.* (2004) from Tritium/ β level markers close to Dome C : 28.3 kg m⁻² a⁻¹. Considering individual stakes, the annual accumulation ranges from approximately -50 to 130 kg m⁻² a⁻¹. Since the mean annual snow height variation does not show any significant trend during the investigated period, the observed variability is essentially due to spatial variability of accumulation. Out of the 400 values of annual accumulation, 60 are negative, which means that net ablation from one year to another occurs as much as 15% of the time. Moreover, 82 values (21%) are lower than half the average accumulation. These statistics compare well with those reported by *Petit et al.* (1982) at Dome C and by *Kameda et al.* (2008) at Dome Fuji. The 8-year height variations were also calculated for the 50 stakes. Their standard deviation, 10.8 cm, is similar to the 1-year variability, highlighting that snow transport tends to level out the snow surface on the long term (*Kameda et al.*, 2008).

6.3.2 Vertical profiles of density and SSA

During the summer campaign 2012 – 2013, 98 collocated profiles of density and SSA were measured from 23 November 2012 to 16 January 2013 at two different sites. The first site is 600 m West of the main building of Concordia station and the second site is 500 m South East of the station. Every day during this period (except from 3 to 6 January), two profiles of density and SSA were measured, one day at the first site, the other day at the other site. All these profiles were separated by at least 5 m from each other. Vertical profiles of density were measured from the surface to 25 cm depth, at 2.5 cm vertical resolution. For this, a rectangular cutter of dimensions 2.5 × 10 × 10 cm was used. Vertical profiles of SSA at 1 cm vertical resolution were taken with the profiler ASSSAP (a light version of POSSSUM, *Arnaud et al.*, 2011), from the surface to approximately 50 cm, depending on the ability of the snow cutter to perforate hard wind packed layers. ASSSAP measures vertical profiles of reflectance at 1310 and 805 nm, from which the SSA

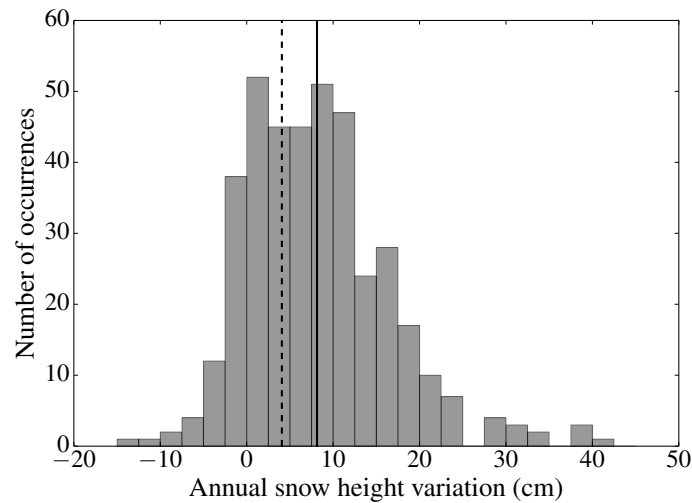


FIGURE 6.6 – Distribution of the 400 annual snow height variations measured on the network of 50 stakes from 2004 to 2012. The vertical continuous line indicates the mean height variation and the dashed line indicates half the mean variation.

is deduced using a complex algorithm (*Arnaud et al.*, 2011).

6.4 Crocus simulations

The detailed snowpack model Crocus was used to simulate snow properties at Dome C. After introducing the general features of Crocus, the various simulations performed are presented. The simulation 1D-Std uses the standard version of Crocus. The simulations 1D-Ant and 1D-Ant' use a version adapted to the meteorological conditions of Dome C. The simulations MP, MP' and MP'' are based on the multi-patch version presented here where snow can be eroded and transported from a patch to another. The characteristics of all the simulations are summarized in Table 6.1 and detailed in the following sections.

6.4.1 Description of Crocus and meteorological forcing

SURFEX/ISBA-Crocus (*Vionnet et al.*, 2012) simulates the evolution of the physical properties of a one-dimensional multi-layer snowpack given initial conditions and atmospheric forcing. It accounts for several physical processes among which : precipitation deposition, snow metamorphism, post-depositional compaction of surface snow by the wind, snow settlement and surface energy budget. The prognostic variables for snow layers relevant for this study are layer thickness, snow density, snow temperature, snow SSA and snow sphericity (*Carmagnola et al.*, 2014). As detailed in *Carmagnola et al.* (2014), three options are available for snow metamorphism in the case where SSA and sphericity are the main prognostic variables describing snow microstructure : the reformulation of the original parameterization of *Brun et al.* (1992) (called hereinafter C13),

TABLE 6.1 – Crocus simulations used in this study. The details about simulations 1D-Ant and MP are given in Sections 6.4.2 and 6.4.3.

Simulation	Characteristics
1D-Std	Standard version
1D-Ant	Version adapted to Dome C conditions
1D-Ant'	Same as 1D-Ant, precipitation deposited after drift events as defined by <i>Groot Zwaaftink et al. (2013)</i>
MP	Multi-patch version
MP'	Same as MP, SSA of drifted snow increased by $10 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$
MP''	Same as MP, rate of growth of optical radius divided by two

the semi-empirical parameterization of *Flanner and Zender (2006)* (called F06) and the parameterization based on the measurements of *Taillandier et al. (2007)* (called T07). The latter is not suited for snow on ice sheets, as pointed out by *Carmagnola et al. (2014)*, and is not used in this study. The parameterization F06 is formulated in terms of optical radius increase (*Oleson et al., 2010*). The effect of snow drift is taken into account through post-depositional compaction by the wind, that increases the density of the topmost layers of the snowpack if their driftability index S_I is positive. This index, which describes the potential for snow erosion in given wind conditions, is given by :

$$S_I = -2.868 \exp(-0.085u_5) + 1 + M_O, \quad (6.1)$$

where u_5 is the wind speed at 5 m and the mobility index, M_O , depends on snow density, snow sphericity and snow SSA (*Guyomarc'h and Mérindol, 1998; Gallée et al., 2001; Vionnet et al., 2012; Carmagnola et al., 2014*).

Crocus handles a maximum of 50 numerical layers in the present study. When precipitation occurs while the snowpack already comprises 50 layers, some internal layers are aggregated to allow a new layer to form at the surface. More generally, the aggregation scheme of Crocus automatically handles the numerical layers to account for the natural stratification of the snowpack imposed by precipitation while maintaining an accurate calculation of the temperature profile. The layers thickness dynamically evolves over time due to densification. In addition, adjacent layers can be aggregated, according to the similitude of their physical properties. A thick layer can also be split to refine the resolution of the temperature profile. The model also attempts to conform to a user-defined optimum vertical grid which minimizes layer thickness near the top of the snowpack to

better describe subsurface processes such as solar radiation penetration and heat diffusion.

For the simulations performed at Dome C, atmospheric forcings were obtained from the 3-hourly ERA-Interim 2 m air temperature and specific humidity, surface pressure, precipitation amount, wind speed at 10 m, and downward radiative fluxes. The average amount of ERA-Interim precipitation during the period is $19.8 \text{ kg m}^{-2} \text{ a}^{-1}$, which is approximately 35% lower than the average accumulation of $29 \text{ kg m}^{-2} \text{ a}^{-1}$ reported by *Frezzotti et al.* (2004) and GLACIOCLIM-SAMBA data. We thus multiplied the precipitation by 1.5, which resulted in accumulation similar to the observations because net simulated sublimation was less than $1 \text{ kg m}^{-2} \text{ a}^{-1}$. This simple multiplication is based on the observation that ERA-Interim captures relatively well precipitation occurrence (*Palermé et al.*, 2014), but fails at reproducing the measured annual accumulation on the Antarctic Plateau (*Bromwich et al.*, 2011). The atmospheric forcing from 2000 to 2010 was used 3 times consecutively after the snowpack was initialized down to 12 m with density, SSA and temperature measurements performed at Dome C (*Picard et al.*, 2014), to correctly resolve the temperature gradients. This ensured that the top 2 m at the end of this spin-up were composed of accumulated snow. The model was then run from 2000 to 2013.

6.4.2 Simulations adapted to Dome C conditions (1D-Ant and 1D-Ant')

The simulation 1D-Std was obtained with the standard version of Crocus. However, running a detailed snowpack model in a polar environment requires specific modifications compared to alpine simulations (*Dang et al.*, 1997; *Groot Zwaaftink et al.*, 2013). For simulation 1D-Ant, the properties of fresh snow, the parameterization of post-depositional snow compaction by the wind and the aggregation scheme were thus adapted as follows.

The original parameterization of fresh snow density based on temperature and wind invariably leads to a density of 50 kg m^{-3} , which is lower than any of the reported observations of surface snow density at Dome C. *Dang et al.* (1997) modified this parameterization to obtain surface snow density similar to observations. Likewise, *Groot Zwaaftink et al.* (2013) suggested a parameterization of fresh snow density depending on wind speed to fit their density measurements. These parameterizations led to densities larger than 250 kg m^{-3} because they implicitly included post-depositional compaction by the wind, a process that was not modeled. Because this process is now included in Crocus, we chose to set the density of fresh snow to 170 kg m^{-3} , which corresponds to the fifth lowest percentile of the measured surface densities at Dome C during the 2012 – 2013 campaign. This choice was based on the assumption that snow with lowest density had barely been altered by post-depositional processes.

The SSA of fresh snow was set to $100 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$, a value representative of our measurements of precipitating snow and diamond dust collected during precipitation events. This is more than the maximum SSA of fresh snow in the standard version of Crocus, $65 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$, but close to $110 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$, corresponding to an optical radius of $30 \text{ }\mu\text{m}$ mentioned by *Grenfell et al.* (1994)

for the surface snow layers at South Pole and Vostok. This is less than the $140 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ and $270 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ estimated by *Walden et al.* (2003) for respectively snow and diamond dust in winter at South Pole.

In the standard version of Crocus, the maximum snow density in near surface snow which can be attained through wind-induced densification is 350 kg m^{-3} . Higher values due to compaction by the wind are not considered. *Brun et al.* (1997, 2013) have shown that this parameterization could lead to a negative bias of simulated density. Here, we increased this value to 450 kg m^{-3} to account for observation of snow density on the Antarctic Plateau larger than 350 kg m^{-3} (e.g. *Albert et al.*, 2004).

The aggregation scheme for numerical layers was adapted to handle the low amounts of precipitation encountered at Dome C. The user-defined profile of layers thickness was modified so that the topmost 10 layers are thinner than in the standard version (the 5 topmost layers of this new profile are 2, 3, 5, 5 and 10 mm thick respectively). The minimum rate of precipitation which can form new layers was decreased by a factor 10 (down to 0.003 mm h^{-1}) and aggregation was deactivated for the top 8 layers. ERA-Interim precipitation at 3-hourly intervals was pre-processed to avoid an overwhelming number of extremely thin snow layers at the surface. When snowfall starts, snow is stored until there is a 12 h gap without precipitation or for a maximum of 24 h. All the snow stored during this period is then deposited in a single time step. Because snow metamorphism is a slow process at the temperatures prevailing at Dome C, this offset between snowfall and snow deposition does not impact the simulated snow profiles. All these modifications ensured that the stratification and singular physical properties of the top of the snowpack were preserved.

The simulation 1D-Ant' is similar to the simulation 1D-Ant except that the precipitation was pre-processed following the parameterization suggested by *Groot Zwaaftink et al.* (2013), that is snow was deposited only after drift events, defined as periods of 100 h with average wind at 3 m larger than 4 m s^{-1} .

6.4.3 Multi-patch simulations (MP, MP' and MP")

The simulation MP is based on a new parameterization, at the interface between the atmospheric forcing and the detailed snowpack model, where snow can be eroded and deposited elsewhere stochastically during drift events. Fifty parallel one-dimensional simulations were driven by the same meteorological forcing, except for the precipitation. Each simulation is referred to as a patch. The patches are not physical neighbors but an abstract representation of the spatial variability. Contrary to the explicit two-dimensional implementations of snow transport presented by e.g. *Gal-lée et al.* (2001), *Lehning and Fierz* (2008) and *Vionnet et al.* (2014), here snow mass transfers do not follow any atmospheric flow, which would be difficult to model at the scales considered here (*Liston et al.*, 2007). Nevertheless, based on the various assumptions done for the calculations, the patches must be larger than meter scale at which spatial correlation is significant (e.g. sastrugi) and smaller than the distance traveled by drifted snow during one time step of the model (900 s).

A size of about 20 m x 20 m meets these constraints and is also consistent with the interspacing of the stake network and with the horizontal extent of density and SSA measurements performed for this study, to which the simulation MP is further compared. The general workflow of the parameterization of erosion and redeposition is detailed below :

1. **Detection of drift events.** Drift events are detected in the time series of ERA-Interim wind speed. A drift event starts when wind speed at 10 m exceeds 7 m s^{-1} (*Li and Pomeroy, 1997*) and is considered finished when followed by a period of 24 h with wind less than 7 m s^{-1} . *Li and Pomeroy (1997)* derived this threshold wind speed from the distribution of the threshold wind speeds, which they defined as ‘the wind speed when snow particles just start to move’. To check this, initiation of snow transport was identified from the hourly pictures of the snow surface. The results in Figure 6.7 are similar to those obtained by *Li and Pomeroy (1997)*, which were based on winter observations in Canada. In addition, ERA-Interim wind speed was evaluated by comparing it to wind speed records measured at 9.3 m at Dome C on an instrumented tower (*Genthon et al., 2013*). During the period 1st July 2011-1st January 2012, which did not show obvious measurement errors, no major differences were noted between both time series. They were largely correlated ($r = 0.69$) and ERA-Interim showed a positive bias of 0.21 m s^{-1} , partly explained by the height of the sensor, lower than the 10 m of ERA-Interim wind speed. The detection of drift events was applied to both time series, which led to 35 and 34 drift events for the measurements and reanalysis, respectively. This suggests that ERA-Interim reanalysis, chosen because a consistent time series of atmospheric variables on a long period was needed, are appropriate to study snow drift at Dome C.
2. **Snow erosion.** The amount of snow eroded during a drift event depends on the cohesion of surface snow and the intensity of wind. For all patches, snow layers are removed from top downwards, until a non-driftable layer or the maximum amount of erosion is reached.
 - (a) The driftability index, introduced by *Guyomarc’h and Mérindol (1998)* and extended to a wider density range by *Vionnet et al. (2012)*, is computed for each layer at the end of a drift event using the maximum wind speed during the event.
 - (b) The maximum quantity of snow F that can be eroded from a patch during a time step Δt is calculated after the equation (14) of *Naaïm et al. (1998)* :

$$F = \Delta t \rho_a A (u_*^2 - u_{*t}^2), \quad (6.2)$$

where ρ_a is air density, A a coefficient depending on intergranular bonding of the snow, u_{*t} is the threshold friction velocity and u_* is the friction velocity. According to *Naaïm et al. (1998)*, we chose $\rho_a A = 7 \times 10^{-4} \text{ kg m}^{-4} \text{ s}$. u_{*t} and u_* are calculated after the parameterization of *Louis (1979)* :

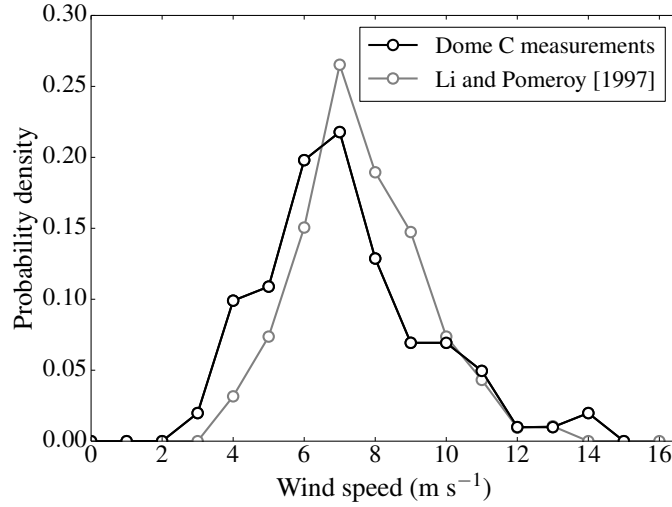


FIGURE 6.7 – The dark line shows the distribution of ERA-Interim 10 m wind speed at the beginning of each of the 101 drift events identified from the pictures of surface snow (the bin size is 1 m s^{-1}). The distribution obtained by *Li and Pomeroy* (1997) for observations in Canada (their figure 2) is shown in light gray for comparison.

$$u_*^2 = a^2 u_{10}^2 F_m \left(\frac{10}{z_0}, R_i \right), \quad (6.3)$$

where u_{10} is ERA-Interim wind speed at 10 m, a is the drag coefficient in neutral conditions and R_i the Richardson number of the boundary layer. R_i is a diagnostic output of SURFEX/ISBA-Crocus and the expressions for the stability function F_m in stable ($R_i > 0$) and unstable ($R_i < 0$) conditions are given in *Louis* (1979). Here the roughness length z_0 was set to 1 mm, as in *Brun et al.* (2011) who showed that it yielded the best fit between Crocus and observed surface temperature at Dome C. This is also the value suggested by *Lenaerts et al.* (2012) and *Groot Zwaaftink et al.* (2013). Using $z_0 = 0.1 \text{ mm}$, which is of the order of the values used by *Town et al.* (2008) and *Kuipers Munneke et al.* (2009) – 0.056 mm and 0.38 mm respectively – resulted in poorer agreement with the observed distribution of annual accumulation. It is due to the lower number of simulated drift events and smaller amount of drifted snow, which also reduced the variability in simulated SSA and density. The maximum quantity of snow removable from the snowpack during a drift event is obtained by integration along the whole event. If it is larger than 12 kg m^{-2} , the drift event is considered major and split into several consecutive events to prevent the deposition of unrealistically large layers in one step. Without this condition, layers of drifted snow thicker than 50 cm were formed, which is contradictory to observations of surface relief at Dome C (*Frezzotti et al.*, 2005).

3. **Stochastic snow redeposition.** According to the observations of Sect.6.3, snow is deposited on approximately 20% of the surface after a drift event. In the model, the amount of eroded snow is randomly partitioned and deposited on the 10 patches (20% of 50) with lowest snow height. Based on the observations that grains with higher SSA are preferentially found at the surface after wind events (*Kuhn et al.*, 1977; *Grenfell et al.*, 1994), drifted snow is deposited at the surface in 5 time steps of 15 min each, that with highest SSA deposited first, and that with lowest SSA deposited last. This also prevents the formation of too thick numerical layers at the surface, that the aggregation scheme is currently unable to split instantaneously. It takes in fact several time steps to reach the optimal layer thickness from thick layers. In the meantime, the temperature profile close to the surface is poorly resolved and the metamorphism rate is incorrect. Contrary to drifted snow, precipitation is not sorted in terms of SSA, which is not critical because it corresponds to much smaller amount of snow. Since snow compaction by the wind is already accounted for by Crocus, the density of the deposited snow is equal to the average density of all eroded snow.

The simulation MP' is the same as simulation MP, except that the SSA of drifted snow was increased by $10 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ compared to that of eroded snow. The simulation MP'' is the same as simulation MP, except that the rate of increase of optical radius was divided by two. The simulations MP, MP' and MP'' were performed only with the parameterization F06.

6.5 Results

The simulations are now analysed by comparing the profiles of density and SSA simulated with Crocus to those measured in the field, with special attention paid to the variability.

6.5.1 Variability of observed snow profiles

The 98 density profiles are shown in Figure 6.8a, along with the mean profile. The mean density increases from 260 kg m^{-3} at the surface to 330 kg m^{-3} at 25 cm which is consistent with the values reported by *Gallet et al.* (2011) and close to the average density of 280 kg m^{-3} found by *Takahashi and Kameda* (2007) for the top 10 cm of the snowpack at Dome Fuji. Density generally increases with depth as highlighted by the distributions of density at various depths (Fig. 6.8b). The standard deviation of density decreases from 52 kg m^{-3} at the surface to 37 kg m^{-3} at 25 cm depth. The profiles are characterized by a large vertical variability, with a mean standard deviation of 39 kg m^{-3} for a single profile. This characteristics was observed similarly by *Dang et al.* (1997) who pointed out the rapid succession of layers with largely varying densities in the top meter of the snowpack at South Pole.

The 98 profiles of SSA and the mean profile are shown in Figure 6.9a. SSA generally decreases with depth Fig. 6.9b, and the mean profile decreases from approximately $50 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ at the surface to $20 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ at 50 cm, as found by *Gallet et al.* (2011). This characteristic, already observed in

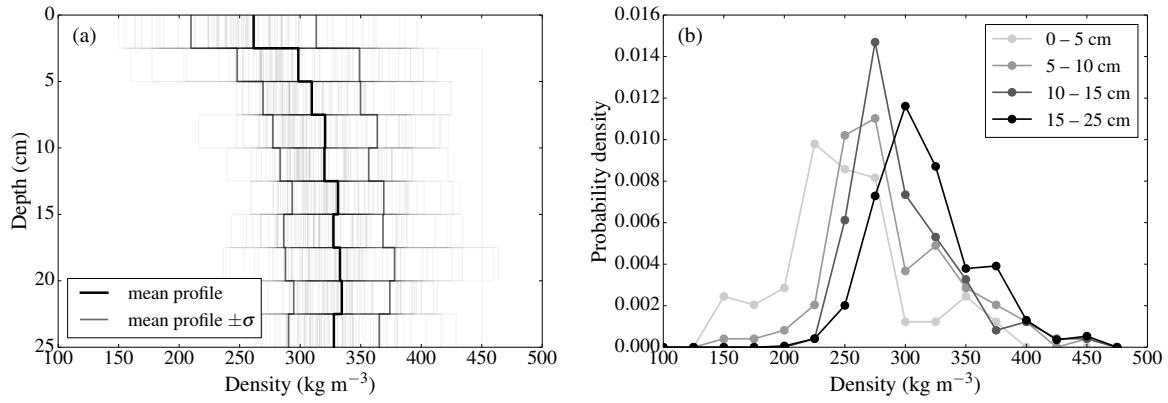


FIGURE 6.8 – (a) Profiles of density of the top 25 cm of the snowpack measured during the summer campaign 2012-2013. 98 profiles are shown, as well as the mean profile. The standard deviation of the measurements is also highlighted. (b) Distribution of measured densities for various depths (the bin size is 25 kg m^{-3}).

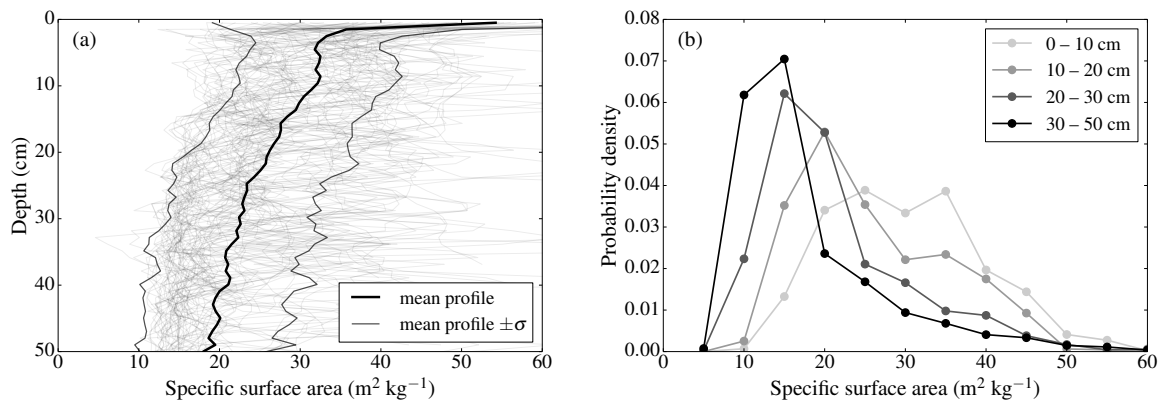


FIGURE 6.9 – (a) Profiles of SSA of the top 50 cm of the snowpack measured with ASSSAP during the summer campaign 2012-2013. 98 profiles are shown, as well as the mean profile. The standard deviation is also shown. (b) Distribution of SSA for various depths (the bin size is $5 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$).

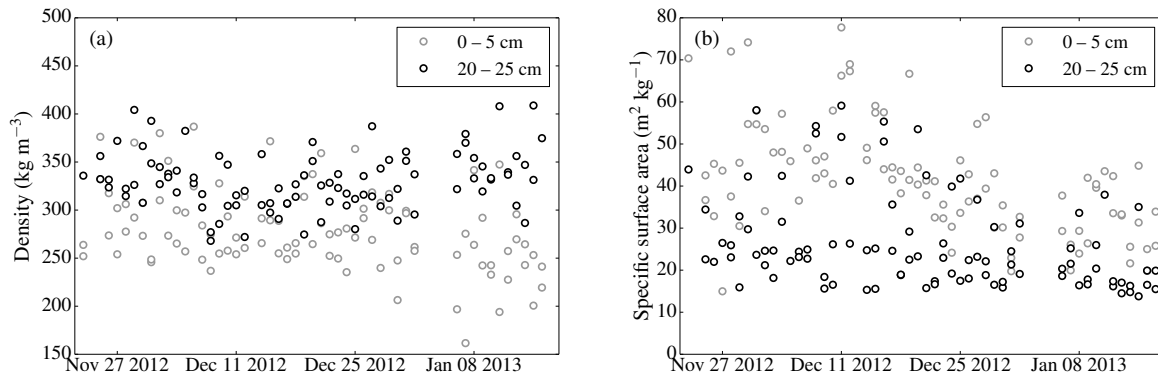


FIGURE 6.10 – Time series of measured density (a) and SSA (b) (averages in the range 0 – 5 cm and 20 – 25 cm).

Antarctica (*Gay et al.*, 2002) and Greenland (*Dadic et al.*, 2008), is expected because deeper snow is also older and has experienced more metamorphism and SSA decrease. The standard deviation of SSA also decreases with depth, from $35 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ at the surface to $8 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ at 50 cm depth.

These measurements span two months, so that the observed variability combines spatial and temporal variability. Both contributions were estimated from the time series of average density and SSA in the range 0 – 5 cm and 20 – 25 cm (Fig. 6.10). At 25 cm depth, density does not show a temporal trend and the total variability is essentially spatial. On the contrary, the density at the top of the snowpack is more dependent on weather conditions and a slight but significant decrease of $1 \text{ kg m}^{-3} \text{ d}^{-1}$ is observed during the whole period. The large dispersion of the measurements around the trend line corresponds to spatial variability. As for SSA, it clearly decreases with time close to the surface, which is the signature of summer metamorphism (*Jin et al.*, 2008; *Kuipers Munneke et al.*, 2008; *Picard et al.*, 2012), but a large spatial variability is superimposed on this temporal trend. At greater depth, SSA shows nearly no seasonal trend and the variability is, again, essentially spatial. This reinforces the need of multi-patch approaches rather than adding noise to the forcings.

6.5.2 One-dimensional simulations (1D-Std, 1D-Ant)

For the one-dimensional simulations, the simulated density and SSA profiles were averaged over the period when measurements were taken at Dome C. The average profiles obtained with the simulation 1D-Std are shown in Figure 6.11 along with the observations. The simulated density is lower than the observed one, in particular in the upper layers, with a mean bias of -57 kg m^{-3} for C13 and -63 kg m^{-3} for F06. SSA is also lower than the observations with mean bias of $-8 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ for both C13 and F06. These results highlight that the standard version of Crocus is not suitable for simulations of the vertical profiles of snow physical properties on the Antarctic Plateau.

The profiles obtained with the simulation 1D-Ant are shown in Figure 6.12. The mean density profile is much better reproduced than in simulation 1D-Std, with a mean bias of 8 kg m^{-3} for both C13 and F06 and a root mean square deviation (RMSD) of 16 kg m^{-3} for C13 and 19 kg m^{-3} for F06. The mean bias for SSA are reduced as well but remain negative, with -8 and $-4 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ for C13 and F06 respectively. The RMSD are 8 and $6 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ for C13 and F06 respectively. SSA decreases too rapidly with depth compared to the observations but F06 performs better. The vertical profile of SSA obtained with F06 exhibits alternating layers of high and low SSA (e.g. at 20 and 22 cm) and SSA decreases down to 40 cm. This stratification is the consequence of seasonal cycles. Indeed, most of the snow metamorphism in the model occurs between late October and early March. Within this 4-month period, the layer of approximately 6 cm deposited during winter is subject to large temperature and temperature gradients, sufficient to metamorphose the whole seasonal layer into low SSA snow (*Dang et al.*, 1997). Snow deposited at the end of summer and during fall is buried before the next summer and gives rise to the higher SSA layers. Surprisingly, the SSA profile obtained with C13 is different, without visible seasonal variations. Below 10 cm, snow has a nearly constant SSA of approximately $16 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$. The rate of decrease near the the surface is also too rapid, which suggests that the formulation C13, based on laboratory experiments in the case of strong temperature gradients (*Marbouty*, 1980), is not appropriate for Dome C conditions. This led us to discard this formulation in favor of F06 in the following multi-patch simulations. The hatched areas in Figure 6.12 highlight the standard deviation of the profiles simulated with F06 along the season. This represents only the temporal variability because no spatial variability can be taken into account in this simulation. Hence, the simulation greatly underestimates the variability, except for the top 2.5 cm. As for SSA, the variability in the top 8 cm is well reproduced by the simulation while below the latter shows almost no variability.

The profiles obtained with the simulation where snow is deposited only during wind events (1D-Ant') as suggested by *Groot Zwaaftink et al.* (2013) are also shown in Figure 6.12. The RMSD are 23 kg m^{-3} and $7 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ for the density and SSA profiles respectively. Accounting for drift events in this way did not improve the agreement between simulated and measured SSA profiles.

The version of Crocus adapted to Dome C conditions reproduced the observed density and SSA profiles better than the standard simulation in average and was used for the subsequent multi-patch simulations, that aim to improve the spatial variability of simulated snow properties.

6.5.3 Multi-patch simulations (MP)

The stochastic representation of erosion and deposition is first evaluated using in situ observations of drift events. The distribution of annual accumulation and the variability of the snow profiles obtained with the multi-patch simulations are then compared to the observations.

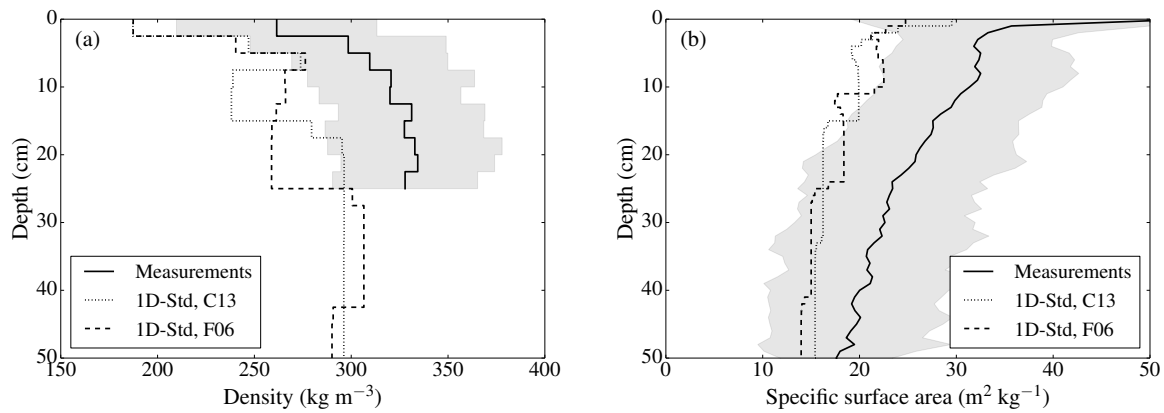


FIGURE 6.11 – Average vertical profiles of density (a) and SSA (b) obtained with simulation 1D-Std on the period 23 November 2012 – 16 January 2013 and interpolated to measurements points. The average measured profiles are also shown. The shaded areas indicate the standard deviation of the measurements.

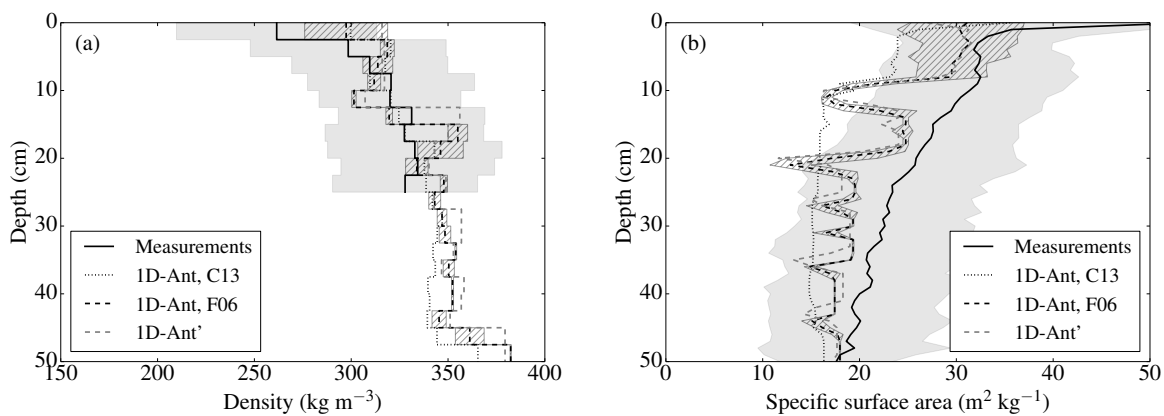


FIGURE 6.12 – Average vertical profiles of density (a) and SSA (b) obtained with simulations 1D-Ant and 1D-Ant' and interpolated to measurements points. The average measured profiles are also shown. The shaded areas indicate the standard deviation of the measurements. The hatched areas indicate the standard deviation of the simulated profiles.

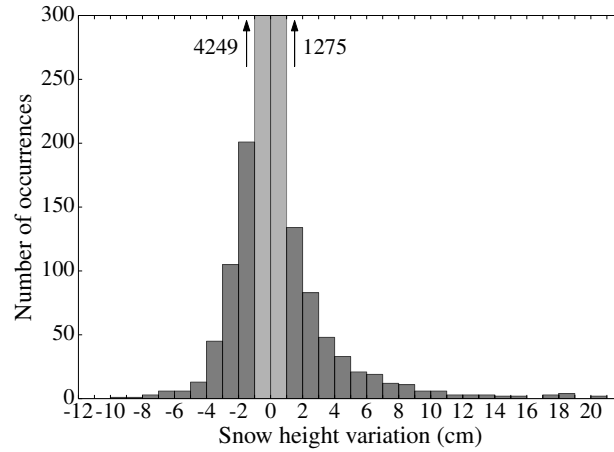


FIGURE 6.13 – Distribution of snow height variations between the beginning and the end of the drift events in simulation MP.

6.5.3.1 Evaluation of the snow drift algorithm

While 101 drift events were detected from the pictures of the snow surface, 89 were simulated in simulation MP, among which 56 are true positives (TP), 9 occurred during periods without observations, and 24 are false positives (FP). Hence there are 45 false negatives (FN) and the precision $TP/(TP+FP)$ of the algorithm is 0.7, while its recall $TP/(TP+FN)$ is 0.55 (*Liang et al.*, 2012). Given the relative simplicity of the snow drift algorithm, this is considered satisfactory. The limited accuracy of ERA-Interim wind may also contribute to this discrepancy between model and observations. Snow height variations between the beginning and the end of the events were calculated for all patches and their distribution is shown in Figure 6.13. 10% of the events resulted in net accumulation larger than 1 cm and 11% resulted in erosion larger than 1 cm. The relative proportions of erosion and deposition are thus similar to the observed proportions (Fig. 6.4b), showing that the erosion and deposition processes were modeled adequately. However the occurrence of net variations larger than 1 cm is less than in the observations. Simulated variations range from -10 to 21 cm, which is slightly broader than the observed range. A few events led to snow deposition larger than 15 cm, which was not observed. They are counterbalanced by erosion events less than 1 cm which are much more frequent than in the observations. In the model, each drift event leads to erosion while in the observations, erosion is a more continuous process sometimes difficult to identify in the pictures. This may explain the difference between model and observations.

6.5.3.2 Statistics of annual accumulation

The annual accumulations calculated on December 1st from 2004 to 2012 for the 50 patches of simulation MP were compared to the observations (Fig. 6.14). To this end, measured height variations were converted into accumulations, using a density value such that mean measured and

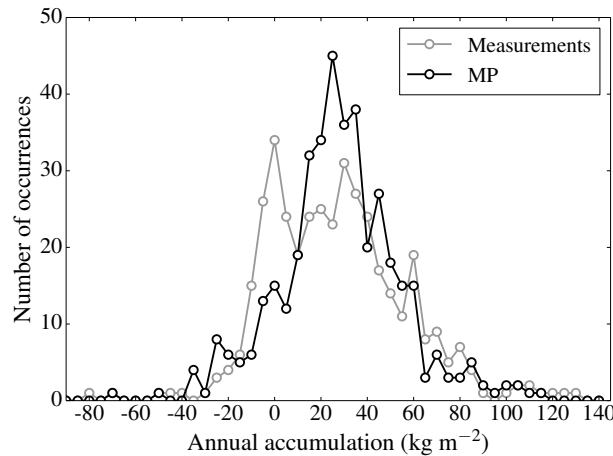


FIGURE 6.14 – Distributions of annual accumulation from 2004 to 2012, measured at Dome C and obtained from simulation MP.

simulated annual accumulations are the same. The mean simulated accumulation is 30.6 kg m^{-2} and the standard deviation is 26.3 kg m^{-2} . In the simulation, 11% of the annual accumulations are negative and 23% are lower than half the mean, which compares well with the observed 15% and 21% reported in Sect. 6.3. The observed and simulated annual accumulations range from -80 to 130 kg m^{-2} and the similarity of the distributions is very satisfactory. Annual accumulation in the simulation peaks around the mean while the distribution of observations exhibits another peak at 0 kg m^{-2} . Despite this slight difference in the shape of the distributions, the stochastic representation of snow erosion and deposition reproduces well the variability of annual accumulation, including the years with net ablation reported by *Petit et al.* (1982), which was impossible with one-dimensional simulations.

6.5.3.3 Statistics of snow physical properties

The density and SSA profiles obtained with simulation MP are now compared to the measured profiles. For a fair comparison and to mimic the experimental protocol, 2 patches (out of the 50) were chosen randomly every day from the simulation, from 23 November 2012 to 16 January 2013. The corresponding density and SSA profiles are shown in Figure 6.15, along with the average simulated and measured profiles.

With a mean bias of 18 kg m^{-3} and a RMSD of 28 kg m^{-3} , the average density profile of the top 25 cm is close to that obtained from all measurements and similar to that obtained in the simulation 1D-Ant. The standard deviation of the simulated density profiles is approximately 20 kg m^{-3} , which is less than the average observed standard variation of 42 kg m^{-3} . For a finer analysis, the distributions of simulated density at various depths are compared to the observations in Figure 6.16. These distributions are relatively similar, except for the extremes. Indeed, the low surface densities ($< 200 \text{ kg m}^{-3}$) measured in the top 5 cm are not reproduced by the model so

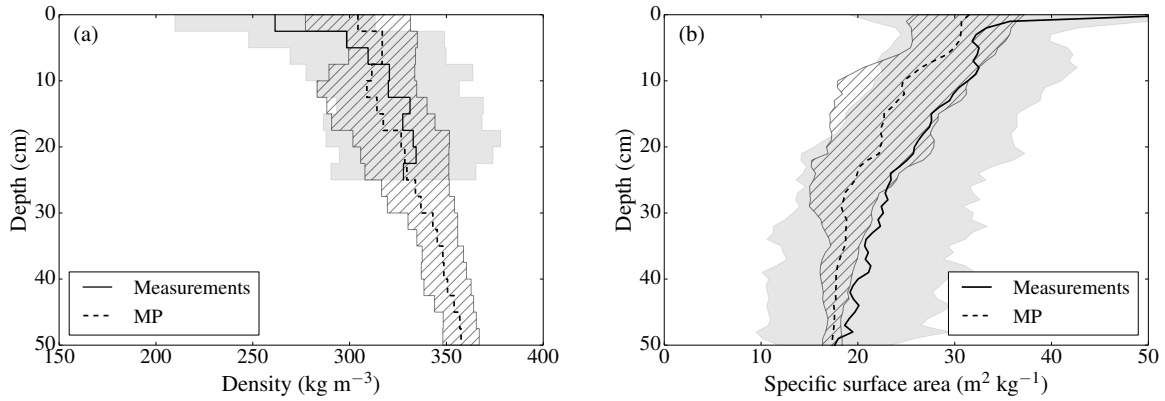


FIGURE 6.15 – Vertical profiles of density (a) and SSA (b) obtained with simulation MP and interpolated to measurements points. The average measured profiles are also shown. The shaded areas indicate the standard deviation of the measurements. The hatched areas indicate the standard deviation of the simulated profiles.

that for the top 10 cm, the maximum of the distribution is slightly greater in the model than in the observations. Deeper, density values larger than 375 kg m^{-3} are hardly reproduced either. This suggests that snow compaction by the wind is not adequately represented in Crocus and should be stochastically simulated to account for rare cases. These minor shortcomings explain the smaller standard deviation of simulated profiles compared to the observations but the improvement with respect to simulation 1D-Ant is significant.

As for SSA, with a mean bias of $-4 \text{ m}^2 \text{kg}^{-1}$ and a RMSD of $5 \text{ m}^2 \text{kg}^{-1}$, the average profile of the top 50 cm still exhibits lower values than in the measurements but is improved compared to simulation 1D-Ant. The standard deviation is maximum at the surface at $5 \text{ m}^2 \text{kg}^{-1}$ and decreases with depth down to $1 \text{ m}^2 \text{kg}^{-1}$ at 50 cm, which is less than in the observations. The distributions of simulated SSA at various depths are compared to the observations in Figure 6.17. They are in general similar and the maximum of the distribution is the same in the model and in the observations, except in the range 20 – 30 cm. However, the model is unable to reproduce SSA values larger than $40 \text{ m}^2 \text{kg}^{-1}$ at depths greater than 10 cm and underestimates the variability below 30 cm.

6.5.3.4 Simulations MP' and MP''

In simulations MP' and MP'', the SSA of drifted snow and the rate of SSA decrease, respectively, were modified with respect to simulation MP, to investigate the negative bias of the simulated SSA profiles. The SSA profiles and the distributions of SSA at various depths obtained with the simulation MP' are shown in Figure 6.18. Increasing the SSA of drifted snow by $10 \text{ m}^2 \text{kg}^{-1}$ produced a mean profile with higher SSA, thus reducing the bias to $1 \text{ m}^2 \text{kg}^{-1}$ and the RMSD to

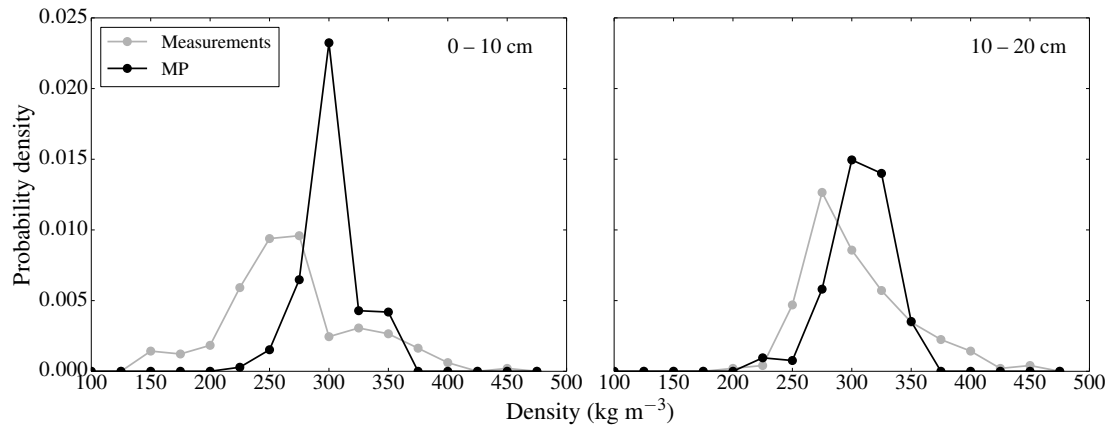


FIGURE 6.16 – Distributions of measured and simulated densities at various depths for simulation MP (the bin size is 25 kg m^{-3}).

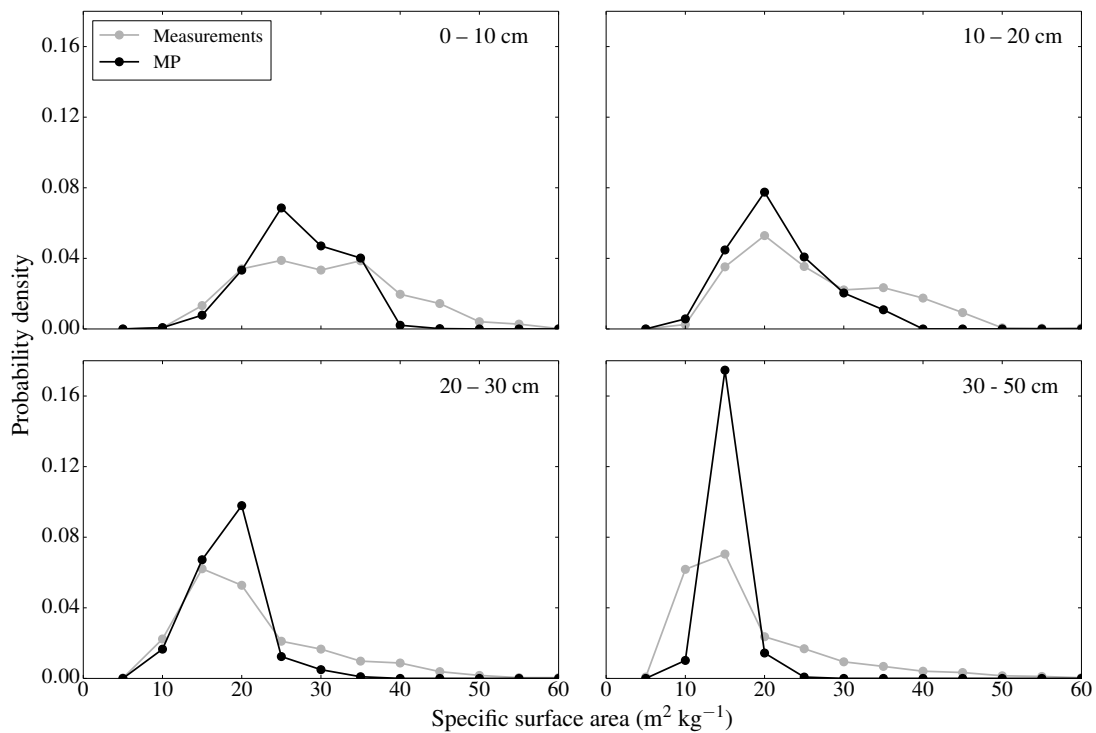


FIGURE 6.17 – Distributions of measured and simulated SSA at various depths for simulation MP (the bin size is $5 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$).

$3 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$. It also increased the variability of SSA at all depths, and more particularly in the top 20 cm, with the standard deviation reaching $8 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ at the surface. Simulation MP' is thus in better agreement with the observations than simulation MP. As for simulation MP'', the simulated SSA profiles and the distributions of SSA at various depths are shown in Figure 6.19. Dividing by two the rate of growth of optical radius produced a profile with larger SSA in good agreement with the observation, reducing the bias to $1 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ and the RMSD to $3 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$. However, it did not change the SSA variability at depth compared to simulation MP.

6.6 Discussion

From the observation of snow height variations at Dome C, we noted that snow deposition mainly occurred during drift events, as suggested by *Groot Zwaaftink et al.* (2013). A stochastic scheme of snow erosion and deposition was thus implemented in Crocus to account for the redistribution of snow during drift events and its consequences for the internal properties of the snowpack. The ability of this parameterization to reproduce the observed snow variability is now discussed and the current limits of the model are pointed out in the light of the simulations.

6.6.1 Influence of snow drift on spatial variability

The new parameterization produced variability in annual accumulation and, in turn, in snow physical properties, which was impossible with one-dimensional simulations. Despite its relative simplicity, the parameterization allowed for the first time to explain quantitatively the statistics of annual accumulation at Dome C, including the existence of local accumulation hiatus, i.e. years with net ablation, which are critical for interpretation of ice cores (*Courville et al.*, 2007). The spatial variability of snow properties at the surface was also simulated rather successfully, with a large part of the observed variability explained by the model. This shows quantitatively the interdependence between wind, accumulation and snow metamorphism, which was known only qualitatively (e.g. *Albert et al.*, 2004; *Hutterli et al.*, 2009). The parameterization is built upon a limited number of parameters. Although the latter were determined from observations at Dome C, the parameterization should be suitable for a large area of the Antarctic Plateau where accumulation is low and the influence of wind on the stratification is predominant.

In fact, snow redistribution by the wind generates differences in accumulation which in turn drive differences in SSA and density as observed in the megadunes (*Courville et al.*, 2007). Erosion and deposition impact the residence time of snow within the zone of strong temperature gradients close to the surface (*Albert et al.*, 2004; *Hutterli et al.*, 2009). The stochastic representation of snow redeposition allows the deposition of relatively thick snow layers ($\sim 10 - 20 \text{ cm}$) as observed in the field, although maximum daily precipitation at Dome C in ERA-Interim during the period of simulation was less than 3 kg m^{-2} . When a layer thicker than 10 cm is deposited during a drift event, it insulates the layers below from the large temperature gradients and the penetration of solar radiation. Layers with high SSA are thus preserved deeper into the snowpack in simulation

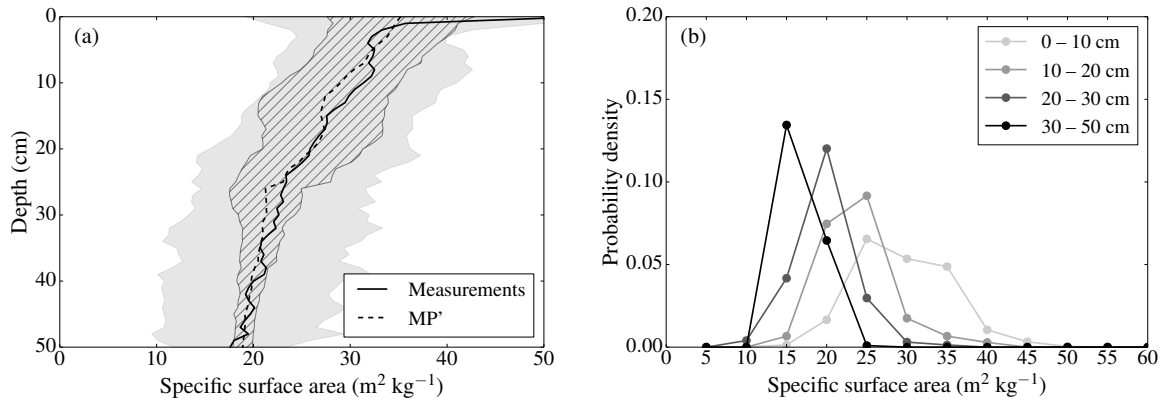


FIGURE 6.18 – (a) Same as Figure 6.15b but for simulation MP', i.e. increasing the SSA of drifted snow by 10 kg m^{-2} . (b) Distributions of simulated SSA at various depths (the bin size is $5 \text{ m}^2 \text{kg}^{-1}$).

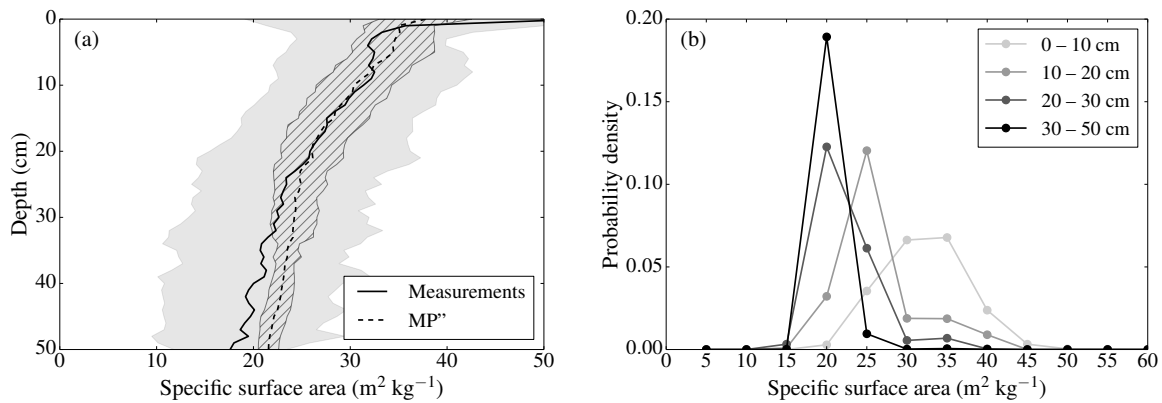


FIGURE 6.19 – (a) Same as Figure 6.15b but for simulation MP'', i.e. dividing by 2 the rate of growth of optical radius of the parameterization F06. (b) Distributions of simulated SSA at various depths (the bin size is $5 \text{ m}^2 \text{kg}^{-1}$).

MP compared to simulation 1D-Ant (Fig. 6.15b), in agreement with the observations of *Gay et al.* (2002) and *Gallet et al.* (2011) at Dome C. In simulation 1D-Ant, where small quantities of snow are deposited continuously throughout the year, the annual snow layer is almost entirely metamorphosed into grains with low SSA in summer (see Fig. 6.12b), since the simulated temperature gradients are close to 100 K m^{-1} , and exceed 300 K m^{-1} at times. This strong summer metamorphism close to the surface, that limits the advection of layers with high SSA at depth, corresponds to what *Alley et al.* (1990) observed in Greenland. Likewise, if snow remains at the surface for a long period, sometimes more than one year, it experiences intense metamorphism and is transformed into a layer with low SSA. The variability in accumulation generated by the stochastic representation thus led to variability in simulated density and SSA that was not obtained in the one-dimensional simulations.

6.6.2 Simulated SSA variability

While the variability of annual accumulation is well reproduced by simulation MP (the observed and simulated standard deviations are 33 and 26 kg m⁻² respectively), those of SSA and density are still underestimated (mean standard deviations of 3.5 and 10 m² kg⁻¹ for the SSA and 24 and 42 kg m⁻³ for density). The underestimation of SSA variability is partly due to the inability of the model to simulate high SSA layers at depth (see Fig. 6.17). Indeed, the vertical variability of SSA decreases with depth due to the aggregation of numerical layers which often results in layers larger than 10 cm beyond 30 cm. The underestimation of SSA values in simulation MP is now investigated.

First, the deposition events larger than 1 cm simulated by the model are less than in the hourly observations of snow height (they represent 58% of the observed deposition events but only 21% of the simulated ones) which is explained by the absence of processes in the model to make relief features such as sastrugi (e.g. *Gow*, 1965). In the model, only eroded snow can be randomly deposited, while our pictures of the snow surface show that snow movements are mostly due to migration of surface relief (like dune progression) rather than deposition of snow drifted from several meters at least. Large quantities of snow can thus be displaced over a short distance even with moderate winds. This process, which is not simulated by the model, may explain the differences between observed and simulated snow height variations during drift events. As a consequence, the differences in accumulation and the insulating effect of drifted snow are probably smaller in the model than in reality.

Second, the SSA of drifted snow in simulation MP is assumed equal to that of eroded snow although former studies suggest that snow drift results in higher SSA due to sublimation and breaking of the grains (e.g. *Domine et al.*, 2009). The impact of such an increase of SSA during drift events was estimated with simulation MP', in which the SSA of drifted snow was increased by 10 m² kg⁻¹ compared to that of eroded snow. This resulted in a large improvement, with average SSA profile very close to the mean observed profile, highlighting that small changes in SSA at the surface are propagated deep into the snowpack. The increase of SSA during drift events may thus explain all the negative bias obtained in simulation MP where this process was not accounted for. The standard deviation of SSA was also increased at all depths and in particular in the top 5 cm (where it increased from 5 m² kg⁻¹ in simulation MP to 6.5 m² kg⁻¹ in simulation MP') because in simulation MP' the snow surface is regularly refreshed with high SSA grains.

The underestimation of SSA in simulation MP compared to observations may also be due to the parameterization of snow metamorphism. Indeed, the simulation 1D-Ant showed that the SSA profile was sensitive to the parameterization of metamorphism (Fig. 6.12b). The presence of snow all year long implies that metamorphism operates on long time scales compared to alpine snow for which the parameterizations were developed. For instance, the parameterization F06 is based on a fit of the full model of *Flanner and Zender* (2006) on 14 days even at low temperatures where metamorphism is known to be very slow. The sensitivity of the profiles to the parameterization

F06 was estimated by dividing by two the rate of growth of optical radius (simulation MP"). This improved the overall match between average simulated and measured SSA profiles but produced too high SSA at depth and did not increase the simulated variability (Fig. 6.19). Indeed, the parameterization F06 leads to nearly constant SSA at the time scale of a few years so that SSA singularities are not conserved on the long term. This is one of the reasons why SSA variability at depth is too weak in the simulations.

6.6.3 Modeling the very dense layers

In terms of density, no simulation reproduces the extreme values and in particular the low values observed at the surface (Fig. 6.16). In a simulation similar to 1D-Ant, the density of fresh snow was set to 50 kg m^{-3} instead of 170 kg m^{-3} to estimate the impact on the density profile. This reduced the bias in the top 2.5 cm from 40 kg m^{-3} (simulation 1D-Ant) to 10 kg m^{-3} , but did not change significantly the density deeper. It also produced SSA profiles with values approximately $5 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ lower than in 1D-Ant, since temperature gradient metamorphism was amplified at low density (*Flanner and Zender, 2006*). Most measured densities lower than 200 kg m^{-3} were obtained when layers of wind blown surface hoar thicker than 2 cm were present at the surface. The formation of surface hoar, characterized by low density, is poorly known (*Gow, 1965; Champollion et al., 2013*) and is not reproduced by the model although it may have a large impact on surface snow density (*Lacroix et al., 2009; Brucker et al., 2014*). Regarding layers with high density, the stochastic approach enables layers with densities up to 350 kg m^{-3} to form when they remain at the surface for long periods, but it rarely yields density values larger than 375 kg m^{-3} , although such hard layers can form at the surface and are preserved at depth (Fig. 6.8b). These surface layers with density as high as 475 kg m^{-3} are typical features of the Antarctic Plateau (*Albert et al., 2004; Scambos et al., 2012; Picard et al., 2014*), but the processes of their formation are not entirely understood (*Kameda et al., 2008*) and not taken into account in the model. The parameterization of post-depositional snow compaction by the wind implemented in Crocus was initially adjusted to match temperature profiles at South Pole. It is thus not physically based, and was not derived from direct measurements of snow compaction which may limit its application.

6.7 Conclusions

In the light of in situ observations of snow height variations, a new parameterization of snow erosion and deposition by the wind was implemented in the model Crocus to better capture the observed spatial variability of annual accumulation, density, and SSA at Dome C. This parameterization followed a stochastic approach by allowing mass transfers among a set of 50 patches during strong wind events. This model simulated successfully the statistics of annual accumulation at Dome C (including the years with net ablation), whose variability drives the variability of snow physical properties. The simulated density and SSA profiles obtained with this parameterization were compared to an extended set of 98 shallow snow profiles taken during the summer 2012–2013.

The observed variability of snow properties at the surface were well reproduced, which highlighted the crucial role of wind as a driver of surface snow properties, even at Dome C where winds are generally weak. However, singular features such as layers with density larger than 375 kg m^{-3} near the surface and layers with SSA larger than $40 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ at depth remain out of reach of the model, emphasizing the need to better understand the physical processes operating close to the surface. In particular, the sastrugi are not represented in the model, although they influence local accumulation and erosion (*Gow, 1965*), surface roughness (*Champollion et al., 2013*) and snow albedo (*Wang and Zender, 2011*). Resolving sastrugi at the meter-scale using a three-dimensional physically-based model for snow transport by the wind would yield a more realistic representation of the snow surface. The presence of sastrugi would indeed result in spatial variability of surface wind, allowing snow transport. Such a model might help to understand the occurrence and intensity of drift events and the consequent snow height variations, as well as the formation of extremely dense snow layers. This would be however computationally too expensive for climate studies. Despite its current limits, the suggested parameterization is already promising for extended studies of surface snow evolution and surface mass balance on the Antarctic Plateau. It is also of interest for paleoclimatology studies and remote sensing applications for which the variability of snow physical properties is a large source of uncertainty.

6.8 Résumé des résultats

Le modèle stochastique proposé pour simuler l'impact du transport de neige par le vent sur les propriétés physiques du manteau dans Crocus reproduit de manière satisfaisante l'occurrence et l'intensité des événements de transport, malgré sa simplicité. Cela suggère qu'il peut être utilisé dans d'autres régions du Plateau Antarctique caractérisées par des conditions de vent et des taux d'accumulation similaires à Dôme C.

Cette prise en compte semi-explicite du transport de neige a également permis de simuler avec succès la variabilité spatiale de l'accumulation annuelle mesurée à Dôme C à partir du réseau de balises GLACIOCLIM-SAMBA³, y compris les années où l'accumulation locale est négative, appelées *hiatus* (Fig. 6.14). Ces dernières sont particulièrement importantes pour l'interprétation paléoclimatique des carottes de glace (*Petit et al.*, 1982; *Palais et al.*, 1983) car une année sans accumulation peut conduire à des erreurs de datation (*Kameda et al.*, 2008).

La variabilité spatiale de la SSA et de la masse volumique sont globalement bien reproduites, ce qui représente un progrès par rapport aux simulations 1D qui sont incapables de prendre en compte ce phénomène. On note toutefois que la variabilité est sous-estimée en profondeur (Figs. 6.16 et 6.17). Ceci est en partie la conséquence de l'agrégation des couches numériques, qui tend à homogénéiser verticalement les propriétés physiques simulées, pourtant caractérisées en surface par une variabilité verticale de l'ordre de quelques centimètres du fait du cycle annuel du métamorphisme (Chapitre 5). Les lois de métamorphisme utilisées, paramétrées à l'échelle de quelques semaines, sont aussi une source potentielle d'erreur car elles sont appliquées ici à l'échelle de plusieurs années.

Les simulations ont par ailleurs mis en valeur les limites de la représentation du processus de densification de la neige de surface par le vent. En effet, les couches de neige de masse volumique supérieure à 450 kg m^{-3} ne sont pas reproduites par les simulations, soulignant la nécessité de comprendre plus en détail la formation de ces couches particulièrement denses (*Picard et al.*, 2014).

3. <http://www-lgge.obs.ujf-grenoble.fr/ServiceObs/index.html>.

6.9 Conclusions et perspectives

Cette étude a mis en évidence à partir de simulations numériques le couplage entre vent, accumulation et propriétés physiques de la neige à Dôme C. C'est la première fois qu'une approche quantitative est utilisée pour montrer leurs interactions, bien que les processus à l'origine de la variabilité spatiale des propriétés de la neige aient souvent été évoqués qualitativement (*Albert et al.*, 2004; *Courville et al.*, 2007; *Hutterli et al.*, 2009).

La capacité du modèle à reproduire la variabilité spatiale de l'accumulation annuelle prouve qu'elle peut être estimée à partir des caractéristiques locales du vent et des précipitations, ce qui pourrait être un outil précieux afin de choisir les futurs sites de forage profonds en Antarctique (*e.g.* *Sun et al.*, 2014), pour lesquels la question de la représentativité à grande échelle est importante. Cette nouvelle représentation des processus à l'interface entre la neige et l'atmosphère peut aussi permettre de mieux comprendre les échanges de matière à cette interface, cruciaux par exemple pour l'interprétation des signaux isotopiques dans les carottes (*Steen-Larsen et al.*, 2011).

La paramétrisation proposée est relativement simple car elle se place à l'interface entre le forçage atmosphérique et le modèle Crocus. Cela donne lieu néanmoins à une incohérence entre l'occurrence des événements de transport, déterminée à partir de la vitesse du vent, et la densification du manteau par le vent (mimant l'effet du transport), qui dépend en plus des caractéristiques du manteau. En particulier, Crocus simule parfois une densification par le vent à des vitesses ne conduisant pas au transport explicite de neige. Implémenter les échanges de matière directement dans le code Crocus permettrait de s'affranchir de ce problème. Des simulations 2D incluant le transport de neige pourraient alors être réalisées (*Vionnet et al.*, 2014).

Utiliser un modèle 2D qui représente physiquement le transport de la neige par le vent à l'échelle du mètre n'a cependant de sens que si les caractéristiques du vent et du manteau sont variables dans l'espace, sans quoi aucun flux net de masse ne peut avoir lieu (*Genthon et al.*, 2007). Le forçage météorologique à Dôme C étant uniforme dans l'espace, il serait nécessaire de représenter la rugosité de surface, et en particulier les sastrugi, pour décrire de manière réaliste le champ de vitesse du vent proche de la surface et sa variabilité spatiale. Bien que certains modèles couplés neige-atmosphère aient atteint une résolution permettant la représentation explicite des sastrugi (*Mott and Lehning*, 2010), ils restent extrêmement coûteux en temps de calcul (*Liston et al.*, 2007). Cela ouvrirait pourtant une large gamme d'applications car la rugosité de surface impacte entre autres l'albédo (*Leroux and Fily*, 1998; *Wang and Zender*, 2011), les échanges d'énergie avec l'atmosphère (*As et al.*, 2005), la formation et la disparition du givre de surface (*Champollion et al.*, 2013), et l'émission micro-ondes du manteau (*Champollion*, 2013).

Toutefois, pour les applications climatiques au cœur de cette thèse, la question du coût de calcul est primordiale sachant qu'aujourd'hui Crocus est à la limite de l'acceptable, et la représentation stochastique du transport de neige proposée répond bien à ce critère.

CONCLUSION GÉNÉRALE ET PERSPECTIVES

Conclusion générale

Partant de l'objectif de simuler les propriétés de la neige sur le Plateau Antarctique avec un modèle de manteau neigeux détaillé, nous avons fait le choix d'utiliser le modèle Crocus. Des études récentes ayant montré le rôle primordial de l'absorption du rayonnement en profondeur dans le bilan d'énergie et le métamorphisme du manteau neigeux, un enjeu était de raffiner le schéma radiatif de Crocus, basé sur des expressions semi-empiriques et doté d'une faible résolution spectrale. Le nouveau schéma devait avoir une meilleure résolution spectrale et tenir compte des paramètres qui influencent fortement l'albédo sur le Plateau Antarctique : caractéristiques spectrales et géométriques du rayonnement, et propriétés physiques de la neige proche de la surface.

Pour cela, le modèle de transfert radiatif TARTES a été développé (Chapitre 2). Il permet de calculer le profil d'absorption d'énergie au sein d'un manteau dont les propriétés physiques et les caractéristiques du rayonnement incident sont connues. TARTES présente un excellent compromis entre une représentation physique de la diffusion et de l'absorption de la lumière dans la neige, et un temps de calcul raisonnable comparé à d'autres modèles traditionnellement utilisés (*e.g.* DISORT). L'une de ses spécificités est la prise en compte explicite de la forme des grains de neige qui constituent le manteau neigeux, alors que de nombreux autres modèles représentent systématiquement la neige comme un ensemble de particules sphériques. La forme est ainsi représentée par deux paramètres : le facteur d'asymétrie g et le paramètre d'amplification de l'absorption B . TARTES permet ainsi de calculer les propriétés optiques d'un manteau stratifié en fonction de ses propriétés physiques. Cependant, contrairement à la masse volumique et à la SSA qui peuvent être mesurées avec les techniques actuelles, il n'existait pas dans la littérature de valeurs de B et g recommandées pour la neige.

C'est pourquoi une méthode expérimentale a été mise en place pour déterminer le paramètre B d'un grand nombre d'échantillons de neige (Chapitre 3). Ces expériences ont montré que B variait peu d'un type de neige à l'autre et que choisir $B = 1.6 \pm 0.2$ était satisfaisant. Cette valeur est sensiblement plus grande que la valeur correspondant aux sphères : 1.25. Ainsi, l'erreur commise sur B en faisant l'hypothèse sphérique est équivalente à surestimer de plus de 20% la SSA pour la détermination de l'albédo, ou à la sous-estimer d'autant pour le calcul de la profondeur de pénétration. Si la détermination expérimentale de B a été possible, celle de g ne l'est pas dans le cadre théorique développé pour cette thèse. Pourtant il est nécessaire d'estimer g car les propriétés optiques du manteau dépendent des deux quantités. Une analyse basée sur des calculs numériques de B et g à l'aide d'un modèle de *ray tracing* a toutefois suggéré que le ratio $B/(1 - g)$ dépendait peu de la forme des grains, permettant dans TARTES d'estimer au premier ordre g à partir de B . En corollaire ceci implique que l'albédo de la neige est assez peu sensible à l'hypothèse faite sur la forme des grains. Au contraire, la profondeur de pénétration y est particulièrement sensible. Par conséquent, les profils d'irradiance au sein du manteau neigeux simulés en faisant l'hypothèse sphérique peuvent surestimer de plus de 30% la quantité de lumière disponible en profondeur. Ceci est un résultat important de cette thèse, qui est conséquent pour les questions liées à la photochimie du manteau ou à son activité photosynthétique. L'impact sur le bilan thermique du manteau neigeux et son métamorphisme a lui été étudié plus spécifiquement au Chapitre 4.

En effet, le couplage entre les propriétés optiques et thermiques du manteau a été exploré à l'aide d'outils analytiques et à l'aide de simulations numériques Crocus. Les résultats ont montré l'importance d'avoir une résolution spectrale suffisante pour simuler correctement l'absorption du rayonnement dans le manteau. Ces études ont aussi mis en avant le rôle singulier de la masse volumique proche de la surface dans le régime thermique du manteau. En effet, la masse volumique impacte à la fois la profondeur de pénétration du rayonnement et la conductivité thermique effective du manteau, si bien que dans de la neige peu dense, la lumière est absorbée plus en profondeur et est difficilement conduite vers la surface par rapport à une neige plus dense. Au contraire, l'albédo ne semble pas être aussi déterminant dans l'établissement du régime thermique du manteau, ni d'ailleurs la forme des grains de neige. De la difficulté de simuler et de mesurer la masse volumique dans les premiers centimètres du manteau, là où elle est pourtant déterminante, découle une incertitude sur la capacité de simuler correctement les profils de température et le métamorphisme qui en résulte. En particulier, des boucles de rétroaction couplant le métamorphisme du manteau et ses propriétés optiques par le biais de la masse volumique et de la SSA ont été mises en évidence, indiquant la sensibilité des simulations Crocus aux propriétés de la neige proche de la surface et à la représentation de l'absorption du rayonnement. Sur le Plateau Antarctique, ce type de rétroactions peut entraîner à l'échelle de plusieurs années des différences de SSA de plus de 30% et des différences de température de plus de 2°C entre les profils simulés avec TARTES et ceux simulés avec le schéma radiatif original de Crocus. Ces études ont par ailleurs montré que l'utilisation de TARTES permettait de reproduire plus fidèlement les profils de température et de SSA mesurés

à Dôme C, suggérant d'utiliser TARTES pour les simulations de l'évolution du manteau neigeux sur le Plateau Antarctique.

C'est donc avec le modèle Crocus doté de TARTES, et adapté aux conditions météorologiques de Dôme C, que l'évolution temporelle des propriétés physiques du manteau à Dôme C a été simulée (Chapitre 5). Au vu de l'importance de simuler correctement les caractéristiques de la neige proche de la surface, les profils simulés ont été comparés à des mesures réalisées *in situ*. La campagne de mesures de l'été 2012 – 2013 a en effet permis de collecter un grand nombre de profils de SSA et de masse volumique à haute résolution verticale sur les 50 premiers centimètres du manteau. La version adaptée de Crocus a donc été utilisée pour simuler l'évolution de la SSA et de la masse volumique sur les étés 2012 – 2013 et 2013 – 2014. Par ailleurs, l'estimation de la SSA de surface et de la profondeur de pénétration à partir de mesures optiques automatiques a permis de suivre l'évolution de ces quantités sur les mêmes périodes. Cette approche expérimentale a confirmé un cycle annuel marqué du métamorphisme à Dôme C, cycle très bien reproduit par les simulations Crocus. Ainsi, la SSA de la neige proche de la surface varie d'approximativement $80 \text{ m}^2 \text{ kg m}^{-1}$ à $30 \text{ m}^2 \text{ kg m}^{-1}$ entre début octobre et fin janvier. En particulier, à partir de début février, il suffit d'un gros événement de précipitation pour réduire notablement ce métamorphisme estival. Ces résultats sont extrêmement encourageants et permettent d'ores et déjà d'estimer les facteurs qui contrôlent l'intensité de ce cycle saisonnier. Une analyse préliminaire de la variabilité inter-annuelle du métamorphisme estival semble ainsi montrer le rôle prédominant du vent, du moins aussi important que les précipitations, dans l'évolution du manteau neigeux, attribué à son effet sur la masse volumique de surface du manteau. Cette étude a donc mis en évidence la nécessité de mieux comprendre l'impact du vent sur les propriétés de la neige sur le Plateau Antarctique.

C'est pourquoi le rôle du transport de la neige par le vent sur le Plateau Antarctique a été étudié plus en détails au Chapitre 6. Son impact sur la variabilité spatiale à l'échelle du mètre des propriétés de la neige a été simulé avec Crocus afin d'expliquer la variabilité observée dans les mesures d'accumulation et les profils de SSA et de masse volumique effectués à Dôme C. Pour cela, un module stochastique du transport de la neige a été implémenté dans Crocus, permettant l'érosion du manteau neigeux et le transport de neige lors d'événements de vent suffisamment intenses. La variabilité spatiale du manteau a été simulée en réalisant 50 simulations en parallèle, pouvant échanger de la neige lors des épisodes de transport. Cette paramétrisation a permis de reproduire avec succès la variabilité statistique de l'accumulation annuelle ainsi que les variations rapides de hauteur de neige observées à Dôme C à partir de photographies horaires de la surface. Elle a également permis d'expliquer une part de la variabilité de la SSA et de la masse volumique, surtout proche de la surface. Cette étude a cependant soulevé les limites des lois de métamorphisme et de densification de la neige par le vent implémentées dans Crocus. En effet, la décroissance de la SSA est estimée dans Crocus à partir de mesures réalisées dans des conditions et sur des échelles de temps bien différentes de celles qui prévalent à Dôme C, ce qui peut poser problème pour des simulations sur plusieurs années comme celles réalisées. C'est un point qui reste à améliorer.

D'autre part, le modèle ne parvient pas à simuler la formation de couches de forte masse volumique ($> 400 \text{ kg m}^{-3}$) en surface, pourtant régulièrement observées sur le Plateau Antarctique. Ceci suggère de nouveau que la représentation de l'effet du vent sur le manteau dans Crocus n'est pas adéquate. Cependant cette évaluation de Crocus se base sur des observations faites à Dôme C et sa pertinence pour d'autres régions du Plateau Antarctique reste à prouver.

Perspectives

Ces travaux de thèse, en plus d'apporter des réponses aux objectifs que nous nous étions donnés, ont mis en évidence le rôle critique du vent sur l'évolution de la neige sur le Plateau Antarctique. Parce qu'il contribue à modifier la masse volumique et la SSA proche de la surface, le transport de neige par le vent a en effet un impact notable sur les caractéristiques du manteau. Pourtant ces dernières années, c'est principalement pour sa contribution au bilan de masse de la calotte que le vent a été mis en avant (*Lenaerts et al.*, 2012; *Das et al.*, 2013), et peu d'études ont été consacrées à son impact sur les propriétés physiques du manteau. Il apparaît donc primordial que de telles études soient menées *in situ*. Ainsi, une analyse détaillée de la corrélation entre la masse volumique et la SSA de surface d'une part, et l'occurrence et l'intensité des épisodes de transport d'autre part, paraît essentielle. Elle permettrait d'améliorer les modèles de manteau neigeux détaillés, pour lesquels la représentation de l'impact du vent est souvent empirique et qui ne sont par exemple pas capables d'expliquer la formation des « dos de baleines » (*Picard et al.*, 2014). C'est donc probablement en améliorant la représentation du transport de neige par le vent dans ces modèles qu'ils seront le plus aptes à simuler correctement le manteau neigeux antarctique et son évolution.

Cette nécessité de mieux comprendre les interactions entre l'atmosphère et le manteau neigeux va également de pair avec l'importance de réaliser des simulations climatiques sur le continent Antarctique et le besoin d'estimer de manière réaliste la réponse du continent aux changements climatiques (*Collins et al.*, 2013). En particulier, les rétroactions climatiques à l'œuvre sur le Plateau Antarctique semblent être étroitement liées aux caractéristiques des premiers centimètres du manteau et à l'absorption en profondeur du rayonnement solaire. Par conséquent, les modèles représentant la neige comme une surface caractérisée uniquement par son albédo ne peuvent pas simuler correctement l'évolution du manteau antarctique. En particulier, la rétroaction positive liée à la baisse de l'albédo, déjà observée au Groenland en conséquence de l'élévation de température (*Box et al.*, 2012), peut difficilement être simulée sur le Plateau Antarctique sans prendre en compte la pénétration du rayonnement solaire, car dans cette région l'intensification du métamorphisme n'est pas uniquement la conséquence d'une augmentation de température. Afin de réaliser des simulations climatiques réalistes sur le continent Antarctique, il est donc essentiel d'utiliser une représentation multi-couches de la neige qui la décrive en terme de masse volumique et de SSA, ne serait-ce que grossièrement et sur un nombre très limité de couches.

De telles études climatiques à grande échelle soulèvent également la question de la validation. Dans notre cas, la pertinence d'utiliser le modèle Crocus adapté à Dôme C à une région plus étendue est discutable. En effet, la situation topographique de Dôme C en fait un lieu singulier où le vent est modéré tout au long de l'année. Étendre les paramétrisations développées dans cette thèse à des régions balayées par des vents catabatiques doit par exemple faire l'objet d'attention. C'est pourtant dans ces zones que l'impact du vent est le plus important. Il serait ainsi pertinent d'appliquer une validation terrain similaire à celle présentée pour Dôme C, à d'autres sites bien différents. Cela nécessiterait l'installation d'instruments permettant le suivi de la SSA et de la masse volumique en continu comme ceux développés au LGGE, qui ne sont pour le moment pas standards.

Finalement, si le réchauffement de l'Antarctique de l'Ouest et de la Péninsule semble irrémédiablement conduire à une perte de masse de la calotte dans ces régions (*Vaughan et al.*, 2013; *McMillan et al.*, 2014), la compréhension actuelle des processus déterminants sur le Plateau Antarctique, qui représente la plus grande partie du continent en terme de surface, ne permet pas d'évaluer facilement sa réponse aux changements climatiques. Si une augmentation de la température de l'air conduira très probablement à une augmentation des précipitations sur l'ensemble du continent (*Uotila et al.*, 2007; *Winkelmann et al.*, 2012; *Ligtenberg et al.*, 2013), l'évolution du vent proche de la surface peut elle aussi jouer un rôle important. Une étude récente de *Bintanja et al.* (2014) montre que la vitesse du vent à 10 m est susceptible de diminuer sur le prochain siècle en réponse au réchauffement de la surface, bien que cette tendance ne soit pas aussi significative que celle prédite pour les précipitations. Une baisse de l'intensité du vent pourrait contribuer à diminuer la masse volumique de surface et donc à augmenter la température et le métamorphisme du manteau, suffisamment pour contrebalancer l'effet des précipitations qui tendent à inhiber le métamorphisme du manteau (*Picard et al.*, 2012). Ceci pourrait aussi renforcer la sensibilité de la rétroaction liée à l'albédo. Cela montre l'importance de simuler correctement l'intrication des processus liés aux précipitations et au vent, pour des conditions météorologiques et topographiques variées et dans les conditions actuelles, avant d'étendre les simulations dans le futur. Un moyen d'estimer la qualité des simulations serait d'évaluer leur capacité à reproduire correctement la masse volumique de surface et à en expliquer la variabilité spatiale sur l'ensemble du continent (*Champollion*, 2013). De même, la variabilité spatiale de la taille de grain observée sur la calotte Antarctique (?) est probablement la conséquence d'une variabilité spatiale de l'accumulation et du vent. Parvenir à reproduire cette variabilité serait certainement un gage de qualité des simulations et permettrait de les étendre à des projections climatiques.

BIBLIOGRAPHIE

- Abermann, J., C. Kinnard, and S. MacDonell (2014), Albedo variations and the impact of clouds on glaciers in the Chilean semi-arid Andes, *Journal of Glaciology*, 60(219), 183–191, doi :10.3189/2014JoG13J094.
- Albert, M., C. Shuman, Z. Courville, R. Bauer, M. Fahnestock, and T. Scambos (2004), Extreme firn metamorphism : impact of decades of vapor transport on near-surface firn at a low-accumulation glazed site on the East Antarctic plateau, *Annals of Glaciology*, 39(1), 73–78, doi :10.3189/172756404781814041.
- Albert, M. R. (2002), Effects of snow and firn ventilation on sublimation rates, *Annals of Glaciology*, 35(1), 52–56.
- Alley, R. B. (1988), Concerning the deposition and diagenesis of strata in polar firn, *Journal of Glaciology*, 34, 283–290.
- Alley, R. B., E. S. Saltzman, K. M. Cuffey, and J. J. Fitzpatrick (1990), Summertime formation of depth hoar in central Greenland, *Geophysical Research Letters*, 17(13), 2393–2396, doi : 10.1029/GL017i013p02393.
- Anderson, E. A. (1976), A point of energy and mass balance model of snow cover, *NOAA Tech. Rep. NWS*, 19, 1–150.
- Aoki, T., T. Aoki, M. Fukabori, A. Hachikubo, Y. Tachibana, and F. Nishio (2000), Effects of snow physical parameters on spectral albedo and bidirectional reflectance of snow surface, *Journal of Geophysical Research*, 105(D8), PP. 10,219–10,236, doi :200010.1029/1999JD901122.
- Aoki, T., K. Kuchiki, M. Niwano, Y. Kodama, M. Hosaka, and T. Tanaka (2011), Physically based snow albedo model for calculating broadband albedos and the solar heating profile in snowpack for general circulation models, *Journal of Geophysical Research*, 116, 22 PP., doi : 201110.1029/2010JD015507.

- Aristidi, E., et al. (2005), An analysis of temperatures and wind speeds above Dome C, Antarctica, *Astronomy and Astrophysics*, *430*(2), 739–746, doi :10.1051/0004-6361:20041876.
- Arnaud, L., V. Lipenkov, J.-M. Barnola, M. Gay, and P. Duval (1998), Modelling of the densification of polar firn : characterization of the snow-firn transition, *Annals of Glaciology*, *26*, 39–44.
- Arnaud, L., G. Picard, N. Champollion, F. Domine, J. Gallet, E. Lefebvre, M. Fily, and J. Barnola (2011), Measurement of vertical profiles of snow specific surface area with a 1 cm resolution using infrared reflectance : instrument description and validation, *Journal of Glaciology*, *57*(201), 17–29, doi :10.3189/002214311795306664.
- Arrigo, K. R., et al. (2012), Massive phytoplankton blooms under arctic sea ice, *Science*, *336*(6087), 1408–1408, doi :10.1126/science.1215065.
- Arthern, R. J., D. P. Winebrenner, and D. G. Vaughan (2006), Antarctic snow accumulation mapped using polarization of 4.3-cm wavelength microwave emission, *Journal of Geophysical Research*, *111*(D6), doi :10.1029/2004JD005667.
- As, D. v., M. v. d. Broeke, C. Reijmer, and R. v. d. Wal (2005), The summer surface energy balance of the high antarctic plateau, *Boundary-Layer Meteorology*, *115*(2), 289–317, doi :10.1007/s10546-004-4631-1.
- Augustin, L., et al. (2004), Eight glacial cycles from an antarctic ice core, *Nature*, *429*(6992), 623–628, doi :10.1038/nature02599.
- Banninger, D., C. S. Bourgeois, M. Matzl, and M. Schneebeli (2008), Reflectance modeling for real snow structures using a beam tracing model, *Sensors*, *8*(5), 3482–3496, doi :10.3390/s8053482.
- Barkey, B., M. Bailey, K.-N. Liou, and J. Hallett (2002), Light-scattering properties of plate and column ice crystals generated in a laboratory cold chamber, *Applied Optics*, *41*(27), 5792–5796, doi :10.1364/AO.41.005792.
- Barkstrom, B. R. (1972), Some effects of multiple scattering on the distribution of solar radiation in snow and ice, *Journal of Glaciology*, *11*, 357–368.
- Bartelt, P., and M. Lehning (2002), A physical SNOWPACK model for the swiss avalanche warning, *Cold Regions Science and Technology*, *35*(3), 123–145, doi :10.1016/S0165-232X(02)00074-5.
- Beaglehole, D., B. Ramanathan, and J. Rumberg (1998), The UV to IR transmittance of antarctic snow, *Journal of Geophysical Research*, *103*(D8), 8849, doi :10.1029/97JD03604.
- Beckmann, W., R. Lacmann, and A. Bierfreund (1983), Growth rates and habits of ice crystals grown from the vapor phase, *The Journal of Physical Chemistry*, *87*(21), 4142–4146, doi :10.1021/j100244a032.

- Berger, A. (1988), Milankovitch theory and climate, *Reviews of Geophysics*, 26(4), 624, doi : 10.1029/RG026i004p00624.
- Bintanja, R., C. Severijns, R. Haarsma, and W. Hazeleger (2014), The future of Antarctica's surface winds simulated by a high-resolution global climate model : 1. model description and validation : THE FUTURE OF Antarctica's SURFACE WINDS, *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 119(12), 7136–7159, doi :10.1002/2013JD020847.
- Boé, J., A. Hall, and X. Qu (2009), September sea-ice cover in the arctic ocean projected to vanish by 2100, *Nature Geoscience*, 2(5), 341–343, doi :10.1038/ngeo467.
- Bohren, C. F. (1983), Colors of snow, frozen waterfalls, and icebergs, *Journal of the Optical Society of America*, 73(12), 1646–1652, doi :10.1364/JOSA.73.001646.
- Bohren, C. F. (1986), Applicability of effective-medium theories to problems of scattering and absorption by nonhomogeneous atmospheric particles, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 43(5), 468–475, doi :10.1175/1520-0469(1986)043<0468:AOEMTT>2.0.CO;2.
- Bohren, C. F. (1987), Multiple scattering of light and some of its observable consequences, *American Journal of Physics*, 55, 524–533.
- Bohren, C. F., and B. R. Barkstrom (1974), Theory of the optical properties of snow, *Journal of Geophysical Research*, 79(30), 4527–4535, doi :10.1029/JC079i030p04527.
- Bohren, C. F., and R. L. Beschta (1979), Snowpack albedo and snow density, *Cold Regions Science and Technology*, 1(1), 47–50, doi :10.1016/0165-232X(79)90018-1.
- Bohren, C. F., and T. J. Nevitt (1983), Absorption by a sphere : a simple approximation, *Applied Optics*, 22(6), 774, doi :10.1364/AO.22.000774.
- Bond, T. C., and R. W. Bergstrom (2006), Light absorption by carbonaceous particles : An investigative review, *Aerosol Science and Technology*, 40(1), 27–67, doi :10.1080/02786820500421521.
- Bond, T. C., et al. (2013), Bounding the role of black carbon in the climate system : A scientific assessment : BLACK CARBON IN THE CLIMATE SYSTEM, *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 118(11), 5380–5552, doi :10.1002/jgrd.50171.
- Box, J. E., X. Fettweis, J. C. Stroeve, M. Tedesco, D. K. Hall, and K. Steffen (2012), Greenland ice sheet albedo feedback : thermodynamics and atmospheric drivers, *The Cryosphere*, 6(4), 821–839, doi :10.5194/tc-6-821-2012.
- Brandt, R. E., and S. G. Warren (1993), Solar-heating rates and temperature profiles in Antarctic snow and ice, *Journal of Glaciology*, 39, 99–110.
- Brandt, R. E., and S. G. Warren (1997), Temperature measurements and heat transfer in near-surface snow at the South Pole, *Journal of Glaciology*, 43, 339–351.

- Brandt, R. E., S. G. Warren, and A. D. Clarke (2011), A controlled snowmaking experiment testing the relation between black carbon content and reduction of snow albedo, *Journal of Geophysical Research*, *116*(D8), doi :10.1029/2010JD015330.
- Brillouin, L. (1949), The scattering cross section of spheres for electromagnetic waves, *Journal of Applied Physics*, *20*(11), 1110, doi :10.1063/1.1698280.
- Bromwich, D. H., J. P. Nicolas, and A. J. Monaghan (2011), An assessment of precipitation changes over Antarctica and the southern ocean since 1989 in contemporary global reanalyses, *Journal of Climate*, *24*(16), 4189–4209, doi :10.1175/2011JCLI4074.1.
- Brown, R. H., and D. L. Matson (1987), Thermal effects of insolation propagation into the regoliths of airless bodies, *Icarus*, *72*(1), 84–94, doi :10.1016/0019-1035(87)90122-9.
- Brucker, L., G. Picard, L. Arnaud, J.-M. Barnola, M. Schneebeli, H. Brunjail, E. Lefebvre, and M. Fily (2011), Modeling time series of microwave brightness temperature at Dome C, Antarctica, using vertically resolved snow temperature and microstructure measurements, *Journal of Glaciology*, *57*(201), 171–182, doi :10.3189/002214311795306736.
- Brucker, L., E. P. Dinnat, G. Picard, and N. Champollion (2014), Effect of snow surface metamorphism on aquarius l-band radiometer observations at Dome C, Antarctica, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, *52*(11), 7408–7417, doi :10.1109/TGRS.2014.2312102.
- Brun, E., E. Martin, V. Simon, C. Gendre, and C. Coléou (1989), An energy and mass model of snow cover suitable for operational avalanche forecasting, *Journal of Glaciology*, *35*, 333–342.
- Brun, E., P. David, M. Sudul, and G. Brunot (1992), A numerical model to simulate snow-cover stratigraphy for operational avalanche forecasting, *Journal of Glaciology*, *38*, 13–22.
- Brun, E., E. Martin, and V. Spiridonov (1997), Coupling a multi-layered snow model with a GCM, *Annals of Glaciology*, *25*, 66–72.
- Brun, E., et al. (2011), Snow/atmosphere coupled simulation at Dome C, Antarctica, *Journal of Glaciology*, *57*(204), 721–736, doi :10.3189/002214311797409794.
- Brun, E., V. Vionnet, A. Boone, B. Decharme, Y. Peings, R. Valette, F. Karbou, and S. Morin (2013), Simulation of northern eurasian local snow depth, mass, and density using a detailed snowpack model and meteorological reanalyses, *Journal of Hydrometeorology*, *14*(1), 203–219, doi :10.1175/JHM-D-12-012.1.
- Budyko, M. I. (1969), The effect of solar radiation variations on the climate of the Earth, *Tellus*, *21*(5), 611–619, doi :10.1111/j.2153-3490.1969.tb00466.x.
- Cai, M. (2005), Dynamical amplification of polar warming, *Geophysical Research Letters*, *32*(22), doi :10.1029/2005GL024481.

- Calonne, N., F. Flin, S. Morin, B. Lesaffre, S. R. du Roscoat, and C. Geindreau (2011), Numerical and experimental investigations of the effective thermal conductivity of snow, *Geophysical Research Letters*, 38, doi :10.1029/2011GL049234.
- Calonne, N., C. Geindreau, F. Flin, S. Morin, B. Lesaffre, S. Rolland du Roscoat, and P. Charrier (2012), 3-d image-based numerical computations of snow permeability : links to specific surface area, density, and microstructural anisotropy, *The Cryosphere*, 6(5), 939–951, doi :10.5194/tc-6-939-2012.
- Carmagnola, C. M., et al. (2013), Snow spectral albedo at Summit, Greenland : measurements and numerical simulations based on physical and chemical properties of the snowpack, *The Cryosphere*, 7(4), 1139–1160, doi :10.5194/tc-7-1139-2013.
- Carmagnola, C. M., S. Morin, M. Lafaysse, F. Domine, B. Lesaffre, Y. Lejeune, G. Picard, and L. Arnaud (2014), Implementation and evaluation of prognostic representations of the optical diameter of snow in the SURFEX/ISBA-crocus detailed snowpack model, *The Cryosphere*, 8(2), 417–437, doi :10.5194/tc-8-417-2014.
- Carroll, J. J., and B. W. Fitch (1981), Effects of solar elevation and cloudiness on snow albedo at the South Pole, *Journal of Geophysical Research*, 86(C6), 5271, doi :10.1029/JC086iC06p05271.
- Cazenave, A., and W. Llovel (2010), Contemporary sea level rise, *Annual Review of Marine Science*, 2(1), 145–173, doi :10.1146/annurev-marine-120308-081105.
- Cess, R. D., et al. (1991), Interpretation of snow-climate feedback as produced by 17 general circulation models, *Science*, 253, 888–892, doi :10.1126/science.253.5022.888.
- Champollion, N. (2013), Evolution de la surface de neige sur le plateau Antarctique : observation in situ et satellite, Ph.D. thesis, Université de Grenoble.
- Champollion, N., G. Picard, L. Arnaud, E. Lefebvre, and M. Fily (2013), Hoar crystal development and disappearance at Dome C, Antarctica : observation by near-infrared photography and passive microwave satellite, *The Cryosphere*, 7(4), 1247–1262, doi :10.5194/tc-7-1247-2013.
- Chandrasekhar, S. (1960), *Radiative Transfer*, Courier Dover Publications.
- Chang, H., and T. T. Charalampopoulos (1990), Determination of the wavelength dependence of refractive indices of flame soot, *Royal Society of London Proceedings Series A*, 430, 577–591.
- Choudhury, B. (1981), Radiative properties of snow for clear sky solar radiation, *Cold Regions Science and Technology*, 4(2), 103–120, doi :10.1016/0165-232X(81)90015-X.
- Chýlek, P., V. Ramaswamy, and V. Srivastava (1983), Albedo of soot-contaminated snow, *Journal of Geophysical Research*, 88(C15), 10,837–10,843, doi :10.1029/JC088iC15p10837.
- Clow, G. D. (1987), Generation of liquid water on Mars through the melting of a dusty snowpack, *Icarus*, 72(1), 95–127, doi :10.1016/0019-1035(87)90123-0.

- Colbeck, S. (1989a), Snow-crystal growth with varying surface temperatures and radiation penetration, *Journal of Glaciology*, *35*(119), 23–29, doi :10.3189/002214389793701536.
- Colbeck, S. C. (1980), Thermodynamics of snow metamorphism due to variations in curvature, *Journal of Glaciology*, *26*, 291–301.
- Colbeck, S. C. (1982), An overview of seasonal snow metamorphism, *Reviews of Geophysics*, *20*, 45, doi :doi:10.1029/RG020i001p00045.
- Colbeck, S. C. (1983), Theory of metamorphism of dry snow, *Journal of Geophysical Research*, *88*(C9), 5475, doi :10.1029/JC088iC09p05475.
- Colbeck, S. C. (1989b), Air movement in snow due to windpumping, *Journal of Glaciology*, *35*(120), 209–213.
- Colbeck, S. C. (1993a), The vapor diffusion coefficient for snow, *Water Resources Research*, *29*(1), 109–115, doi :10.1029/92WR02301.
- Colbeck, S. C. (1993b), Shifts in ice sheet temperatures, *Journal of Geophysical Research*, *98*, 5115–5120, doi :10.1029/92JD02513.
- Collins, M., et al. (2013), Long-term climate change : projections, commitments and irreversibility.
- Comiso, J. C. (2000), Variability and trends in Antarctic surface temperatures from in situ and satellite infrared measurements, *Journal of Climate*, *13*(10), 1674–1696, doi :10.1175/1520-0442(2000)013<1674:VATIAS>2.0.CO;2.
- Conger, S. M., and D. M. McClung (2009), Comparison of density cutters for snow profile observations, *Journal of Glaciology*, *55*(189), 163–169, doi :10.3189/002214309788609038.
- Courville, Z. R., M. R. Albert, M. A. Fahnestock, L. M. Cathles, and C. A. Shuman (2007), Impacts of an accumulation hiatus on the physical properties of firn at a low-accumulation polar site, *Journal of Geophysical Research*, *112*(F2), doi :10.1029/2005JF000429.
- Dadic, R., M. Schneebeli, M. Lehning, M. A. Hutterli, and A. Ohmura (2008), Impact of the microstructure of snow on its temperature : A model validation with measurements from summit, Greenland, *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, *113*, 14,303, doi : 10.1029/2007JD009562.
- Dang, H., C. Genthon, and E. Martin (1997), Numerical modeling of snow cover over polar ice sheets, *Annals of Glaciology*, *25*, 170–176.
- Das, I., et al. (2013), Influence of persistent wind scour on the surface mass balance of Antarctica, *Nature Geoscience*, *6*(5), 367–371, doi :10.1038/ngeo1766.

- Dee, D. P., et al. (2011), The ERA-interim reanalysis : configuration and performance of the data assimilation system, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 137(656), 553–597, doi :10.1002/qj.828.
- Dissly, R. W. (1994), Laboratory studies of astrophysical ices, Ph.D. thesis, California Institute of Technology.
- Dominé, F., A. Cabanes, A.-S. Taillandier, and L. Legagneux (2001), Specific surface area of snow samples determined by CH₄ adsorption at 77 K and estimated by optical microscopy and scanning electron microscopy, *Environmental Science & Technology*, 35(4), 771–780, doi : 10.1021/es001168n.
- Domine, F., R. Salvatori, L. Legagneux, R. Salzano, M. Fily, and R. Casacchia (2006), Correlation between the specific surface area and the short wave infrared (SWIR) reflectance of snow, *Cold Regions Science and Technology*, 46(1), 60–68, doi :10.1016/j.coldregions.2006.06.002.
- Domine, F., M. Albert, T. Huthwelker, H.-W. Jacobi, A. A. Kokhanovsky, M. Lehning, G. Picard, and W. R. Simpson (2008), Snow physics as relevant to snow photochemistry, *Atmospheric Chemistry & Physics*, 8, 171–208.
- Domine, F., A.-S. Taillandier, A. Cabanes, T. A. Douglas, and M. Sturm (2009), Three examples where the specific surface area of snow increased over time, *The Cryosphere*, 3(1), 31–39, doi : 10.5194/tc-3-31-2009.
- Douville, H., J. F. Royer, and J. F. Mahfouf (1995), A new snow parameterization for the météorologie climate model : Part II : validation in a 3-d GCM experiment, *Climate Dynamics*, 12(1), 37–52, doi :10.1007/BF00208761.
- Dumont, M., O. Brissaud, G. Picard, B. Schmitt, J.-C. Gallet, and Y. Arnaud (2010), High-accuracy measurements of snow bidirectional reflectance distribution function at visible and NIR wavelengths – comparison with modelling results, *Atmospheric Chemistry and Physics*, 10(5), 2507–2520, doi :10.5194/acp-10-2507-2010.
- Dumont, M., P. Sirguey, Y. Arnaud, and D. Six (2011), Monitoring spatial and temporal variations of surface albedo on Saint Sorlin Glacier (French Alps) using terrestrial photography, *The Cryosphere*, 5(3), 759–771, doi :10.5194/tc-5-759-2011.
- Dumont, M., J. Gardelle, P. Sirguey, A. Guillot, D. Six, A. Rabatel, and Y. Arnaud (2012), Linking glacier annual mass balance and glacier albedo retrieved from MODIS data, *The Cryosphere*, 6(6), 1527–1539, doi :10.5194/tc-6-1527-2012.
- Dumont, M., E. Brun, G. Picard, M. Michou, Q. Libois, J.-R. Petit, M. Geyer, S. Morin, and B. Josse (2014), Contribution of light-absorbing impurities in snow to Greenland’s darkening since 2009, *Nature Geoscience*, 7(7), 509–512, doi :10.1038/ngeo2180.

- Dunkle, R. V., and J. T. Bevans (1956), An approximate analysis of the solar reflectance and transmittance of a snow cover, *Journal of Meteorology*, *13*(2), 212–216, doi :10.1175/1520-0469(1956)013<0212:AAAOTS>2.0.CO;2.
- Dunne, J. P., et al. (2012), GFDL’s ESM2 global coupled climate–carbon earth system models. part i : Physical formulation and baseline simulation characteristics, *Journal of Climate*, *25*(19), 6646–6665, doi :10.1175/JCLI-D-11-00560.1.
- Eisen, O., et al. (2008), Ground-based measurements of spatial and temporal variability of snow accumulation in East Antarctica, *Reviews of Geophysics*, *46*(2), doi :10.1029/2006RG000218.
- Ekaykin, A. A., V. Y. Lipenkov, N. I. Barkov, J. R. Petit, and V. Masson-Delmotte (2002), Spatial and temporal variability in isotope composition of recent snow in the vicinity of Vostok station, Antarctica : implications for ice-core record interpretation, *Annals of Glaciology*, *35*(1), 181–186.
- Erbland, J., W. C. Vicars, J. Savarino, S. Morin, M. M. Frey, D. Frosini, E. Vince, and J. M. F. Martins (2013), Air–snow transfer of nitrate on the East Antarctic Plateau – Part 1 : Isotopic evidence for a photolytically driven dynamic equilibrium in summer, *Atmospheric Chemistry and Physics*, *13*(13), 6403–6419, doi :10.5194/acp-13-6403-2013.
- Essery, R., S. Morin, Y. Lejeune, and C. B. Ménard (2013), A comparison of 1701 snow models using observations from an alpine site, *Advances in Water Resources*, *55*, 131–148, doi :10.1016/j.advwatres.2012.07.013.
- Fanale, F. P., J. R. Salvail, D. L. Matson, and R. H. Brown (1990), The effect of volume phase changes, mass transport, sunlight penetration, and densification on the thermal regime of icy regoliths, *Icarus*, *88*(1), 193–204, doi :10.1016/0019-1035(90)90185-C.
- Favier, L., G. Durand, S. L. Cornford, G. H. Gudmundsson, O. Gagliardini, F. Gillet-Chaulet, T. Zwinger, A. J. Payne, and A. M. Le Brocq (2014), Retreat of Pine Island Glacier controlled by marine ice-sheet instability, *Nature Climate Change*, *4*(2), 117–121, doi :10.1038/nclimate2094.
- Fierz, C., R. L. Armstrong, Y. Durand, P. Etchevers, E. Greene, D. M. McClung, K. Nishimura, P. K. Satyawali, and S. A. Sokratov (2009), The international classification for seasonal snow on the ground, *UNESCO/IHP*.
- Fisher, D. A., N. Reeh, and H. B. Clausen (1985), Stratigraphic noise in time series derived from ice cores, *Annals of Glaciology*, *7*, 76–83.
- Flanner, M. G., and C. S. Zender (2005), Snowpack radiative heating : Influence on Tibetan Plateau climate, *Geophysical Research Letters*, *32*(6), doi :10.1029/2004GL022076.
- Flanner, M. G., and C. S. Zender (2006), Linking snowpack microphysics and albedo evolution, *Journal of Geophysical Research*, *111*(D12), D12,208, doi :10.1029/2005JD006834.

- Flanner, M. G., C. S. Zender, J. T. Randerson, and P. J. Rasch (2007), Present-day climate forcing and response from black carbon in snow, *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, *112*, 11,202.
- Flanner, M. G., K. M. Shell, M. Barlage, D. K. Perovich, and M. A. Tschudi (2011), Radiative forcing and albedo feedback from the northern hemisphere cryosphere between 1979 and 2008, *Nature Geoscience*, *4*(3), 151–155, doi :10.1038/ngeo1062.
- Flanner, M. G., X. Liu, C. Zhou, J. E. Penner, and C. Jiao (2012), Enhanced solar energy absorption by internally-mixed black carbon in snow grains, *Atmospheric Chemistry and Physics*, *12*(10), 4699–4721, doi :10.5194/acp-12-4699-2012.
- Flin, F., J.-B. Brzoska, B. Lesaffre, C. Coléou, and R. A. Pieritz (2004), Three-dimensional geometric measurements of snow microstructural evolution under isothermal conditions, *Annals of Glaciology*, *38*(1), 39–44, doi :10.3189/172756404781814942.
- France, J., and M. King (2012), The effect of measurement geometry on recording solar radiation attenuation in snowpack (e-folding depth) using fibre-optic probes, *Journal of Glaciology*, *58*(208), 417–418, doi :10.3189/2012JoG11J227.
- France, J. L., M. D. King, M. M. Frey, J. Erbland, G. Picard, S. Preunkert, A. MacArthur, and J. Savarino (2011a), Snow optical properties at Dome C (Concordia), Antarctica ; implications for snow emissions and snow chemistry of reactive nitrogen, *Atmospheric Chemistry and Physics*, *11*(18), 9787–9801, doi :10.5194/acp-11-9787-2011.
- France, J. L., M. D. King, J. Lee-Taylor, H. J. Beine, A. Ianniello, F. Domine, and A. MacArthur (2011b), Calculations of in-snow NO₂ and OH radical photochemical production and photolysis rates : A field and radiative-transfer study of the optical properties of Arctic (Ny-Ålesund, Svalbard) snow, *Journal of Geophysical Research*, *116*(F4), doi :10.1029/2011JF002019.
- France, J. L., et al. (2012), Hydroxyl radical and NO_x production rates, black carbon concentrations and light-absorbing impurities in snow from field measurements of light penetration and nadir reflectivity of onshore and offshore coastal alaskan snow, *Journal of Geophysical Research*, *117*, 21 PP., doi :10.1029/2011JD016639.
- Fréville, H., E. Brun, G. Picard, N. Tatarinova, L. Arnaud, C. Lanconelli, C. Reijmer, and M. van den Broeke (2014), Using MODIS land surface temperatures and the Crocus snow model to understand the warm bias of ERA-interim reanalyses at the surface in Antarctica, *The Cryosphere*, *8*(4), 1361–1373, doi :10.5194/tc-8-1361-2014.
- Frezzotti, M. (2002), Snow megadunes in Antarctica : Sedimentary structure and genesis, *Journal of Geophysical Research*, *107*(D18), doi :10.1029/2001JD000673.

- Frezzotti, M., et al. (2004), New estimations of precipitation and surface sublimation in East Antarctica from snow accumulation measurements, *Climate Dynamics*, *23*(7-8), 803–813, doi : 10.1007/s00382-004-0462-5.
- Frezzotti, M., et al. (2005), Spatial and temporal variability of snow accumulation in east Antarctica from traverse data, *Journal of Glaciology*, *51*(172), 113–124, doi :10.3189/172756505781829502.
- Fujita, K., and O. Abe (2006), Stable isotopes in daily precipitation at Dome Fuji, East Antarctica, *Geophysical Research Letters*, *33*(18), doi :10.1029/2006GL026936.
- Fujita, S., J. Okuyama, A. Hori, and T. Hondoh (2009), Metamorphism of stratified firn at dome Fuji, Antarctica : A mechanism for local insolation modulation of gas transport conditions during bubble close off, *Journal of Geophysical Research*, *114*(F3), doi :10.1029/2008JF001143.
- Fukami, H., K. Kojima, and H. Aburakawa (1985), The extinction and absorption of solar radiation within a snow cover, *Annals of Glaciology*, *6*, 118–122.
- Gallée, H., G. Guyomarc'h, and E. Brun (2001), Impact of snow drift on the Antarctic ice sheet surface mass balance : possible sensitivity to snow-surface properties, *Boundary-Layer Meteorology*, *99*(1), 1–19.
- Gallet, J.-C., F. Domine, C. S. Zender, and G. Picard (2009), Measurement of the specific surface area of snow using infrared reflectance in an integrating sphere at 1310 and 1550 nm, *The Cryosphere*, *3*(2), 167–182, doi :10.5194/tc-3-167-2009.
- Gallet, J.-C., F. Domine, L. Arnaud, G. Picard, and J. Savarino (2011), 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*(3), 631–649, doi :10.5194/tc-5-631-2011.
- Gardner, A. S., and M. J. Sharp (2010), A review of snow and ice albedo and the development of a new physically based broadband albedo parameterization, *Journal of Geophysical Research (Earth Surface)*, *115*, 01,009.
- Garrett, T. J., P. V. Hobbs, and H. Gerber (2001), Shortwave, single-scattering properties of arctic ice clouds, *Journal of Geophysical Research*, *106*(D14), PP. 15,155–15,172, doi :200110.1029/2000JD900195.
- Gay, M., M. Fily, C. Genthon, M. Frezzotti, H. Oerter, and J.-G. Winther (2002), Snow grain-size measurements in Antarctica, *Journal of Glaciology*, *48*(163), 527–535, doi :10.3189/172756502781831016.
- Genthon, C., P. Lardeux, and G. Krinner (2007), The surface accumulation and ablation of a coastal blue-ice area near Cap Prudhomme, Terre adélie, Antarctica, *Journal of Glaciology*, *53*(183), 635–645, doi :10.3189/002214307784409333.

- Genthon, C., O. Magand, G. Krinner, and M. Fily (2009), Do climate models underestimate snow accumulation on the Antarctic plateau? A re-evaluation of/from in situ observations in East Wilkes and Victoria Lands, *Annals of Glaciology*, 50(50), 61–65, doi : 10.3189/172756409787769735.
- Genthon, C., M. S. Town, D. Six, V. Favier, S. Argentini, and A. Pellegrini (2010), Meteorological atmospheric boundary layer measurements and ECMWF analyses during summer at Dome C, Antarctica, *Journal of Geophysical Research*, 115(D5), doi :10.1029/2009JD012741.
- Genthon, C., D. Six, V. Favier, M. Lazzara, and L. Keller (2011), Atmospheric temperature measurement biases on the Antarctic plateau, *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 28(12), 1598–1605, doi :10.1175/JTECH-D-11-00095.1.
- Genthon, C., D. Six, H. Gallée, P. Grigioni, and A. Pellegrini (2013), Two years of atmospheric boundary layer observations on a 45-m tower at Dome C on the Antarctic plateau, *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 118(8), 3218–3232, doi :10.1002/jgrd.50128.
- Gergely, M., M. Schneebeli, and K. Roth (2010), First experiments to determine snow density from diffuse near-infrared transmittance, *Cold Regions Science and Technology*, 64(2), 81–86, doi :10.1016/j.coldregions.2010.06.005.
- Giddings, J. C., and E. LaChapelle (1961), Diffusion theory applied to radiant energy distribution and albedo of snow, *Journal of Geophysical Research*, 66, 181–189, doi :10.1029/JZ066i001p00181.
- Goff, J. A., and S. Gratch (1946), Low-pressure properties of water from -160 to 212°F, *Transactions of the American Society of Heating and Ventilating Engineers*, 51, 125–164.
- Goodwin, I. D. (1990), Snow accumulation and surface topography in the katabatic zone of Eastern Wilkes Land, Antarctica, *Antarctic science*, 2(03), 235–242.
- Gow, A. J. (1965), On the accumulation and seasonal stratification of snow at the South Pole, *Journal of Glaciology*, 5(40), 467–477.
- Grenfell, T. C., and G. A. Maykut (1977), The optical properties of ice and snow in the Arctic Basin, *Journal of Glaciology*, 18, 445–463.
- Grenfell, T. C., and S. G. Warren (1999), Representation of a nonspherical ice particle by a collection of independent spheres for scattering and absorption of radiation, *Journal of Geophysical Research*, 104(D24), 31,697, doi :10.1029/1999JD900496.
- Grenfell, T. C., S. G. Warren, and P. C. Mullen (1994), Reflection of solar radiation by the Antarctic snow surface at ultraviolet, visible, and near-infrared wavelengths, *Journal of Geophysical Research*, 99, 18,669–18,684, doi :doi:10.1029/94JD01484.

- Grenfell, T. C., S. P. Neshyba, and S. G. Warren (2005), Representation of a nonspherical ice particle by a collection of independent spheres for scattering and absorption of radiation : 3. hollow columns and plates, *Journal of Geophysical Research*, *110*, 15 PP., doi :200510.1029/2005JD005811.
- Groot Zwaartink, C. D., A. Cagnati, A. Crepaz, C. Fierz, G. Macelloni, M. Valt, and M. Lehning (2013), Event-driven deposition of snow on the Antarctic Plateau : analyzing field measurements with SNOWPACK, *The Cryosphere*, *7*(1), 333–347, doi :10.5194/tc-7-333-2013.
- Guyomarc'h, G., and L. Mérindol (1998), Validation of an application for forecasting blowing snow, *Annals of Glaciology*, *26*, 138–143.
- Hadley, O. L., and T. W. Kirchstetter (2012), Black-carbon reduction of snow albedo, *Nature Climate Change*, *2*(6), 437–440, doi :10.1038/nclimate1433.
- Hakala, T., A. Riihelä, P. Lahtinen, and J. I. Peltoniemi (2014), Hemispherical-directional reflectance factor measurements of snow on the Greenland ice sheet during the radiation, snow characteristics and albedo at summit (RASCALS) campaign, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, *146*, 280–289, doi :10.1016/j.jqsrt.2014.04.010.
- Hall, A. (2004), The role of surface albedo feedback in climate., *Journal of Climate*, *17*, 1550–1568, doi :10.1175/1520-0442(2004)017<1550:TROSAF>2.0.CO;2.
- Hall, A., and X. Qu (2006), Using the current seasonal cycle to constrain snow albedo feedback in future climate change, *Geophysical Research Letters*, *33*(3), L03,502, doi :10.1029/2005GL025127.
- Hanna, E., et al. (2013), Ice-sheet mass balance and climate change, *Nature*, *498*(7452), 51–59, doi :10.1038/nature12238.
- Hansen, J. (2004), Soot climate forcing via snow and ice albedos, *Proceedings of the National Academy of Sciences*, *101*(2), 423–428, doi :10.1073/pnas.2237157100.
- Hansen, J., M. Sato, R. Ruedy, K. Lo, D. W. Lea, and M. Medina-Elizade (2006), Global temperature change, *Proceedings of the National Academy of Sciences*, *103*(39), 14,288–14,293, doi :10.1073/pnas.0606291103.
- Hansen, J., M. Sato, P. Kharecha, and K. von Schuckmann (2011), Earth's energy imbalance and implications, *Atmospheric Chemistry and Physics*, *11*(24), 13,421–13,449, doi :10.5194/acp-11-13421-2011.
- Hapke, B. (1996a), A model of radiative and conductive energy transfer in planetary regoliths, *Journal of Geophysical Research*, *101*(E7), 16,817, doi :10.1029/96JE00917.
- Hapke, B. (1996b), Applications of an energy transfer model to three problems in planetary regoliths : The solid-state greenhouse, thermal beaming, and emittance spectra, *Journal of Geophysical Research*, *101*(E7), 16,833, doi :10.1029/96JE00918.

- Haussener, S., M. Gergely, M. Schneebeli, and A. Steinfeld (2012), Determination of the macroscopic optical properties of snow based on exact morphology and direct pore-level heat transfer modeling, *Journal of Geophysical Research*, *117*(F3), F03,009, doi :10.1029/2012JF002332.
- Haywood, J., and O. Boucher (2000), Estimates of the direct and indirect radiative forcing due to tropospheric aerosols : A review, *Reviews of Geophysics*, *38*(4), 513, doi :10.1029/1999RG000078.
- Hoffer, A., A. Gelencsér, P. Guyon, G. Kiss, O. Schmid, G. P. Frank, P. Artaxo, and M. O. Andreae (2006), Optical properties of humic-like substances (HULIS) in biomass-burning aerosols, *Atmospheric Chemistry & Physics*, *6*, 3563–3570.
- Holland, M. M., and C. M. Bitz (2003), Polar amplification of climate change in coupled models, *Climate Dynamics*, *21*(3-4), 221–232, doi :10.1007/s00382-003-0332-6.
- Hourdin, F., et al. (2006), The LMDZ4 general circulation model : climate performance and sensitivity to parametrized physics with emphasis on tropical convection, *Climate Dynamics*, *27*(7-8), 787–813, doi :10.1007/s00382-006-0158-0.
- Hudson, S. R., S. G. Warren, R. E. Brandt, T. C. Grenfell, and D. Six (2006), Spectral bidirectional reflectance of Antarctic snow : Measurements and parameterization, *Journal of Geophysical Research*, *111*(D18), D18,106, doi :10.1029/2006JD007290.
- Hutterli, M. A., M. Schneebeli, J. Freitag, J. Kipfstuhl, and R. Röthlisberger (2009), Impact of local insolation on snow metamorphism and ice core records, *Low Temperature Science*, *68*(Supplement), 223–232.
- Imbrie, J., et al. (1992), On the structure and origin of major glaciation cycles 1. linear responses to Milankovitch forcing, *Paleoceanography*, *7*(6), 701–738, doi :10.1029/92PA02253.
- Jacobson, M. Z. (2004), Climate response of fossil fuel and biofuel soot, accounting for soot’s feedback to snow and sea ice albedo and emissivity, *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, *109*, 21,201.
- Järvinen, O., and M. Leppäranta (2011), Transmission of solar radiation through the snow cover on floating ice, *Journal of Glaciology*, *57*(205), 861–870, doi :10.3189/002214311798043843.
- Jiménez-Aquino, J. I., and J. R. Varela (2005), Two stream approximation to radiative transfer equation : An alternative method of solution, *Revista Mexicana de Física*, *51*, 82–86.
- Jin, Z., T. P. Charlock, P. Yang, Y. Xie, and W. Miller (2008), Snow optical properties for different particle shapes with application to snow grain size retrieval and MODIS/CERES radiance comparison over Antarctica, *Remote Sensing of Environment*, *112*(9), 3563–3581, doi : 10.1016/j.rse.2008.04.011.
- Jordan, R. (1991), A one-dimensional temperature model for a snow cover : Technical documentation for SNTHERM. 89., *Tech. rep.*, DTIC Document.

- Joseph, J. H., W. J. Wiscombe, and J. A. Weinman (1976), The delta-Eddington approximation for radiative flux transfer, *Journal of the Atmospheric Sciences*, *33*(12), 2452–2459, doi :10.1175/1520-0469(1976)033<2452:TDEAFR>2.0.CO;2.
- Jouzel, J., et al. (2007), Orbital and millennial Antarctic climate variability over the past 800,000 years, *Science*, *317*(5839), 793–796, doi :10.1126/science.1141038.
- Kaempfer, T. U., M. Schneebeli, and S. A. Sokratov (2005), A microstructural approach to model heat transfer in snow, *Geophysical Research Letters*, *32*(21), doi :10.1029/2005GL023873.
- Kameda, T., H. Motoyama, S. Fujita, and S. Takahashi (2008), Temporal and spatial variability of surface mass balance at Dome Fuji, East Antarctica, by the stake method from 1995 to 2006, *Journal of Glaciology*, *54*(184), 107–116, doi :10.3189/002214308784409062.
- Kapsch, M.-L., R. G. Graversen, and M. Tjernström (2013), Springtime atmospheric energy transport and the control of Arctic summer sea-ice extent, *Nature Climate Change*, *3*(8), 744–748, doi :10.1038/nclimate1884.
- Kaufmann, E., N. Komle, and G. Kargl (2006), Laboratory simulation experiments on the solid-state greenhouse effect in planetary ices, *Icarus*, *185*(1), 274–286, doi :10.1016/j.icarus.2006.07.009.
- Kerbrat, M., B. Pinzer, T. Huthwelker, H. W. Gäggeler, M. Ammann, and M. Schneebeli (2008), Measuring the specific surface area of snow with X-ray tomography and gas adsorption : comparison and implications for surface smoothness, *Atmospheric Chemistry and Physics*, *8*(5), 1261–1275, doi :10.5194/acp-8-1261-2008.
- King, J., and P. Anderson (1994), Heat and water vapour fluxes and scalar roughness lengths over an Antarctic ice shelf, *Boundary-Layer Meteorol*, *69*(1-2), 101–121, doi :10.1007/BF00713297.
- King, M. A., R. J. Bingham, P. Moore, P. L. Whitehouse, M. J. Bentley, and G. A. Milne (2012), Lower satellite-gravimetry estimates of Antarctic sea-level contribution, *Nature*, *491* (7425), 586–589, doi :10.1038/nature11621.
- King, M. D. (1987), Determination of the scaled optical thickness of clouds from reflected solar radiation measurements., *Journal of Atmospheric Sciences*, *44*, 1734–1751.
- King, M. D., and W. R. Simpson (2001), Extinction of UV radiation in Arctic snow at Alert, Canada (82°N), *Journal of Geophysical Research*, *106*(D12), 12,499, doi :10.1029/2001JD900006.
- Koerner, R. M. (1971), A stratigraphic method of determining the snow accumulation rate at Plateau station, Antarctica, and application to South Pole–Queen Maud Land traverse, *Antarctic Research Series*, *16*, 225–238.
- Koh, G. (1989), Radiative transfer in falling snow : A two-stream approximation, *Tech. rep.*

- Koh, G., and R. Jordan (1995), Sub-surface melting in a seasonal snow cover, *Journal of Glaciology*, 41(139), 474–482.
- Kokhanovsky, A. (2013), Spectral reflectance of solar light from dirty snow : a simple theoretical model and its validation, *The Cryosphere*, 7(4), 1325–1331, doi :10.5194/tc-7-1325-2013.
- Kokhanovsky, A., and V. Rozanov (2003), The reflection function of optically thick weakly absorbing turbid layers : a simple approximation, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 77(2), 165–175, doi :10.1016/S0022-4073(02)00085-7.
- Kokhanovsky, A. A. (2004), *Light Scattering Media Optics : Problems and Solutions*, Springer.
- Kokhanovsky, A. A. (2006), Scaling constant and its determination from simultaneous measurements of light reflection and methane adsorption by snow samples, *Optics Letters*, 31(22), 3282, doi :10.1364/OL.31.003282.
- Kokhanovsky, A. A., and A. Macke (1997), Integral light-scattering and absorption characteristics of large, nonspherical particles, *Applied Optics*, 36, 8785, doi :10.1364/AO.36.008785.
- Kokhanovsky, A. A., and E. P. Zege (2004), Scattering optics of snow, *Applied Optics*, 43(7), 1589, doi :10.1364/AO.43.001589.
- Krinner, G., O. Magand, I. Simmonds, C. Genthon, and J. L. Dufresne (2007), Simulated Antarctic precipitation and surface mass balance at the end of the twentieth and twenty-first centuries, *Climate Dynamics*, 28(2-3), 215–230, doi :10.1007/s00382-006-0177-x.
- Kuhn, M., L. S. Kundla, and L. A. Stroschein (1977), The radiation budget at Plateau station, Antarctica, 1966–1967, in *Antarctic Research Series*, vol. 25, edited by A. J. Riordan, A. Riordan, A. J. Riordan, G. Weller, H. H. Lettau, H. Lettau, L. A. Stroschein, L. S. Kundla, L. A. Stroschein, M. Kuhn, P. C. Dalrymple, P. Schwerdtfeger, R. C. Lile, and U. Radok, pp. 41–73, American Geophysical Union, Washington, D. C.
- Kuiper, G. P. (1938), The magnitude of the Sun, the stellar temperature scale, and bolometric corrections., *The Astrophysical Journal*, 88, 429, doi :10.1086/143998.
- Kuipers Munneke, P., C. H. Reijmer, M. R. van den Broeke, G. König-Langlo, P. Stammes, and W. H. Knap (2008), Analysis of clear-sky Antarctic snow albedo using observations and radiative transfer modeling, *Journal of Geophysical Research*, 113(D17), doi :10.1029/2007JD009653.
- Kuipers Munneke, P., M. R. van den Broeke, C. H. Reijmer, M. M. Helsen, W. Boot, M. Schneebeli, and K. Steffen (2009), The role of radiation penetration in the energy budget of the snowpack at Summit, Greenland, *The Cryosphere, Volume 3, Issue 2, 2009, pp.155-165*, 3, 155–165.
- Kuipers Munneke, P., M. R. van den Broeke, J. T. M. Lenaerts, M. G. Flanner, A. S. Gardner, and W. J. van de Berg (2011), A new albedo parameterization for use in climate models over the Antarctic ice sheet, *Journal of Geophysical Research*, 116(D5), doi :10.1029/2010JD015113.

- Kuipers Munneke, P., M. R. van den Broeke, J. C. King, T. Gray, and C. H. Reijmer (2012), Near-surface climate and surface energy budget of Larsen C ice shelf, Antarctic Peninsula, *The Cryosphere*, 6(2), 353–363, doi :10.5194/tc-6-353-2012.
- Kumai, M. (1976), Identification of nuclei and concentrations of chemical species in snow crystals sampled at the South Pole, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 33(5), 833–841, doi :10.1175/1520-0469(1976)033<0833:IONACO>2.0.CO;2.
- Lacroix, P., B. Legresy, F. Remy, F. Blarel, G. Picard, and L. Brucker (2009), Rapid change of snow surface properties at Vostok, East Antarctica, revealed by altimetry and radiometry, *Remote Sensing of Environment*, 113(12), 2633–2641, doi :10.1016/j.rse.2009.07.019.
- Lahtinen, P. (2011), Brief communication "Snow profile associated measurements (SPAM) - a new instrument for quick snow profile measurements", *The Cryosphere Discussions*, 5, 1737–1748, doi :doi:10.5194/tcd-5-1737-2011.
- Lamb, D., and P. V. Hobbs (1971), Growth rates and habits of ice crystals grown from the vapor phase, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 28(8), 1506–1509, doi :10.1175/1520-0469(1971)028<1507:GRAHOI>2.0.CO;2.
- Lanconelli, C., M. Busetto, E. G. Dutton, G. König-Langlo, M. Maturilli, R. Sieger, V. Vitale, and T. Yamanouchi (2011), Polar baseline surface radiation measurements during the international polar year 2007-2009, *Earth System Science Data*, 3, 1–8, doi :10.5194/essd-3-1-2011.
- Lange, M. A. (1985), Measurements of thermal parameters in Antarctic snow and firn, *Annals of Glaciology*, 6, 100–104.
- Langlois, A., A. Royer, B. Montpetit, G. Picard, L. Brucker, L. Arnaud, P. Harvey-Collard, M. Fily, and K. Goïta (2010), On the relationship between snow grain morphology and in-situ near infrared calibrated reflectance photographs, *Cold Regions Science and Technology*, 61(1), 34–42, doi :10.1016/j.coldregions.2010.01.004.
- Lee-Taylor, J., and S. Madronich (2002), Calculation of actinic fluxes with a coupled atmosphere–snow radiative transfer model, *Journal of Geophysical Research*, 107, 10 PP., doi :200210.1029/2002JD002084.
- Legagneux, L. (2004), Grain growth theories and the isothermal evolution of the specific surface area of snow, *Journal of Applied Physics*, 95(11), 6175, doi :10.1063/1.1710718.
- Legagneux, L., T. Lauzier, F. Domin, W. F. Kuhs, T. Heinrichs, and K. Techmer (2003), Rate of decay of specific surface area of snow during isothermal experiments and morphological changes studied by scanning electron microscopy, *Canadian Journal of Physics*, 81(1-2), 459–468, doi :10.1139/p03-025.
- Lehning, M., and C. Fierz (2008), Assessment of snow transport in avalanche terrain, *Cold Regions Science and Technology*, 51(2-3), 240–252, doi :10.1016/j.coldregions.2007.05.012.

- Lehning, M., P. Bartelt, B. Brown, C. Fierz, and P. Satyawali (2002a), A physical SNOWPACK model for the swiss avalanche warning, *Cold Regions Science and Technology*, *35*(3), 147–167, doi :10.1016/S0165-232X(02)00073-3.
- Lehning, M., P. Bartelt, B. Brown, C. Fierz, and P. Satyawali (2002b), A physical SNOWPACK model for the Swiss avalanche warning : Part II. snow microstructure, *Cold Regions Science and Technology*, *35*(3), 147–167, doi :10.1016/S0165-232X(02)00073-3.
- Lenaerts, J. T. M., M. R. van den Broeke, S. J. Déry, E. van Meijgaard, W. J. van de Berg, S. P. Palm, and J. Sanz Rodrigo (2012), Modeling drifting snow in Antarctica with a regional climate model : 1. methods and model evaluation, *Journal of Geophysical Research*, *117*(D5), doi :10.1029/2011JD016145.
- Leroux, C., and M. Fily (1998), Modeling the effect of sastrugi on snow reflectance, *Journal of Geophysical Research*, *103*(E11), 25,779, doi :10.1029/98JE00558.
- Li, L., and J. W. Pomeroy (1997), Estimates of threshold wind speeds for snow transport using meteorological data, *Journal of Applied Meteorology*, *36*(3), 205–213, doi :10.1175/1520-0450(1997)036<0205:EOTWSF>2.0.CO;2.
- Liang, Y.-L., W. Colgan, Q. Lv, K. Steffen, W. Abdalati, J. Stroeve, D. Gallaher, and N. Bayou (2012), A decadal investigation of supraglacial lakes in West Greenland using a fully automatic detection and tracking algorithm, *Remote Sens. Environ.*, *123*, 127–138.
- Libbrecht, K. G. (2005), The physics of snow crystals, *Reports on Progress in Physics*, *68*(4), 855–895, doi :10.1088/0034-4885/68/4/R03.
- Libois, Q., G. Picard, J. L. France, L. Arnaud, M. Dumont, C. M. Carmagnola, and M. D. King (2013), Influence of grain shape on light penetration in snow, *The Cryosphere*, *7*(6), 1803–1818, doi :10.5194/tc-7-1803-2013.
- Libois, Q., G. Picard, M. Dumont, L. Arnaud, C. Sergent, E. Pougatch, M. Sudul, and D. Vial (2014a), Experimental determination of the absorption enhancement parameter of snow, *Journal of Glaciology*, *60*(224), 714–724, doi :10.3189/2014JoG14J015.
- Libois, Q., G. Picard, L. Arnaud, S. Morin, and E. Brun (2014b), Modeling the impact of snow drift on the decameter-scale variability of snow properties on the Antarctic Plateau, *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, *119*, doi :10.1002/2014JD022361.
- Light, B., T. C. Grenfell, and D. K. Perovich (2008), Transmission and absorption of solar radiation by Arctic sea ice during the melt season, *Journal of Geophysical Research*, *113*(C3), doi :10.1029/2006JC003977.
- Ligtenberg, S. R. M., W. J. Berg, M. R. Broeke, J. G. L. Rae, and E. Meijgaard (2013), Future surface mass balance of the Antarctic ice sheet and its influence on sea level change, simulated

- by a regional atmospheric climate model, *Climate Dynamics*, 41(3-4), 867–884, doi :10.1007/s00382-013-1749-1.
- Liljequist, G. H. (1956), *Energy exchange of an Antarctic snow-field*, vol. 1, Norsk Polarinstitut, Oslo.
- Link, W. A., and M. J. Eaton (2012), On thinning of chains in MCMC : Thinning of MCMC chains, *Methods in Ecology and Evolution*, 3(1), 112–115, doi :10.1111/j.2041-210X.2011.00131.x.
- Liston, G. E., and J.-G. Winther (2005), Antarctic surface and subsurface snow and ice melt fluxes, *Journal of Climate*, 18(10), 1469–1481, doi :10.1175/JCLI3344.1.
- Liston, G. E., R. B. Haehnel, M. Sturm, C. A. Hiemstra, S. Berezovskaya, and R. D. Tabler (2007), Simulating complex snow distributions in windy environments using SnowTran-3d, *Journal of Glaciology*, 53(181), 241–256, doi :10.3189/172756507782202865.
- Loeb, N. G. (1997), In-flight calibration of NOAA AVHRR visible and near-IR bands over Greenland and Antarctica, *International Journal of Remote Sensing*, 18(3), 477–490, doi : 10.1080/014311697218908.
- Longwell, C. R. (1954), Origin of the word climate, *Science*, 120(3113), 355–355, doi :10.1126/science.120.3113.355.
- Louis, J.-F. (1979), A parametric model of vertical eddy fluxes in the atmosphere, *Boundary-Layer Meteorology*, 17(2), 187–202, doi :10.1007/BF00117978.
- Macelloni, G., M. Brogioni, P. Pampaloni, A. Cagnati, and M. Drinkwater (2006), DOMEX 2004 : An experimental campaign at Dome-C Antarctica for the calibration of spaceborne low-frequency microwave radiometers, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 44(10), 2642–2653, doi :10.1109/TGRS.2006.882801.
- Macke, A., J. Mueller, and E. Raschke (1996), Single scattering properties of atmospheric ice crystals, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 53(19), 2813–2825, doi :10.1175/1520-0469(1996)053<2813:SSPOAI>2.0.CO;2.
- Marbouty, D. (1980), An experimental study of temperature-gradient metamorphism, *Journal of Glaciology*, 26, 303–312.
- Matson, D. L., and R. H. Brown (1989), Solid-state greenhouse and their implications for icy satellites, *Icarus*, 77(1), 67–81, doi :10.1016/0019-1035(89)90007-9.
- Matzl, M., and M. Schneebeli (2006), Measuring specific surface area of snow by near-infrared photography, *Journal of Glaciology*, 52(179), 558–564, doi :10.3189/172756506781828412.
- McGuffie, K., and A. Henderson-Sellers (1985), The diurnal hysteresis of snow albedo, *Journal of Glaciology*, 31(108), 188–189.

- McMillan, M., A. Shepherd, A. Sundal, K. Briggs, A. Muir, A. Ridout, A. Hogg, and D. Wingham (2014), Increased ice losses from Antarctica detected by CryoSat-2, *Geophysical Research Letters*, *41*(11), 3899–3905, doi :10.1002/2014GL060111.
- Meirolid-Mautner, I., and M. Lehning (2004), Measurements and model calculations of the solar shortwave fluxes in snow on Summit, Greenland, *Annals of Glaciology*, *38*(1), 279–284, doi : 10.3189/172756404781814753.
- Melnikova, I. (2008), Range of application of the scattering theory within the multicomponent turbid media of the cloud atmosphere is the reason for anomalous absorption and incorrectness of climate prediction, *International Journal of Remote Sensing*, *29*(9), 2615–2628, doi :10.1080/01431160701767443.
- Ménégot, M., G. Krinner, Y. Balkanski, A. Cozic, O. Boucher, and P. Ciais (2013), Boreal and temperate snow cover variations induced by black carbon emissions in the middle of the 21st century, *The Cryosphere*, *7*(2), 537–554, doi :10.5194/tc-7-537-2013.
- Mishchenko, M. I. (1994), Asymmetry parameters of the phase function for densely packed scattering grains, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, *52*(1), 95–110, doi : 10.1016/0022-4073(94)90142-2.
- Mishchenko, M. I., L. D. Travis, and A. Macke (1996), Scattering of light by polydisperse, randomly oriented, finite circular cylinders, *Applied Optics*, *35*(24), 4927–4940, doi :10.1364/AO.35.004927.
- Mishchenko, M. I., Z. M. Dlugach, E. G. Yanovitskij, and N. T. Zakharova (1999), Bidirectional reflectance of flat, optically thick particulate layers : an efficient radiative transfer solution and applications to snow and soil surfaces., *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, *63*, 409–432, doi :doi:10.1016/S0022-4073(99)00028-X.
- Mott, R., and M. Lehning (2010), Meteorological modeling of very high-resolution wind fields and snow deposition for mountains, *Journal of Hydrometeorology*, *11*(4), 934–949, doi :10.1175/2010JHM1216.1.
- Naaïm, M., F. N. AAIM-BoUVET, and H. Martinez (1998), Numerical simulation of drifting snow : erosion and deposition models, *Annals of Glaciology*, *26*, 191–196.
- Negi, H. S., and A. Kokhanovsky (2011), Retrieval of snow albedo and grain size using reflectance measurements in Himalayan basin, *The Cryosphere*, *5*(1), 203–217, doi :10.5194/tc-5-203-2011.
- Neshyba, S. P., T. C. Grenfell, and S. G. Warren (2003), Representation of a nonspherical ice particle by a collection of independent spheres for scattering and absorption of radiation : 2. hexagonal columns and plates, *Journal of Geophysical Research*, *108*, 18 PP., doi :200310.1029/2002JD003302.

- Nghiem, S. V., D. K. Hall, T. L. Mote, M. Tedesco, M. R. Albert, K. Keegan, C. A. Shuman, N. E. DiGirolamo, and G. Neumann (2012), The extreme melt across the Greenland ice sheet in 2012, *Geophysical Research Letters*, *39*(20), doi :10.1029/2012GL053611.
- Nho-Kim, E. (2004), Parameterization of size-dependent particle dry deposition velocities for global modeling, *Atmospheric Environment*, *38*(13), 1933–1942, doi :10.1016/j.atmosenv.2004.01.002.
- Nicolaus, M., C. Katlein, J. Maslanik, and S. Hendricks (2012), Changes in Arctic sea ice result in increasing light transmittance and absorption, *Geophysical Research Letters*, *39*(24), doi : 10.1029/2012GL053738.
- Nolin, A. W., and J. Dozier (2000), A hyperspectral method for remotely sensing the grain size of snow, *Remote Sensing of Environment*, *74*(2), 207–216, doi :10.1016/S0034-4257(00)00111-5.
- Oleson, K. W., et al. (2010), Technical description of version 4.0 of the community land model (CLM).
- O'Neill, A. D. J., and D. M. Gray (1972), Solar radiation penetration through snow, in *International symposia on the role of snow and ice in hydrology*, vol. 1, p. 227–241.
- Pahaut, E. (1976), La métamorphose des cristaux de neige (snow crystal metamorphosis), *Mono-graphies de la Météorologie Nationale, Météo France*, *96*.
- Painter, T. H., A. P. Barrett, C. C. Landry, J. C. Neff, M. P. Cassidy, C. R. Lawrence, K. E. McBride, and G. L. Farmer (2007), Impact of disturbed desert soils on duration of mountain snow cover, *Geophysical Research Letters*, *34*(12), doi :10.1029/2007GL030284.
- Painter, T. H., K. Rittger, C. McKenzie, P. Slaughter, R. E. Davis, and J. Dozier (2009), Retrieval of subpixel snow covered area, grain size, and albedo from MODIS, *Remote Sensing of Environment*, *113*(4), 868–879, doi :10.1016/j.rse.2009.01.001.
- Palais, J. M., I. M. Whillans, and C. Bull (1983), Snow stratigraphic studies at Dome C, East Antarctica : An investigation of depositional and diagenetic processes, *Annals of Glaciology*, *3*, 239–242.
- Palerme, C., J. E. Kay, C. Genthon, T. L'Ecuyer, N. B. Wood, and C. Claud (2014), How much snow falls on the Antarctic ice sheet?, *The Cryosphere*, *8*(4), 1577–1587, doi :10.5194/tc-8-1577-2014.
- Patil, A., D. Huard, and C. J. Fonnesbeck (2010), PyMC : Bayesian stochastic modelling in python, *Journal of statistical software*, *35*(4), 1.
- Perovich, D. K. (2007), Light reflection and transmission by a temperate snow cover, *Journal of Glaciology*, *53*(181), 201–210, doi :10.3189/172756507782202919.

- Perovich, D. K., G. F. Cota, G. A. Maykut, and T. C. Grenfell (1993), Bio-optical observations of first-year arctic sea ice, *Geophysical Research Letters*, *20*(11), 1059–1062, doi : 10.1029/93GL01316.
- Petit, J. R., J. Jouzel, M. Pourchet, and L. Merlivat (1982), A detailed study of snow accumulation and stable isotope content in Dome C (Antarctica), *Journal of Geophysical Research*, *87*(C6), 4301, doi :10.1029/JC087iC06p04301.
- Picard, G., L. Arnaud, F. Domine, and M. Fily (2009), Determining snow specific surface area from near-infrared reflectance measurements : Numerical study of the influence of grain shape, *Cold Regions Science and Technology*, *56*(1), 10–17, doi :10.1016/j.coldregions.2008.10.001.
- Picard, G., F. Domine, G. Krinner, L. Arnaud, and E. Lefebvre (2012), Inhibition of the positive snow-albedo feedback by precipitation in interior Antarctica, *Nature Climate Change*, *2*(11), 795–798, doi :10.1038/nclimate1590.
- Picard, G., L. Brucker, A. Roy, F. Dupont, M. Fily, A. Royer, and C. Harlow (2013), Simulation of the microwave emission of multi-layered snowpacks using the dense media radiative transfer theory : the DMRT-ML model, *Geoscientific Model Development*, *6*(4), 1061–1078, doi :10.5194/gmd-6-1061-2013.
- Picard, G., A. Royer, L. Arnaud, and M. Fily (2014), Influence of meter-scale wind-formed features on the variability of the microwave brightness temperature around Dome C in Antarctica, *The Cryosphere*, *8*(3), 1105–1119, doi :10.5194/tc-8-1105-2014.
- Pirazzini, R. (2004), Surface albedo measurements over Antarctic sites in summer, *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, *109*, 20,118, doi :doi:10.1029/2004JD004617.
- Pruppacher, H. R., J. D. Klett, and P. K. Wang (1998), *Microphysics of clouds and precipitation*, Taylor and Francis.
- Punge, H. J., H. Gallée, M. Kageyama, and G. Krinner (2012), Modelling snow accumulation on Greenland in Eemian, glacial inception, and modern climates in a GCM, *Climate of the Past*, *8*(6), 1801–1819, doi :10.5194/cp-8-1801-2012.
- Qu, X., and A. Hall (2007), What controls the strength of snow-albedo feedback ?, *Journal of Climate*, *20*(15), 3971–3981, doi :10.1175/JCLI4186.1.
- Quiquet, A., H. J. Punge, C. Ritz, X. Fettweis, H. Gallée, M. Kageyama, G. Krinner, D. Salas y Mélia, and J. Sjolte (2012), Sensitivity of a Greenland ice sheet model to atmospheric forcing fields, *The Cryosphere*, *6*(5), 999–1018, doi :10.5194/tc-6-999-2012.
- Raval, A., and V. Ramanathan (1989), Observational determination of the greenhouse effect, *Nature*, *342*(6251), 758–761, doi :10.1038/342758a0.

- Raynaud, D., V. Lipenkov, B. Lemieux-Dudon, P. Duval, M.-F. Loutre, and N. Lhomme (2007), The local insolation signature of air content in Antarctic ice. a new step toward an absolute dating of ice records, *Earth and Planetary Science Letters*, *261* (3–4), 337–349, doi :10.1016/j.epsl.2007.06.025.
- Reay, H. J., J. L. France, and M. D. King (2012), Decreased albedo, e-folding depth and photolytic OH radical and NO₂ production with increasing black carbon content in Arctic snow, *Journal of Geophysical Research*, *117*, 11 PP., doi :201210.1029/2011JD016630.
- Rémy, F. (2003), *L'Antarctique : la mémoire de la terre vue de l'espace*, CNRS.
- Ricchiazzi, P., S. Yang, C. Gautier, and D. Sowle (1998), SBDART :a research and teaching software tool for plane-parallel radiative transfer in the Earth's atmosphere, *Bulletin of the American Meteorological Society*, *79*(10), 2101–2114, doi :10.1175/1520-0477(1998)079<2101:SARATS>2.0.CO;2.
- Rignot, E. (2004), Accelerated ice discharge from the Antarctic Peninsula following the collapse of Larsen B ice shelf, *Geophysical Research Letters*, *31*(18), doi :10.1029/2004GL020697.
- Rignot, E. (2006), Changes in the velocity structure of the Greenland ice sheet, *Science*, *311* (5763), 986–990, doi :10.1126/science.1121381.
- Rignot, E., J. E. Box, E. Burgess, and E. Hanna (2008), Mass balance of the Greenland ice sheet from 1958 to 2007, *Geophysical Research Letters*, *35*(20), doi :10.1029/2008GL035417.
- Roberts, G. O., A. Gelman, and W. R. Gilks (1997), Weak convergence and optimal scaling of random walk metropolis algorithms, *The Annals of Applied Probability*, *7*(1), 110–120, doi : 10.1214/aoap/1034625254.
- Robock, A. (2000), Volcanic eruptions and climate, *Reviews of Geophysics*, *38*(2), 191–219, doi : 10.1029/1998RG000054.
- Rommelaere, V. (1997), Trois problèmes inverses en glaciologie, Ph.D. thesis, Université Joseph-Fourier-Grenoble I.
- Rusin, N. P. (1961), Meteorological and radiation regime of Antarctica, *Leningrad, Gidrometeoizdat*.
- Scambos, T., T. Haran, M. Fahnestock, T. Painter, and J. Bohlander (2007), MODIS-based mosaic of Antarctica (MOA) data sets : Continent-wide surface morphology and snow grain size, *Remote Sensing of Environment*, *111* (2-3), 242–257, doi :10.1016/j.rse.2006.12.020.
- Scambos, T., et al. (2012), Extent of low-accumulation 'wind glaze' areas on the East Antarctic plateau : implications for continental ice mass balance, *Journal of Glaciology*, *58*(210), 633–647, doi :10.3189/2012JoG11J232.

- Schlatter, T. W. (1972), The local surface energy balance and subsurface temperature regime in Antarctica, *Journal of Applied Meteorology*, 11(7), 1048–1062, doi :10.1175/1520-0450(1972)011<1048:TLSEBA>2.0.CO;2.
- Schröder, D., D. L. Feltham, D. Flocco, and M. Tsamados (2014), September Arctic sea-ice minimum predicted by spring melt-pond fraction, *Nature Climate Change*, 4(5), 353–357, doi : 10.1038/nclimate2203.
- Sellers, W. D. (1969), A global climatic model based on the energy balance of the Earth-atmosphere system, *Journal of Applied Meteorology*, 8(3), 392–400, doi :10.1175/1520-0450(1969)008<0392:AGCMBO>2.0.CO;2.
- Sergent, C., P. Chevrand, J. Lafeuille, and D. Marbouty (1987), Caractérisation optique de différents types de neige. Extinction de la lumière dans la neige, *Le Journal de Physique Colloques*, 48(C1), C1–361–C1–367, doi :10.1051/jphyscol:1987150.
- Sergent, C., E. Pougatch, M. Sudul, and B. Bourdelles (1993), Experimental investigation of optical snow properties, *Annals of Glaciology*, 17, 281–287.
- Sergent, C., C. Leroux, E. Pougatch, and F. Guirado (1998), Hemispherical-directional reflectance measurements of natural snows in the 0.9–1.45 μm spectral range : comparison with adding-doubling modelling, *Annals of Glaciology*, 26, 59–63.
- Shepherd, A., and D. Wingham (2007), Recent sea-level contributions of the Antarctic and Greenland ice sheets, *Science*, 315(5818), 1529–1532, doi :10.1126/science.1136776.
- Shepherd, A., et al. (2012), A reconciled estimate of ice-sheet mass balance, *Science*, 338(6111), 1183–1189, doi :10.1126/science.1228102.
- Shettle, E. P., and J. A. Weinman (1970), The transfer of solar irradiance through inhomogeneous turbid atmospheres evaluated by Eddington’s approximation, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 27(7), 1048–1055, doi :10.1175/1520-0469(1970)027<1048:TTOSIT>2.0.CO;2.
- Six, D., M. Fily, S. Alvain, P. Henry, and J.-P. Benoist (2004), Surface characterisation of the Dome Concordia area (Antarctica) as a potential satellite calibration site, using spot 4/vegetation instrument, *Remote Sensing of Environment*, 89(1), 83–94, doi :10.1016/j.rse.2003.10.006.
- Sobolev, V. V. (1984), Integral relations and asymptotic expressions in the theory of radiative transfer, *Astrophysics*, 20(1), 79–85.
- Solomon, S., G.-K. Plattner, R. Knutti, and P. Friedlingstein (2009), Irreversible climate change due to carbon dioxide emissions, *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 106(6), 1704–1709, doi :10.1073/pnas.0812721106.

- Stamnes, K., S.-C. Tsay, W. Wiscombe, and K. Jayaweera (1988), Numerically stable algorithm for discrete-ordinate-method radiative transfer in multiple scattering and emitting layered media, *Applied Optics*, 27(12), 2502–2509, doi :10.1364/AO.27.002502.
- Starr, G., and S. F. Oberbauer (2003), Photosynthesis of Arctic evergreens under snow : implications for tundra ecosystem carbon balance, *Ecology*, 84(6), 1415–1420, doi :10.1890/02-3154.
- Steen-Larsen, H. C., et al. (2011), Understanding the climatic signal in the water stable isotope records from the NEEM shallow firn/ice cores in northwest Greenland, *Journal of Geophysical Research*, 116(D6), doi :10.1029/2010JD014311.
- Sterle, K. M., J. R. McConnell, J. Dozier, R. Edwards, and M. G. Flanner (2013), Retention and radiative forcing of black carbon in eastern Sierra Nevada snow, *The Cryosphere*, 7(1), 365–374, doi :10.5194/tc-7-365-2013.
- Stocker, T. (Ed.) (2014), *Climate change 2013 : the physical science basis : Working Group I contribution to the Fifth assessment report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*, Cambridge University Press, New York.
- Sturm, M., and C. S. Benson (1997), Vapor transport, grain growth and depth-hoar development in the subarctic snow, *Journal of Glaciology*, 43(143), 42–59.
- Sturm, M., J. Holmgren, M. König, and K. Morris (1997), The thermal conductivity of seasonal snow, *Journal of Glaciology*, 43(143), 26–41.
- Sugiyama, S., H. Enomoto, S. Fujita, K. Fukui, F. Nakazawa, P. Holmlund, and S. Surdyk (2012), Snow density along the route traversed by the Japanese–Swedish Antarctic Expedition 2007/08, *Journal of Glaciology*, 58(209), 529–539, doi :10.3189/2012JoG11J201.
- Sun, B., J. C. Moore, T. Zwinger, L. Zhao, D. Steinhage, X. Tang, D. Zhang, X. Cui, and C. Martín (2014), How old is the ice beneath Dome A, Antarctica ?, *The Cryosphere*, 8(3), 1121–1128, doi : 10.5194/tc-8-1121-2014.
- Svensson, A., et al. (2008), A 60 000 year Greenland stratigraphic ice core chronology, *Climate of the Past*, 4(1), 47–57, doi :10.5194/cp-4-47-2008.
- Taillandier, A.-S., F. Domine, W. R. Simpson, M. Sturm, and T. A. Douglas (2007), Rate of decrease of the specific surface area of dry snow : Isothermal and temperature gradient conditions, *Journal of Geophysical Research (Earth Surface)*, 112, 03,003, doi :doi:10.1029/2006JF000514.
- Takahashi, S., and T. Kameda (2007), Snow density for measuring surface mass balance using the stake method, *Journal of Glaciology*, 53(183), 677–680, doi :10.3189/002214307784409360.
- Takano, Y., and K.-N. Liou (1989), Solar radiative transfer in cirrus clouds. Part I : Single-scattering and optical properties of hexagonal ice crystals, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 46(1), 3–19, doi :10.1175/1520-0469(1989)046<0003:SRTICC>2.0.CO;2.

- Toon, O. B., C. P. McKay, T. P. Ackerman, and K. Santhanam (1989), Rapid calculation of radiative heating rates and photodissociation rates in inhomogeneous multiple scattering atmospheres, *Journal of Geophysical Research*, *94* (D13), 16,287, doi :10.1029/JD094iD13p16287.
- Town, M. S., E. D. Waddington, V. P. Walden, and S. G. Warren (2008), Temperatures, heating rates and vapour pressures in near-surface snow at the South Pole, *Journal of Glaciology*, *54* (186), 487–498, doi :10.3189/002214308785837075.
- Tremblin, P., et al. (2011), Site testing for submillimetre astronomy at Dome C, Antarctica, *Astronomy & Astrophysics*, *535*, A112, doi :10.1051/0004-6361/201117345.
- Trenberth, K. E., J. T. Fasullo, and J. Kiehl (2009), Earth’s global energy budget, *Bulletin of the American Meteorological Society*, *90* (3), 311–323, doi :10.1175/2008BAMS2634.1.
- Uotila, P., A. H. Lynch, J. J. Cassano, and R. I. Cullather (2007), Changes in Antarctic net precipitation in the 21st century based on intergovernmental panel on climate change (IPCC) model scenarios, *Journal of Geophysical Research*, *112* (D10), doi :10.1029/2006JD007482.
- Urquhart, M. L., and B. M. Jakosky (1996), Constraints on the solid-state greenhouse effect on the icy Galilean satellites, *Journal of Geophysical Research*, *101* (E9), 21,169, doi : 10.1029/96JE02239.
- van Angelen, J. H., J. T. M. Lenaerts, S. Lhermitte, X. Fettweis, P. Kuipers Munneke, M. R. van den Broeke, E. van Meijgaard, and C. J. P. P. Smeets (2012), Sensitivity of Greenland ice sheet surface mass balance to surface albedo parameterization : a study with a regional climate model, *The Cryosphere*, *6* (5), 1175–1186, doi :10.5194/tc-6-1175-2012.
- van de Berg, W. J., M. R. van den Broeke, C. H. Reijmer, and E. van Meijgaard (2006), Reassessment of the Antarctic surface mass balance using calibrated output of a regional atmospheric climate model, *Journal of Geophysical Research*, *111* (D11), doi :10.1029/2005JD006495.
- Van De Hulst, H. C. (1981), *Light Scattering by Small Particles (Dover Books on Physics)*.
- van den Broeke, M. (2004), Surface radiation balance in Antarctica as measured with automatic weather stations, *Journal of Geophysical Research*, *109* (D9), doi :10.1029/2003JD004394.
- van den Broeke, M., C. Reijmer, D. van As, R. van de Wal, and J. Oerlemans (2005), Seasonal cycles of Antarctic surface energy balance from automatic weather stations, *Annals of Glaciology*, *41*, 131–139, doi :DOI:10.3189/172756405781813168.
- van den Broeke, M., P. Smeets, J. Ettema, C. van der Veen, R. van de Wal, and J. Oerlemans (2008), Partitioning of melt energy and meltwater fluxes in the ablation zone of the west Greenland ice sheet, *The Cryosphere*, *2* (2), 179–189, doi :10.5194/tc-2-179-2008.

- Vaughan, D. G., et al. (2013), Observations : Cryosphere, in *Climate change 2013 : the physical science basis : Working Group I contribution to the Fifth assessment report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*, Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA.
- Vionnet, V., E. Brun, S. Morin, A. Boone, S. Faroux, P. Le Moigne, E. Martin, and J.-M. Willemet (2012), The detailed snowpack scheme Crocus and its implementation in SURFEX v7.2, *Geoscientific Model Development*, 5(3), 773–791, doi :10.5194/gmd-5-773-2012.
- Vionnet, V., E. Martin, V. Masson, G. Guyomarc'h, F. Naaim-Bouvet, A. Prokop, Y. Durand, and C. Lac (2014), Simulation of wind-induced snow transport and sublimation in alpine terrain using a fully coupled snowpack/atmosphere model, *The Cryosphere*, 8(2), 395–415, doi :10.5194/tc-8-395-2014.
- Vouk, V. (1948), Projected area of convex bodies, *Nature*, 162(4113), 330–331, doi :10.1038/162330a0.
- Walden, V. P., S. G. Warren, and E. Tuttle (2003), Atmospheric ice crystals over the Antarctic plateau in winter, *Journal of Applied Meteorology*, 42(10), 1391–1405, doi :10.1175/1520-0450(2003)042<1391:AICOTA>2.0.CO;2.
- Waliser, D., et al. (2011), Simulating cold season snowpack : Impacts of snow albedo and multi-layer snow physics, *Climatic Change*, 109(S1), 95–117, doi :10.1007/s10584-011-0312-5.
- Wang, X., and C. S. Zender (2011), Arctic and antarctic diurnal and seasonal variations of snow albedo from multiyear baseline surface radiation network measurements, *Journal of Geophysical Research (Earth Surface)*, 116, 03,008, doi :doi:10.1029/2010JF001864.
- Warren, S. G. (1982), Optical properties of snow, *Reviews of Geophysics*, 20(1), 67, doi :10.1029/RG020i001p00067.
- Warren, S. G. (2012), Can black carbon in snow be detected by remote sensing?, *Journal of Geophysical Research*, doi :10.1029/2012JD018476.
- Warren, S. G., and R. E. Brandt (2008), Optical constants of ice from the ultraviolet to the microwave : A revised compilation, *Journal of Geophysical Research*, 113(D14), doi :10.1029/2007JD009744.
- Warren, S. G., and W. J. Wiscombe (1980), A model for the spectral albedo of snow. II : Snow containing atmospheric aerosols, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 37(12), 2734–2745, doi : 10.1175/1520-0469(1980)037<2734:AMFTSA>2.0.CO;2.
- Warren, S. G., R. E. Brandt, and T. C. Grenfell (2006), Visible and near-ultraviolet absorption spectrum of ice from transmission of solar radiation into snow, *Applied Optics*, 45(21), 5320, doi :10.1364/AO.45.005320.

- Winkelmann, R., A. Levermann, M. A. Martin, and K. Frieler (2012), Increased future ice discharge from Antarctica owing to higher snowfall, *Nature*, *492*(7428), 239–242, doi :10.1038/nature11616.
- Winther, J.-G., H. Elvehøy, C. E. Bøggild, K. Sand, and G. Liston (1996), Melting, runoff and the formation of frozen lakes in a mixed snow and blue-ice field in Dronning Maud Land, Antarctica, *Journal of Glaciology*, *42*(141), 271–278.
- Winton, M. (2006), Amplified arctic climate change : What does surface albedo feedback have to do with it ?, *Geophysical Research Letters*, *33*(3), doi :10.1029/2005GL025244.
- Wiscombe, W. J. (1980), Improved mie scattering algorithms, *Applied Optics*, *19*(9), 1505, doi : 10.1364/AO.19.001505.
- Wiscombe, W. J., and S. G. Warren (1980), A model for the spectral albedo of snow. i : Pure snow, *Journal of the Atmospheric Sciences*, *37*(12), 2712–2733, doi :10.1175/1520-0469(1980)037<2712:AMFTSA>2.0.CO;2.
- Wiscombe, W. T. (1977), The delta-Eddington approximation for a vertically inhomogeneous atmosphere, *Tech. rep.*
- Wong, P. P., I. J. Losada, J.-P. Gattuso, J. Hinkel, K. L. McInnes, Y. Saito, and A. Sallenger (2014), Coastal systems and low-lying areas., in *Climate Change 2014 : Impacts, Adaptation, and Vulnerability. Part A : Global and Sectoral Aspects. Contribution of Working Group II to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*, Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA.
- Xie, Y., P. Yang, B.-C. Gao, G. W. Kattawar, and M. I. Mishchenko (2006), Effect of ice crystal shape and effective size on snow bidirectional reflectance, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, *100*(1–3), 457–469, doi :10.1016/j.jqsrt.2005.11.056.
- Yen, Y.-C. (1981), Review of thermal properties of snow, ice and sea ice, *Tech. rep.*, DTIC Document.
- Zatko, M. C., T. C. Grenfell, B. Alexander, S. J. Doherty, J. L. Thomas, and X. Yang (2013), The influence of snow grain size and impurities on the vertical profiles of actinic flux and associated NO_x emissions on the Antarctic and Greenland ice sheets, *Atmospheric Chemistry and Physics*, *13*(7), 3547–3567, doi :10.5194/acp-13-3547-2013.
- Zege, E., I. Katsev, A. Malinka, A. Prikhach, and I. Polonsky (2008), New algorithm to retrieve the effective snow grain size and pollution amount from satellite data, *Annals of Glaciology*, *49*(1), 139–144, doi :10.3189/172756408787815004.

TABLE DES FIGURES

1.1	Bilan énergétique de la Terre.	11
1.2	Carte du continent Antarctique.	15
1.3	Photo d'un trou dans la neige prise à Dôme C.	17
1.4	Vue des environs de la station Concordia depuis le sommet de la tour américaine.	19
2.1	Mesure de masse volumique effectuée à Dôme C durant la campagne de mesures 2012 – 2013.	25
2.2	Utilisation d'ASSSAP à Dôme C.	27
2.3	Indice de réfraction de la glace.	28
2.4	Irradiance incidente et albédo spectral mesurés à Dôme C.	29
2.5	Schéma illustratif de la réflectance bidirectionnelle.	32
2.6	Profondeur de pénétration spectrale mesurée à Dôme C avec l'instrument SolExS.	33
2.7	Transmittance spectrale d'une couche de neige pour différents contenus en BC.	34
2.8	Schéma des principaux processus physiques modélisés par Crocus.	37
2.9	Schéma illustratif du modèle TARTES.	41
2.10	Illustration du transfert radiatif.	42
2.11	Géométrie de la structure plan-parallèle stratifiée.	43
2.12	Fonction de phase d'une particule.	48
2.13	(a) Proportion de rayonnement diffus en fonction de l'angle solaire zénithal utilisée pour TARTES à Dôme C. (b) Allure des spectres direct et diffus à Dôme C.	52
2.14	(a) Albédo large-bande d'un manteau neigeux en fonction de la SSA, calculé avec le schéma B92 et TARTES pour différents angles solaires zénithaux. (b) Profils d'absorption d'énergie pour un manteau multi-couches calculés avec le schéma B92 et TARTES.	53
3.1	Dispositif de mesure de transmittance.	62
3.2	Transmittance d'une couche de neige en fonction de son épaisseur.	62

3.3	Mesure d'irradiance spectrale au sein du manteau neigeux.	65
3.4	Principe de détermination du paramètre B optimal.	66
3.5	Principe de mesure d'irradiance spectrale avec SolExS.	67
3.6	Irradiance spectrale et profils verticaux d'irradiance mesurés avec SolExS.	67
3.7	Profils verticaux d'irradiance mesurés avec SolExS et avec les fibres optiques insérées horizontalement dans le manteau neigeux.	68
3.8	(a) The shapes presented in Table 3.1 are displayed in a $B, (1 - g^G)$ diagram. (b) The same shapes are presented in a $B(1 - g^G), B/(1 - g^G)$ diagram, to illustrate their characteristics in terms of e -folding depth and albedo.	80
3.9	Measurements conducted at Col de Porte (29 February 2012)	84
3.10	Same as Fig. 3.9a for the 4 other Alpine sets of measurements.	85
3.11	Black carbon content beyond which black carbon absorption represents more than 5 % of the snow absorption coefficient.	86
3.12	Measured and modeled spectral e -folding depth at Dome C and at Lac Poursollet.	87
3.13	Representation of all values of B determined from theoretical calculations, from measurements and from data in the literature.	89
3.14	Histogram and probability density function of B in each of the 3 distinct strata of the synthetic snowpack.	98
3.15	(a) Experimental setup of the reflectance and irradiance measurements performed in the laboratory. (b) Schematic illustration of the irradiance profiler SolExS.	100
3.16	(a) Measured profiles of density and reflectance at 1310 nm for Dome C measu- rements taken on 14 January 2013. (b) Measured and modeled optimal irradiance profiles at $\lambda_I = 620$ and 720 nm. (c) Histogram and probability density function of B in each of the 3 strata.	102
3.17	Probability density functions of B for 3 samples measured at Col du Lautaret.	103
3.18	Standard deviation of B as a function of stratum thickness, for all strata of the field experiments and for the synthetic snowpack.	104
3.19	Variations of the standard deviation of B for the 20 cm thick intermediate layer of the synthetic snowpack, for various measurement errors.	105
3.20	Probability density function of B for all samples.	106
3.21	Boxplots of the probability density functions of B for different snow types.	107
3.22	Maximum likelihood estimate of B as a function of sample average specific surface area and sample average density.	108
4.1	(a) Absorption d'énergie en fonction de la profondeur. (b) Profils d'absorption d'énergie de ce manteau pour différentes valeurs de B	120
4.2	(a) Allure du forçage utilisé dans le modèle analytique. (b) Profils de température moyens obtenus avec la version originale du modèle pour différentes profondeurs de pénétration.	122

4.3	Profils de température obtenus avec le modèle de Colbeck spectral pour différentes valeurs de SSA, de masse volumique et du paramètre B	123
4.4	Profils du flux de vapeur d'eau obtenus avec le modèle de Colbeck amélioré pour différentes valeurs de SSA, de masse volumique et du paramètre B	124
4.5	(gauche) Caractéristiques du manteau proche de la surface pour la simulation Crocus de validation de TARTES. (droite) Température moyenne à 33 et 43 cm sur la dernière journée de simulation pour différentes valeurs initiales de masse volumique du premier centimètre du manteau.	129
4.6	(a) Températures mesurées et simulées avec Crocus-TARTES à différentes profondeurs dans le manteau. (b) Températures de surface mesurée et simulée.	130
4.7	Profils de température mesuré et modélisés avec le schéma original B92, avec TARTES, et avec TARTES sans pénétration du rayonnement solaire.	131
4.8	Variations de température simulées avec B92, B92 avec l'albédo de TARTES, et TARTES.	132
4.9	Températures de surface simulées avec TARTES et B92.	132
4.10	Gradients de température moyens lorsque le métamorphisme est désactivé ou activé.	133
4.11	Profils de température lorsque le métamorphisme est désactivé ou activé.	134
4.12	Profils de SSA lorsque le métamorphisme est activé.	134
4.13	Profils moyens simulés de température et de SSA. Les mesures de SSA correspondent au profil moyen mesuré sur la saison 2012-2013 avec ASSSAP.	135
5.1	AutoSolExS.	144
5.2	Collecteur cosinus fait maison et sa réponse angulaire.	146
5.3	SSA de surface estimée à partir de la mesure d'albédo spectral AutoSolExS sur la journée du 9 Janvier 2013.	147
5.4	Séries temporelles de la SSA de surface déduite de la mesure d'albédo spectral avec AutoSolExs et des mesures ASSSAP sur échantillon effectuées durant la campagne d'été 2013 – 2014.	148
5.5	Profils de masse volumique et de SSA mesurés durant la campagne d'été 2012 – 2013.	149
5.6	Dispositif expérimental de mesure de la SSA de surface avec ASSSAP en position horizontale.	150
5.7	Profils horizontaux de SSA de surface acquis avec ASSSAP.	150
5.8	Profils moyens de masse volumique et de SSA mesurés à Dôme C durant la campagne d'été 2012 – 2013 et simulés avec la version originale de Crocus.	153
5.9	Profils moyens de masse volumique et de SSA mesurés à Dôme C durant la campagne d'été 2012 – 2013 et simulés avec la version de Crocus adaptée aux conditions du Plateau Antarctique.	155
5.10	(a) Évolution de la SSA de surface mesurée avec ASSSAP au cours de l'été 2012 – 2013. (b) Variations de la moyenne journalière du vent mesuré à ~ 2 m et précipitations tri-horaires ERA-Interim.	157

5.11	Evolution de la SSA des deux premiers centimètres du manteau sur l'été 2013–2014, estimée avec AutoSolExS et simulée avec Crocus.	158
5.12	(haut) Évolution de la SSA à différentes profondeurs au cours de l'été 2012 – 2013 déduite des profils verticaux quotidiens effectués avec ASSSAP. (bas) Comparaison des SSA mesurées et simulées avec Crocus.	159
5.13	(haut) Evolution de la masse volumique à différentes profondeurs au cours de l'été 2012 – 2013 déduite des profils verticaux quotidiens. (bas) Comparaison des masse volumiques mesurées et simulées avec Crocus.	160
5.14	Évolution de la profondeur de pénétration à 700 nm entre 5 et 10 cm de profondeur au cours de l'été 2012 – 2013 : comparaison entre mesure AutoSolExS et simulation Crocus.	161
5.15	Variations du rayon optique moyen des 6 premiers centimètres du manteau simulé par Crocus, et du grain index calculé à partir des mesures AMSU-B sur la période 2000 – 2014.	162
5.16	Variations sur l'été 2012 – 2013 du rayon optique moyen des 6 premiers centimètres du manteau tirées des profils verticaux quotidiens de SSA et simulées avec Crocus, et du grain index calculé à partir des mesures AMSU-B.	163
5.17	Augmentation du rayon optique de surface simulée par Crocus sur la période 1 ^{er} octobre-1 ^{er} février en fonction des précipitations, du nombre d'événements de vent $> 7 \text{ m s}^{-1}$ et de la température moyenne de l'air.	164
5.18	Augmentation du rayon optique de surface simulée par Crocus sur la période 1 ^{er} Octobre-1 ^{er} Février en fonction de l'albédo moyen, de la masse volumique moyenne et de la température moyenne.	164
5.19	Boucles de rétroaction mises en évidence.	165
5.20	(a) Variations de la moyenne sur 6 mois de la masse volumique de surface simulée et du rapport de polarisation PR_{37} à Dôme C. (b) Variations de la moyenne sur 6 mois de la masse volumique de surface simulée et du vent ERA-Interim à Dôme C.	166
5.21	(a) Climatologie du vent et des précipitations ERA-Interim à Dôme C sur 2000–2014.	167
6.1	(gauche) Profils verticaux de SSA mesurés à Dôme C. (droite) Photo de la surface de la neige à Dôme C prise depuis le sommet de la tour américaine.	173
6.2	Illustration de la représentation stochastique du transport de neige par le vent.	175
6.3	Two pictures, taken at a 2 h interval, showing a $0.5 \text{ m} \times 0.5 \text{ m}$ snow surface area before and during a drift event	181
6.4	(a) Hourly time series of snow height obtained from pictures of the snow surface. (b) Distribution of snow height variations during the 53 drift events identified from pictures of the snow surface.	181
6.5	A series of 4 pictures of the snow surface taken at a 1 h interval close to Concordia station, showing the formation of a thick snow patch.	182

6.6	Distribution of the 400 annual snow height variations measured on the network of 50 stakes from 2004 to 2012.	183
6.7	Distribution of ERA-Interim 10 m wind speed at the beginning of each of the 101 drift events identified from the pictures of surface snow.	188
6.8	(a) Profiles of density of the top 25 cm of the snowpack measured during the summer campaign 2012-2013. (b) Distribution of measured densities for various depths. . .	190
6.9	(a) Profiles of SSA of the top 50 cm of the snowpack measured with ASSSAP during the summer campaign 2012-2013. (b) Distribution of SSA for various depths. . . .	190
6.10	Time series of measured density (a) and SSA (b) (averages in the range 0 – 5 cm and 20 – 25 cm).	191
6.11	Average vertical profiles of density (a) and SSA (b) obtained with simulation 1D-Std on the period 23 November 2012 – 16 January 2013.	193
6.12	Average vertical profiles of density (a) and SSA (b) obtained with simulations 1D-Ant and 1D-Ant'.	193
6.13	Distribution of snow height variations between the beginning and the end of the drift events in simulation MP.	194
6.14	Distributions of annual accumulation from 2004 to 2012, measured at Dome C and obtained from simulation MP.	195
6.15	Vertical profiles of density (a) and SSA (b) obtained with simulation MP.	196
6.16	Distributions of measured and simulated densities at various depths for simulation MP.	197
6.17	Distributions of measured and simulated SSA at various depths for simulation MP.	197
6.18	(a) Same as Figure 6.15b but for simulation MP', i.e. increasing the SSA of drifted snow by 10 kg m^{-2} . (b) Distributions of simulated SSA at various depths.	199
6.19	(a) Same as Figure 6.15b but for simulation MP'', i.e. dividing by 2 the rate of growth of optical radius of the parameterization F06. (b) Distributions of simulated SSA at various depths.	199
B.1	Albédos spectraux d'une couche semi-infinie éclairée verticalement simulés par TARTES et DISORT, pour différentes valeurs de SSA.	249
B.2	(de gauche à droite et de haut en bas) Albédo spectral d'une couche homogène pour différents contenus en BC et différentes tailles de particules de BC. Albédo spectral pour une monodispersion de grains ou une polydispersion de même SSA. Albédo spectral d'un manteau à 2 couches de 1 cm d'épaisseur éclairé à 50° pour une surface sous-jacente purement réfléchissante ou purement absorbante. Variation de l'albédo large bande en fonction de l'angle solaire zénithal pour différentes valeurs de SSA. Profils d'irradiance à 3 longueurs d'onde dans un manteau stratifié. Profil vertical d'absorption d'énergie dans un manteau stratifié pour un profil de BC donné et 10 fois ce même contenu.	250

C.1	Ratio des coefficients d'extinction asymptotiques à 400 et 750 nm pour 38 profils verticaux d'irradiance collectés avec SolExS autour de Dôme C.	252
D.1	(gauche) Spectrophotomètre SVC® HR1024 lors d'une mesure d'albédo spectral à proximité de la station Concordia. (droite) Variations du ratio $\ln(\alpha_\lambda(\mu))/\ln(\alpha_\lambda(\mu^*))$ à 1300 nm en fonction de μ : comparaison entre mesures et théorie.	254
E.1	Variations de la moyenne estivale de la température, de la SSA de surface et de l'albédo en fonction des variations de la température de l'air à 10 m.	256
E.2	Variations de la moyenne estivale de la température, de la SSA de surface et de l'albédo en fonction des variations du taux de précipitations.	256
E.3	Variations de la moyenne estivale de la température, de la SSA de surface et de l'albédo en fonction de la masse volumique de la neige fraîche.	257
E.4	Variations de la moyenne estivale de la température, de la SSA de surface et de l'albédo en fonction de la vitesse du vent.	258
E.5	Variations de la moyenne estivale de la température, de la SSA de surface et de l'albédo en fonction de la vitesse du vent pour une simulation où le métamorphisme lié au vent est désactivé.	258
F.1	Geometry of the stratified snowpack	260

LISTE DES TABLEAUX

3.1	Values of B and g^G for various geometric shapes, computed using ray tracing methods.	78
3.2	Summary of the measurements collected at Dome C and in the Alps.	83
3.3	Determination of B from data in the literature.	88
6.1	Crocus simulations used in this study.	184

ANNEXE A

ALBÉDO ET TRANSMITTANCE SOUS L'APPROXIMATION δ —EDDINGTON

On explicite ici les calculs permettant d'obtenir les Eqs. 2.32a et 3.5. On commence par réécrire les expressions des irradiances descendante et ascendante au sein d'une couche de neige homogène éclairée par un rayonnement diffus :

$$F_{\lambda}^{\downarrow}(z) = A_{\lambda}e^{-k_{e,\lambda}z} + B_{\lambda}e^{k_{e,\lambda}z} \quad (\text{A.1a})$$

$$F_{\lambda}^{\uparrow}(\tau) = \alpha A_{\lambda}e^{-k_{e,\lambda}z} + \frac{B_{\lambda}}{\alpha_{\lambda}}e^{k_{e,\lambda}z}. \quad (\text{A.1b})$$

L'expression de α_{λ} est donnée par l'eq. (44) de *Jiménez-Aquino and Varela (2005)* :

$$\alpha_{\lambda} = \frac{\gamma_{1,\lambda} - k_{e,\lambda}/\sigma_e}{\gamma_{2,\lambda}},$$

où $\gamma_{1,\lambda} = \frac{1}{4}(7 - \omega_{\lambda}(4 + 3g))$ et $\gamma_{2,\lambda} = -\frac{1}{4}(1 - \omega_{\lambda}(4 - 3g))$. Dans le cas de la neige $1 - \omega_{\lambda} \ll 1$, si bien que :

$$\alpha_{\lambda} = \frac{3(1 - g) - 4\sqrt{3(1 - g)(1 - \omega_{\lambda})}}{3(1 - g)} \quad (\text{A.2})$$

$$= 1 - 4\sqrt{\frac{(1 - \omega_{\lambda})}{3(1 - g)}}. \quad (\text{A.3})$$

Pour calculer ensuite la transmittance d'une couche d'épaisseur optique L , on résout le système d'équations A.1 avec les conditions aux limites suivantes :

$$F_{\lambda}^{\downarrow}(0) = F_{\lambda}^0 \quad (\text{A.4})$$

$$F_{\lambda}^{\uparrow}(L) = 0. \quad (\text{A.5})$$

$$(\text{A.6})$$

En insérant ces conditions dans A.1, on obtient :

$$A_{\lambda} + B_{\lambda} = F_{\lambda}^0 \quad ; \quad A_{\lambda} = -\frac{B_{\lambda}}{\alpha_{\lambda}^2} e^{2k_{e,\lambda}L} \quad (\text{A.7})$$

$$B_{\lambda} \left(1 - \frac{1}{\alpha_{\lambda}^2} e^{2k_{e,\lambda}L} \right) = F_{\lambda}^0. \quad (\text{A.8})$$

Alors on peut exprimer $F_{\lambda}^{\downarrow}(L)$:

$$F_{\lambda}^{\downarrow}(L) = B_{\lambda} e^{k_{e,\lambda}L} \left(1 - \frac{1}{\alpha_{\lambda}^2} \right) \quad (\text{A.9})$$

$$= F_{\lambda}^0 e^{k_{e,\lambda}L} \frac{1 - \frac{1}{\alpha_{\lambda}^2}}{1 - \frac{1}{\alpha_{\lambda}^2} e^{2k_{e,\lambda}L}} \quad (\text{A.10})$$

$$= F_{\lambda}^0 e^{k_{e,\lambda}L} \frac{\alpha_{\lambda}^2 - 1}{\alpha_{\lambda}^2 - e^{2k_{e,\lambda}L}}. \quad (\text{A.11})$$

Ce qui donne finalement l'expression recherchée :

$$T_{\lambda}(L) = \frac{F_{\lambda}^{\downarrow}(L)}{F_{\lambda}^0} = e^{k_{e,\lambda}L} \frac{\alpha_{\lambda}^2 - 1}{\alpha_{\lambda}^2 - e^{2k_{e,\lambda}L}}. \quad (\text{A.12})$$

ANNEXE B

COMPARAISON TARTES-DISORT

Le modèle TARTES est basé sur un certain nombre d'approximations qui visent à diminuer son temps de calcul. On montre ici qu'il permet néanmoins de reproduire précisément l'albédo spectral et les profils d'absorption d'énergie. Pour cela le modèle de transfert radiatif DISORT en configuration 16-flux (*Stamnes et al.*, 1988) est choisi comme référence pour calculer les propriétés optiques d'un ensemble de sphères dont les paramètres de diffusion simple sont calculés d'après la théorie de Lorenz-Mie (*Wiscombe*, 1980). TARTES est utilisé avec les paramètres de forme correspondant à des sphères, *i.e.* en supposant $B = 1.25$ et $g = 0.89$ (*Kokhanovsky and Macke*, 1997). Les Figures B.1 et B.2 montrent quelques comparaisons pour l'albédo, les profils d'irradiance et d'énergie absorbée. On retiendra que les différences entre TARTES et DISORT sont généralement inférieures à 5% et que le temps de calcul est environ 100 fois moindre avec TARTES.

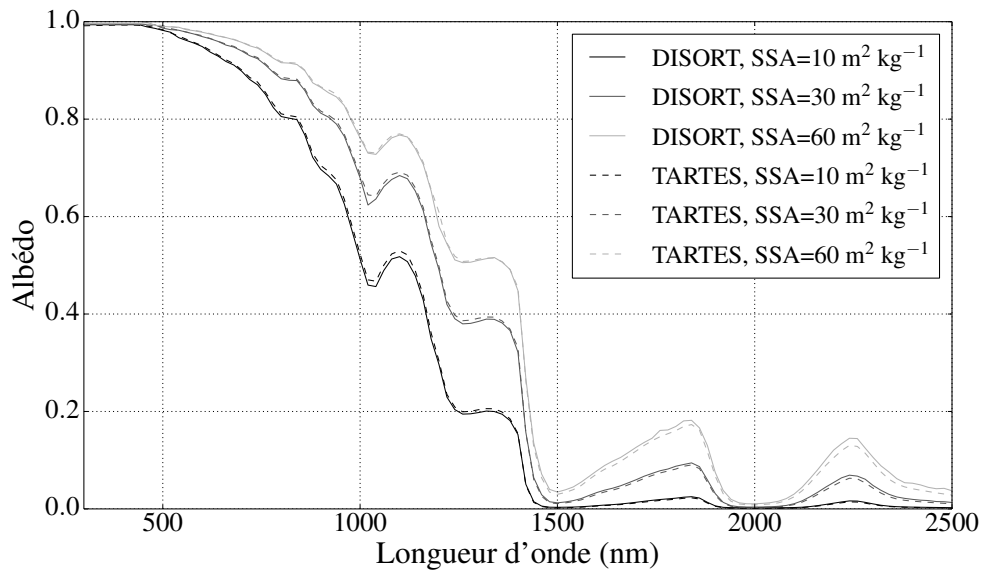


FIGURE B.1 – Albédos spectraux d'une couche semi-infinie éclairée verticalement simulés par TARTES et DISORT, pour différentes valeurs de SSA.

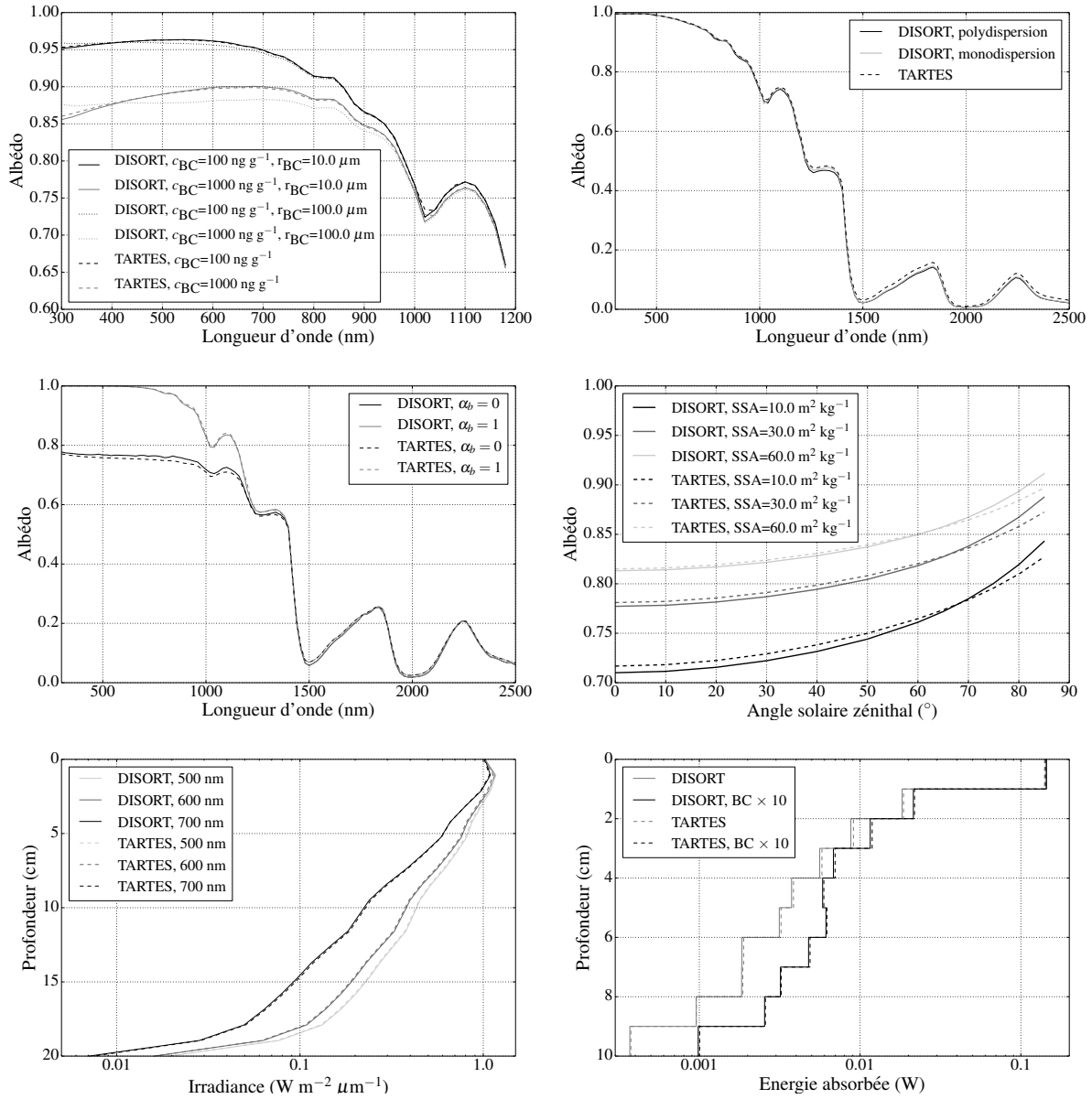


FIGURE B.2 – (de gauche à droite et de haut en bas) Albédo spectral d’une couche homogène pour différents contenus en BC et différentes tailles de particules de BC. Albédo spectral pour une monodispersion de grains ou une polydispersion de même SSA. Albédo spectral d’un manteau à 2 couches de 1 cm d’épaisseur éclairé à 50° pour une surface sous-jacente purement réfléchissante ou purement absorbante. Variation de l’albédo large bande en fonction de l’angle solaire zénithal pour différentes valeurs de SSA. Profils d’irradiance à 3 longueurs d’onde dans un manteau stratifié. Profil vertical d’absorption d’énergie dans un manteau stratifié pour un profil de BC donné et 10 fois ce même contenu.

ANNEXE C

UTILISATION DE SOLEXS POUR ESTIMER LE CONTENU EN IMPURETÉS DE LA NEIGE

Dans le cadre du projet LEFE BON (Bilan Optique de la Neige, responsable principal Didier Voisin, LGGE) auquel j'ai participé, la sensibilité de la profondeur de pénétration à la présence d'impuretés dans la neige (*Warren et al.*, 2006) a été mise à profit pour estimer le contenu en impuretés du manteau neigeux à partir des profils d'irradiance mesurés avec SolExS.

Pour cela, on calcule le ratio $r = k_e(\lambda_2)/k_e(\lambda_1)$, qui vaut $\sqrt{(1 - \omega(\lambda_2)) / (1 - \omega(\lambda_1))}$ pour un manteau semi-infini d'après l'Eq. 2.32b. λ_2 est choisi de sorte que la glace soit suffisamment absorbante et ω_2 peu sensible au contenu en impuretés, et λ_1 le contraire (Eq. 2.52), si bien que r est alors un indicateur du contenu en impuretés de la neige (r décroît avec le contenu en impuretés).

Le ratio r a été calculé pour les 29 profils d'irradiance effectués avec SolExS durant la campagne de mesures 2012–2013 à Dôme C, avec $\lambda_1=400$ nm et $\lambda_2=750$ nm. Pour cela, les coefficients $k_e(\lambda_i)$ ont été déterminés en faisant une régression exponentielle des profils entre 10 et 30 cm de profondeur. 7 de ces profils ont été effectués dans la « zone propre » située au Sud de la tour américaine (zone A sur la Figure 1.4), 19 dans une zone située 200 m au sud de la tente EPICA (zone B), et 2 sous le vent de la centrale thermique (« zone sale »). Le dernier profil a été réalisé entre 1.5 et 2 m de profondeur dans de la neige déposée avant l'installation de la base ("neige vieille"). De plus, 9 profils ont été réalisés à 25 km de la base (3 à l'ouest, 2 à l'est et 4 au sud).

La Figure C.1 met en évidence 3 groupes dont les valeurs de r ne se recoupent pas. Le premier contient tous les profils effectués à 25 km et celui réalisé dans la neige vieille. Le second réunit

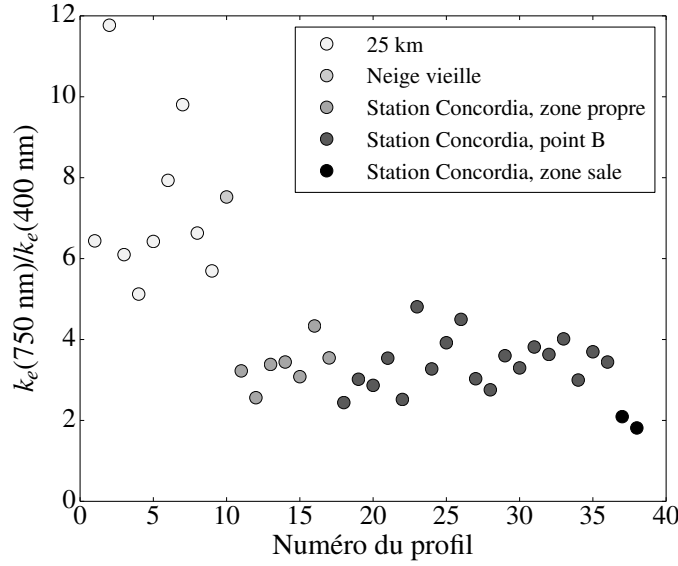


FIGURE C.1 – Ratio des coefficients d’extinction asymptotiques à 400 et 750 nm pour 38 profils verticaux d’irradiance collectés avec SolExS autour de Dôme C. Les profils 1 à 9 ont été effectués à 25 km de Dôme C, le profil 10 dans de la neige vieille proche de la station Concordia, les profils 11 à 17 au point de mesure *A* dans la « zone propre », les profils 18 à 36 au point de mesure *B* et les profils 37 et 38 dans la « zone sale » (Fig. 1.4).

les profils mesurés autour de la station Concordia. Le dernier contient les profils réalisés dans la « zone sale ». Ainsi les profils d’irradiance mesurés avec SolExS permettent de différencier la neige située à proximité de la base scientifique de la neige située à 25 km et probablement non impactée par la présence de la base, ce qui signifie que la neige du premier mètre autour de la station n’est pas aussi propre qu’à 25 km. En particulier, la « zone propre » ne l’est pas plus que d’autres zones autour de la station et n’est probablement pas représentative des environs de Dôme C pour ce qui concerne le contenu en impuretés et donc la profondeur de pénétration du rayonnement, ce qui peut avoir un impact important lorsque des mesures effectuées à Dôme C sont utilisées pour des applications à plus grande échelle sur le Plateau Antarctique (*e.g.* Zatko *et al.*, 2013). La Figure C.1 montre également que la neige ancienne a conservé un contenu en impuretés correspondant à de la neige non impactée par la station. Les taux d’impuretés à Dôme C étant extrêmement faibles, de l’ordre du ng g^{-1} (Warren *et al.*, 2006; France *et al.*, 2011a; Zatko *et al.*, 2013), ces résultats mettent en valeur la sensibilité de SolExS à de très faibles quantités d’impuretés. L’instrument permet en effet de différencier des manteaux ayant des contenus en BC de quelques ng g^{-1} au plus, ce qui met en évidence une application potentielle de SolExS comme moyen rapide d’estimation du contenu en impuretés du manteau.

ANNEXE D

DÉPENDANCE DE L'ALBÉDO DIRECT À L'ANGLE SOLAIRE ZÉNITHAL

L'algorithme d'inversion de l'albédo spectral en SSA utilisé au Chapitre 5 repose sur l'Eq. 2.54b qui donne l'albédo spectral direct de la neige en fonction de la SSA et de l'ASZ :

$$\alpha_\lambda(\mu) = \exp \left(-\frac{12}{7}(1 + 2\mu) \sqrt{2 \frac{B\gamma_\lambda}{3\rho_{\text{ice}}\text{SSA}(1 - g)}} \right), \quad (\text{D.1})$$

où $\mu = \cos(\theta)$ et θ est l'ASZ.

Afin de vérifier la validité de cette formule¹, des mesures d'albédo spectral sur la gamme 350 – 2500 nm ont été réalisées à Dôme C avec le spectrophotomètre SVC® HR1024 (Fig. D.1). La mesure d'irradiance se fait à l'aide d'une sphère intégrante mais l'albédo dans la gamme 400 – 500 nm dépasse régulièrement 1.0 et atteint parfois 1.3 lorsque le soleil est rasant, même en prenant de grandes précautions quant à l'horizontalité de la tête de mesure. Afin d'utiliser néanmoins ces données d'albédo spectral, elles sont normalisées de sorte que la valeur maximale de l'albédo spectral vaille 0.99. Cette valeur correspond à l'albédo théorique d'une neige très propre dans le visible. L'erreur introduite par cette hypothèse est de l'ordre du %, ce qui est mieux que l'erreur sur la valeur brute de l'albédo.

Afin d'étudier la relation entre l'albédo spectral et l'ASZ, j'ai mesuré l'albédo durant 36 h en conditions de ciel clair. L'Equation D.1 étant valide uniquement lorsque le rayonnement est parfaitement direct, il a fallu travailler à une longueur d'onde à laquelle le flux diffus est très minoritaire par rapport au flux direct. D'après la Figure 2.13b, au-delà de 1300 nm, le rayonnement direct représente moins de 1% du rayonnement total et l'Eq. D.1 est valide. En choisissant un angle de référence θ^* on a en théorie :

1. À notre connaissance, cette formule n'a été validée que par *Kokhanovsky and Zege* (2004) à l'aide de mesures qui n'étaient pas bien résolues spectralement.

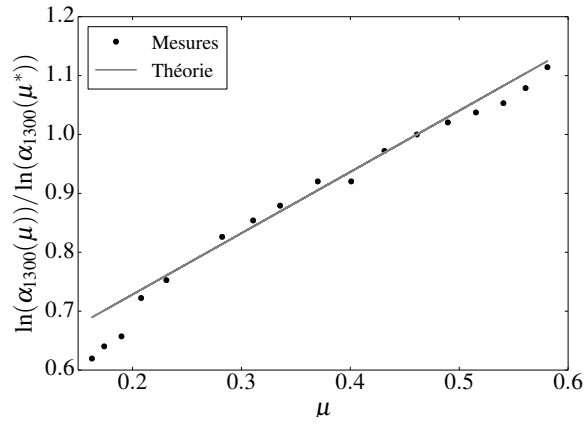


FIGURE D.1 – (gauche) Spectrophotomètre SVC® HR1024 lors d'une mesure d'albédo spectral à proximité de la station Concordia. La sphère intégrante se trouve à l'extrémité du bras horizontal. (droite) Variations du ratio $\ln(\alpha_\lambda(\mu))/\ln(\alpha_\lambda(\mu^*))$ à 1300 nm en fonction de μ : comparaison entre mesures et théorie avec $\mu^* = 0.46$. La courbe théorique correspond à la fonction $\frac{1 + 2\mu}{1 + 2\mu^*}$.

$$\frac{\ln(\alpha_\lambda(\mu))}{\ln(\alpha_\lambda(\mu^*))} = \frac{1 + 2\mu}{1 + 2\mu^*}. \quad (\text{D.2})$$

Le membre de gauche de l'Eq. D.2 a été calculé pour $\lambda = 1300$ nm et la Figure D.1b montre ses variations en fonction de μ . L'accord avec la théorie est très bon pour $\mu > 0.25$, ce qui permet de valider l'Eq. D.1 et donc l'inversion de l'albédo spectral en SSA.

ANNEXE E

ÉTUDE DE SENSIBILITÉ DE CROCUS AUX VARIABLES ATMOSPHÉRIQUES

Afin de vérifier que le modèle Crocus se comporte correctement dans les conditions météorologiques de Dôme C, la sensibilité du manteau neigeux à des modifications de la température de l'air, du taux de précipitation, de la masse volumique de la neige fraîche et de l'intensité du vent est étudiée. Pour ce faire, on estime l'impact de ces modifications sur la température de surface, la SSA des 1.5 centimètres de surface et l'albédo large bande. On reprend la simulation courant de janvier 2000 à février 2014 en modifiant une seule variable à la fois, et on s'intéresse aux moyennes estivales (*i.e.* sur les mois de décembre et de janvier) sur toute la période. Cela met en évidence les variables atmosphériques critiques pour le manteau neigeux et permet d'estimer l'impact de changements climatiques sur la période estivale.

Sensibilité à la température de l'air

On a réalisé des simulations Crocus en augmentant ou diminuant la température de l'air du forçage ERA-Interim de 1 ou 2°C. La Figure E.1 montre les variations estivales de la température, de la SSA de surface et de l'albédo en réponse à ces perturbations. Les variations de température de surface sont environ deux fois plus faibles que celles de l'air. La SSA de surface diminue avec une augmentation de température, d'environ $1 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$. Cette baisse de SSA entraîne une baisse de l'albédo de l'ordre de 0.001 K^{-1} . Dans ces simulations, les propriétés de la neige sont peu sensibles à une augmentation de température, probablement parce que les températures moyennes restent très basses et les processus physiques liés au métamorphisme de la neige et à la densification du manteau neigeux sont modérément impactés à ces températures.

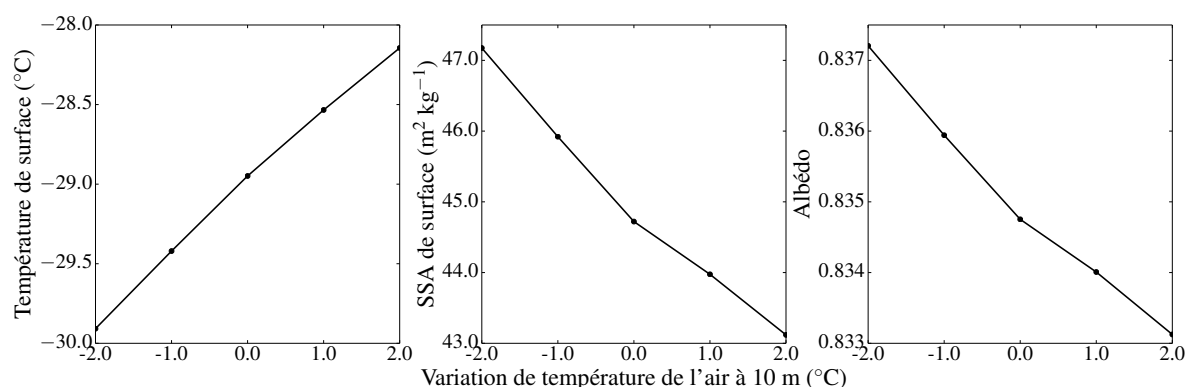


FIGURE E.1 – Variations de la moyenne estivale de la température, de la SSA de surface et de l'albédo en fonction des variations de la température de l'air à 10 m.

Sensibilité au taux de précipitation

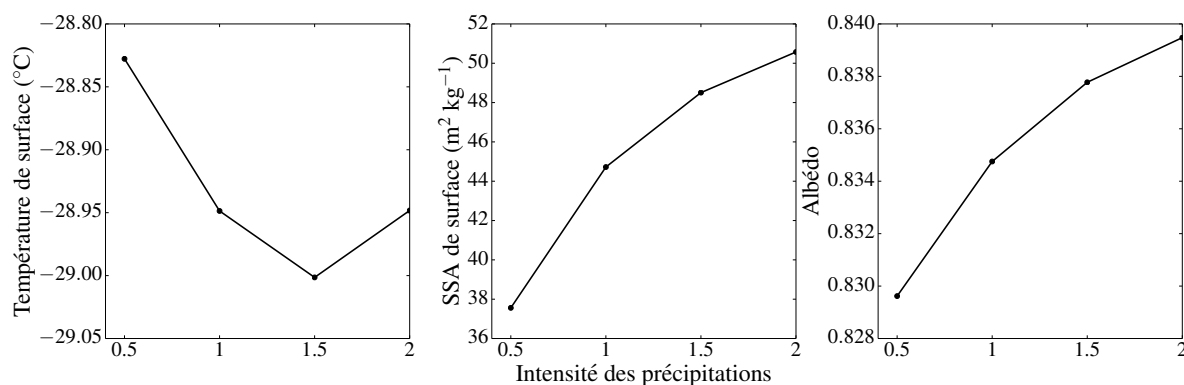


FIGURE E.2 – Variations de la moyenne estivale de la température, de la SSA de surface et de l'albédo en fonction des variations du taux de précipitations.

La sensibilité du manteau neigeux au taux de précipitation est estimée en multipliant les précipitations par 0.5, 1 et 2 par rapport à la simulation de référence (Figure E.2). La SSA de surface et par conséquent l'albédo augmentent lorsque les précipitations augmentent car les précipitations forment des couches de SSA élevée. En réponse à une augmentation des précipitations la température de surface diminue légèrement jusqu'à un certain point ou au contraire elle augmente de nouveau. Les précipitations se caractérisent en effet par leur faible masse volumique, et une couche de faible masse volumique en surface peut réchauffer le manteau neigeux par le biais de l'effet de serre solide (Chapitre 4). Il existe donc une compétition entre l'effet réfléchissant des précipitations et leur effet d'isolant thermique. Il est donc difficile d'estimer l'impact d'un changement du régime de précipitation sur le bilan d'énergie de surface de la calotte Antarctique sans connaître précisément l'effet du vent sur la masse volumique de la neige fraîche. En effet, à Dôme C, les gros événement de précipitation sont souvent concomitants avec des épisodes de vent. Ces derniers

contribuent à densifier la neige fraîche, et peuvent aussi modifier le régime thermique du manteau, si bien que précipitations et vent peuvent difficilement être dissociés l'un de l'autre.

Sensibilité à la masse volumique des précipitations

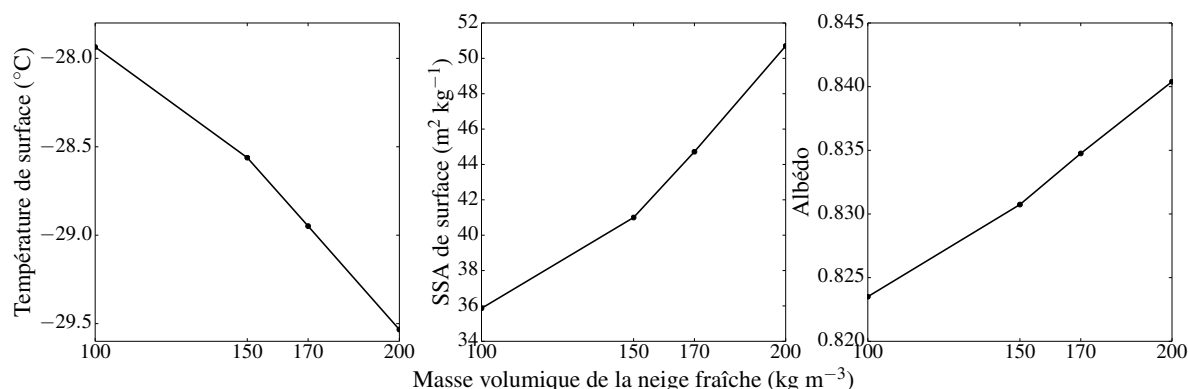


FIGURE E.3 – Variations de la moyenne estivale de la température, de la SSA de surface et de l'albédo en fonction de la masse volumique de la neige fraîche.

La masse volumique de la neige fraîche (jusque-là fixée à 170 kg m^{-3}) est modifiée pour estimer son impact sur les propriétés du manteau (Fig. E.3). Augmenter la masse volumique de 100 à 200 kg m^{-3} a un impact conséquent sur la température de surface, mais également sur la SSA et donc l'albédo. En effet, un manteau plus dense en surface sera globalement plus froid et le métamorphisme y sera moins intense. La SSA de surface et l'albédo sont ainsi plus sensibles à une variation de masse volumique de la neige fraîche qu'à une augmentation des précipitations, mettant en valeur l'importance des boucles de rétroaction qui couplent les propriétés thermiques et optiques du manteau.

Sensibilité à l'intensité du vent

Pour estimer la sensibilité des propriétés du manteau à l'intensité du vent, la vitesse du vent à 10 m du forçage ERA-Interim a été multipliée par 0.5 , 1 et 2 . Dans Crocus, l'effet du transport de la neige par le vent se traduit par une compaction de la neige proche de la surface et par une modification de la taille et de la forme des grains (Vionnet *et al.*, 2012). Pour de la neige dendritique cela peut conduire à une diminution de la SSA, et pour une neige non-dendritique ce processus conduit toujours à augmenter la SSA des couches de surface (Carmagnola *et al.*, 2014).

La Figure E.4 présente la réponse du manteau neigeux à des variations de l'intensité du vent. Diminuer de moitié l'intensité du vent conduit à une augmentation de température de 2.5°C , signature d'une amplification de l'effet de serre solide due à une diminution de la masse volumique de surface. Cela conduit également à une intensification du métamorphisme de gradient comme le montre la baisse de presque 20% de la SSA et de 0.014 de l'albédo. Plus surprenant, lorsque

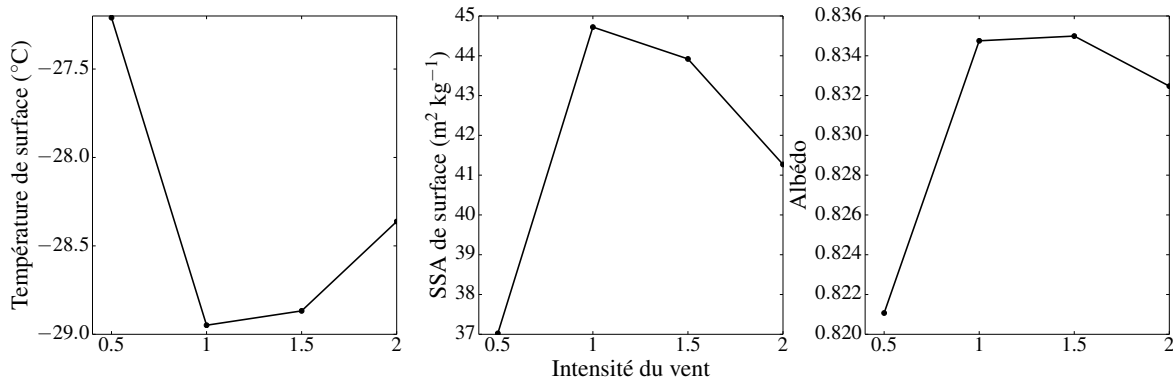


FIGURE E.4 – Variations de la moyenne estivale de la température, de la SSA de surface et de l'albédo en fonction de la vitesse du vent.

l'intensité du vent augmente par rapport à la situation de référence, la température de surface augmente légèrement et la SSA diminue, tandis qu'un manteau plus dense devrait conduire à une baisse du métamorphisme et donc à une augmentation de la SSA.

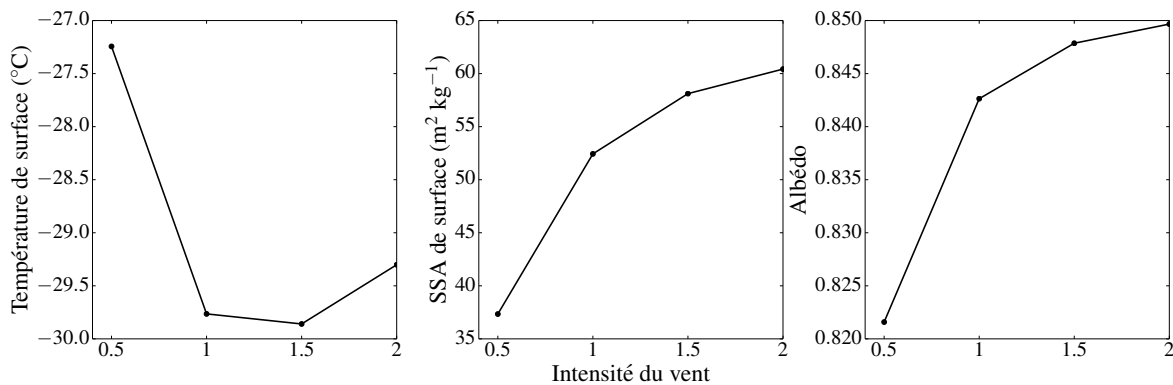


FIGURE E.5 – Variations de la moyenne estivale de la température, de la SSA de surface et de l'albédo en fonction de la vitesse du vent pour une simulation où le métamorphisme lié au vent est désactivé.

Ce comportement du modèle est dû à l'arrondissement des grains qui contribue faire chuter la SSA durant les épisodes de vent. Pour vérifier que c'est l'impact du vent sur la microstructure qui explique ces variations inattendues, on a réalisé les mêmes simulations, en désactivant le métamorphisme lié au vent (Fig. E.5). La SSA et l'albédo augmentent de manière monotone avec l'intensité du vent. On déduit de ces simulations que ce sont en premier lieu la masse volumique de surface et les gradients de température qui contrôlent l'évolution du manteau neigeux. Dès lors, une neige compactée par le vent sera plus dense et moins sujette au métamorphisme. La température de surface, en revanche, augmente toujours lorsque la masse volumique de surface augmente. Comme les moyennes présentées sont calculées à partir de valeurs quotidiennes à 8 h heure locale, ceci est la traduction d'une réponse plus rapide de la surface au rayonnement solaire.

ANNEXE F

SCIENTIFIC DOCUMENT FOR TARTES

This document describes the Two-streAm Radiative TransfEr in Snow (TARTES) model. TARTES computes the spectral albedo and irradiance profiles of a multilayer snowpack which physical properties are known. It also computes the broadband albedo and energy absorption profiles to compute the energy budget of the snowpack. All technical details about the resolution of the radiative transfer equation using the δ -Eddington approximation and the determination of snow single scattering properties from snow physical properties are given below.

Radiative transfer theory

The radiative transfer equation

The radiative transfer equation (e.g. *Chandrasekhar*, 1960) describes the intensity field in a homogeneous absorbing and scattering medium. Such a medium is characterized by its extinction coefficient σ_e (m^{-1}), its scattering coefficient σ_s (m^{-1}) and its scattering phase function p . The absorption coefficient is defined as $\sigma_a = \sigma_e - \sigma_s$. The phase function $p(\theta, \phi, \theta', \phi')$ describes the probability that light be scattered in the direction (θ, ϕ) when coming from the direction (θ', ϕ') . Here we consider an horizontal multilayer snowpack. Each layer of the snowpack is assumed to have homogeneous physical characteristics. The snowpack is illuminated at the surface by a solar beam with zenith angle θ_0 . There are no internal sources of light in the snowpack. Inside the snowpack, the intensity I is defined along the direction s characterized by the azimuthal angle ϕ and the zenith angle θ . Along s , intensity decreases due to extinction (absorption and scattering) but increases due to scattering from other directions (θ', ϕ') :

$$\frac{dI(s, \theta, \phi)}{ds} = \underbrace{-\sigma_e I(s, \theta, \phi)}_{\text{Extinction}} + \underbrace{\sigma_s \int_{\Omega'} p(\theta, \phi, \theta', \phi') I(s, \theta', \phi') d\Omega'}_{\text{Scattering}}, \quad (\text{F.1})$$

where the phase function is normalized so that $\frac{1}{4\pi} \int_{\Omega'} p(\theta, \phi, \theta', \phi') d\Omega' = 1$.

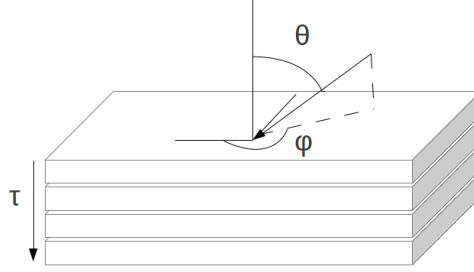


FIGURE F.1 – Geometry of the stratified snowpack

We rewrite $d\Omega' = \sin \theta' d\theta' d\phi'$ so that Eq. F.1 becomes

$$\frac{dI(s, \theta, \phi)}{ds} = -\sigma_e I(s, \theta, \phi) + \frac{\sigma_s}{4\pi} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} p(\theta, \phi, \theta', \phi') I(s, \theta', \phi') \sin \theta' d\theta' d\phi'. \quad (\text{F.2})$$

We perform the variable change $\mu = \cos \theta$ so that $d\Omega' = -d\mu' d\phi'$ and

$$\frac{dI(s, \mu, \phi)}{ds} = -\sigma_e I(s, \mu, \phi) + \frac{\sigma_s}{4\pi} \int_{-1}^1 \int_0^{2\pi} p(\mu, \phi, \mu', \phi') I(s, \mu', \phi') d\phi' d\mu'. \quad (\text{F.3})$$

Eventually we define the variations of optical depth $d\tau = \sigma_e \mu ds$ and the single scattering albedo $\omega = \sigma_s / \sigma_e$. Hence Eq. F.3 can be written :

$$\mu \frac{dI(\tau, \mu, \phi)}{d\tau} = -I(\tau, \mu, \phi) + \frac{\omega}{4\pi} \int_{-1}^1 \int_0^{2\pi} p(\mu, \phi, \mu', \phi') I(\tau, \mu', \phi') d\phi' d\mu'. \quad (\text{F.4})$$

We assume that within each layer snow is isotropic, so that the phase function depends only on the angle of deviation Θ between the incident and scattered light. This angle is given by :

$$\cos \Theta = \mu \mu' + \sqrt{(1 - \mu^2)(1 - \mu'^2)} \cos(\phi - \phi'). \quad (\text{F.5})$$

$p(\cos \Theta)$ is now expanded in Legendre polynomials :

$$p(\cos \Theta) = \sum_{l=0}^{\infty} \omega_l P_l(\cos \Theta), \quad (\text{F.6})$$

where $\omega_l = \frac{2l+1}{2} \int_{-1}^1 p(\cos \Theta) P_l(\cos \Theta) d\cos \Theta$ and $P_0(x) = 1$, $P_1(x) = x$, $P_2(x) = \frac{1}{2}(3x^2 - 1)$.

In particular, the first moment of the phase function is called the asymmetry factor g and $\omega_1 = 3g$, so that the two-term truncation of the phase function is :

$$\boxed{p(\cos \Theta) = 1 + 3g \cos \Theta.} \quad (\text{F.7})$$

Using the addition theorem of spherical harmonics, it can be shown that

$$P_l(\cos \Theta) = P_l(\mu)P_l(\mu') + 2 \sum_{m=1}^l P_l^m(\mu)P_l^m(\mu') \cos m(\phi - \phi') \quad (\text{F.8})$$

Since we are interested in irradiance through horizontal surfaces, only the azimuth-integrated quantities are calculated. We define the azimuth-independent phase function

$$p(\mu, \mu') = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} p(\mu, \phi, \mu', \phi') d\phi = \sum_{l=0}^{\infty} \omega_l P_l(\mu)P_l(\mu') \simeq 1 + 3g\mu\mu' \quad (\text{F.9})$$

For sake of simplicity we rewrite $I(\tau, \mu) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} I(\tau, \mu, \phi) d\phi$. The equation for the azimuthally-averaged intensity I is thus :

$$\boxed{\mu \frac{dI(\tau, \mu)}{d\tau} = -I(\tau, \mu) + \frac{\omega}{2} \int_{-1}^1 p(\mu, \mu') I(\tau, \mu') d\mu'.} \quad (\text{F.10})$$

The δ -Eddington approximation

To solve Eq. F.10, an assumption is made on the phase function. To take into account the strong forward scattering of snow particles, the phase function is written as the sum of a strictly forward scattering component and a two-term expansion of a phase function (*Joseph et al.*, 1976).

$$p(\cos \Theta) \simeq p_\delta(\cos \Theta) = f\delta(1 - \cos \Theta) + (1 - f)(1 + 3g^* \cos \Theta), \quad (\text{F.11})$$

where $\delta(1 - \cos \Theta) = 4\pi\delta(\mu - \mu')\delta(\phi - \phi')$. p_δ should have the same first and second moments as p , so that $g = f + (1 - f)g^*$ and $f = g^2$ (there it is assumed that the phase function can be approximated by the Henyey-Greenstein phase function with second moment g^2). Eventually,

$$g^* = \frac{g}{1 + g} \quad \text{and} \quad f = g^2 \quad (\text{F.12})$$

From Eq. F.9 we can write :

$$p_\delta(\mu, \mu') = 2g^2\delta(\mu - \mu') + (1 - g^2)(1 + 3g^*\mu\mu') \quad (\text{F.13})$$

Combining Eqs. F.10 and F.13 we obtain :

$$\mu \frac{dI(\tau, \mu)}{d\tau} = -I(\tau, \mu) + \omega g^2 I(\tau, \mu) + \frac{\omega(1 - g^2)}{2} \int_{-1}^1 p(\mu, \mu') (1 + 3g^*\mu\mu') d\mu' \quad (\text{F.14})$$

Using the variable change :

$$\tau^* = \tau(1 - \omega g^2) \quad (\text{F.15})$$

$$\omega^* = \frac{(1 - g^2)\omega}{(1 - \omega g^2)}, \quad (\text{F.16})$$

$$(\text{F.17})$$

leads to the final equation in the new coordinates, which is strictly similar to Eq. F.10 :

$$\boxed{\mu \frac{dI(\tau^*, \mu)}{d\tau^*} = -I(\tau^*, \mu) + \frac{\omega^*}{2} \int_{-1}^1 (1 + 3g^* \mu \mu') I(\tau^*, \mu') d\mu'.} \quad (\text{F.18})$$

Equation for the diffuse intensity

The intensity I can be written as the sum of a direct intensity I_{dir} (light that has not been scattered) and a diffuse intensity I_{diff} :

$$I(\tau^*, \mu) = I_{\text{diff}}(\tau^*, \mu) + I_{\text{dir}}(\tau^*, \mu). \quad (\text{F.19})$$

Replacing Eq. F.19 in Eq. F.18 we obtain two equations :

$$\mu \frac{dI_{\text{dir}}(\tau^*, \mu)}{d\tau^*} = -I_{\text{dir}}(\tau^*, \mu) \quad (\text{F.20})$$

$$\mu \frac{dI_{\text{diff}}(\tau^*, \mu)}{d\tau^*} = -I_{\text{diff}}(\tau^*, \mu) + \frac{\omega^*}{2} \int_{-1}^1 (1 + 3g^* \mu \mu') (I_{\text{diff}}(\tau^*, \mu') + I_{\text{dir}}(\tau^*, \mu')) d\mu'. \quad (\text{F.21})$$

At the surface the direct incident intensity is $F_{\odot} \delta(\mu - \mu_0, \phi - \phi_0)$. From this we deduce

$$I_{\text{dir}}(\tau^*, \mu) = \frac{1}{2\pi} F_{\odot} \delta(\mu - \mu_0) e^{-\tau^*/\mu_0}. \quad (\text{F.22})$$

Reporting Eq. F.22 in Eq. F.21, we obtain the radiative transfer equation for the diffuse intensity :

$$\mu \frac{dI_{\text{diff}}(\tau^*, \mu)}{d\tau^*} = -I_{\text{diff}}(\tau^*, \mu) + \frac{\omega^*}{2} \int_{-1}^1 (1 + 3g^* \mu \mu') I_{\text{diff}}(\tau^*, \mu') d\mu' + \frac{\omega'}{4\pi} (1 + 3g^* \mu \mu_0) F_{\odot} e^{-\tau^*/\mu_0}. \quad (\text{F.23})$$

From now on I_{diff} will be referred as simply I .

The two-stream approximation

In TARTES, we are interested in the vertical downward and upward fluxes of energy in the snowpack, F^- and F^+ . These quantities are defined by

$$F^-(\tau^*) = 2\pi \int_0^1 I(\tau^*, \mu) \mu d\mu \quad (\text{F.24a})$$

$$F^+(\tau^*) = 2\pi \int_0^1 I(\tau^*, -\mu) \mu d\mu. \quad (\text{F.24b})$$

Hence Eq. F.18 can be decomposed into two differential equations

$$\frac{dF^-(\tau^*)}{d\tau^*} = -2\pi \int_0^1 I(\tau^*, \mu) d\mu + \pi\omega^* \int_0^1 \int_{-1}^1 (1 + 3g^* \mu \mu') I(\tau^*, \mu') d\mu' d\mu + \frac{\omega^*}{2} \gamma_4 F_\odot e^{-\tau^*/\mu_0} \quad (\text{F.25})$$

$$\frac{dF^+(\tau^*)}{d\tau^*} = 2\pi \int_0^1 I(\tau^*, -\mu) d\mu - \pi\omega^* \int_0^1 \int_{-1}^1 (1 - 3g^* \mu \mu') I(\tau^*, \mu') d\mu' d\mu - \frac{\omega^*}{2} \gamma_3 F_\odot e^{-\tau^*/\mu_0}. \quad (\text{F.26})$$

where

$$\gamma_4 = \frac{1}{4}(2 + 3g^* \mu_0) \quad (\text{F.27})$$

$$\gamma_3 = \frac{1}{4}(2 - 3g^* \mu_0). \quad (\text{F.28})$$

The next step is to approximate the intensity by the Eddington approximation : $I(\tau^*, \mu) = I_0(\tau^*) + \mu I_1(\tau^*)$, so that :

$$F^-(\tau^*) = 2\pi \left[\frac{I_0(\tau^*)}{2} + \frac{I_1(\tau^*)}{3} \right] \quad (\text{F.29})$$

$$F^+(\tau^*) = 2\pi \left[\frac{I_0(\tau^*)}{2} - \frac{I_1(\tau^*)}{3} \right]. \quad (\text{F.30})$$

This reads

$$2\pi I(\tau^*, \pm\mu) = \frac{1}{2} [(2 \pm 3\mu)F^-(\tau^*) + (2 \mp 3\mu)F^+(\tau^*)], \quad (\text{F.31})$$

and therefore

$$2\pi \int_0^1 I(\tau^*, \pm\mu) d\mu = \frac{1}{4} [(4 \pm 3)F^-(\tau^*) + (4 \mp 3)F^+(\tau^*)]. \quad (\text{F.32})$$

Eventually

$$\pi\omega^* \int_0^1 \int_{-1}^1 (1 \pm 3g^* \mu \mu') I(\tau^*, \mu') d\mu' d\mu = \frac{\omega^*}{4} [(4 \pm 3g^*) F^-(\tau^*) + (4 \mp 3g^*) F^+(\tau^*)]. \quad (\text{F.33})$$

Substituting Eqs. F.31 and F.33 into Eqs. F.25 and F.26 we obtain :

$$\frac{dF^-(\tau^*)}{d\tau^*} = -\frac{1}{4} [7F^-(\tau^*) + F^+(\tau^*)] + \frac{\omega^*}{4} [(4 + 3g^*) F^-(\tau^*) + (4 - 3g^*) F^+(\tau^*)] + \frac{\omega^*}{2} \gamma_4 F_\odot e^{-\tau^*/\mu_0} \quad (\text{F.34})$$

$$\frac{dF^+(\tau^*)}{d\tau^*} = \frac{1}{4} [F^-(\tau^*) + 7F^+(\tau^*)] - \frac{\omega^*}{4} [(4 - 3g^*) F^-(\tau^*) + (4 + 3g^*) F^+(\tau^*)] - \frac{\omega^*}{2} \gamma_3 F_\odot e^{-\tau^*/\mu_0}, \quad (\text{F.35})$$

which can be factorized as :

$$\frac{dF^-(\tau^*)}{d\tau^*} = \gamma_2 F^+(\tau^*) - \gamma_1 F^-(\tau^*) + \frac{\omega^*}{2} \gamma_4 F_\odot e^{-\tau^*/\mu_0} \quad (\text{F.36a})$$

$$\frac{dF^+(\tau^*)}{d\tau^*} = \gamma_1 F^+(\tau^*) - \gamma_2 F^-(\tau^*) - \frac{\omega^*}{2} \gamma_3 F_\odot e^{-\tau^*/\mu_0}, \quad (\text{F.36b})$$

where

$$\gamma_1 = \frac{1}{4} [7 - \omega^*(4 + 3g^*)] \quad (\text{F.37})$$

$$\gamma_2 = -\frac{1}{4} [1 - \omega^*(4 - 3g^*)]. \quad (\text{F.38})$$

Finally, Eqs. F.36a and F.36b are identical to eqs. 26 and 27 of *Jiménez-Aquino and Varela* (2005). They show that this coupled system of differential equations has solutions of the form :

$$F^-(\tau^*) = A e^{-k_e^* \tau^*} + B e^{k_e^* \tau^*} + G^- e^{-\tau^*/\mu_0} \quad (\text{F.39})$$

$$F^+(\tau^*) = \alpha A e^{-k_e^* \tau^*} + \frac{B}{\alpha} e^{k_e^* \tau^*} + G^+ e^{-\tau^*/\mu_0}, \quad (\text{F.40})$$

where

$$k_e^* = \sqrt{\gamma_1^2 - \gamma_2^2} \quad (\text{F.41})$$

$$\alpha = \frac{\gamma_1 - k_e^*}{\gamma_2} \quad (\text{F.42})$$

$$G^- = \frac{\mu_0^2 \omega^* F_\odot}{(k_e^* \mu_0)^2 - 1} [(\gamma_1 + 1/\mu_0) \gamma_4 + \gamma_2 \gamma_3] \quad (\text{F.43})$$

$$G^+ = \frac{\mu_0^2 \omega^* F_\odot}{(k_e^* \mu_0)^2 - 1} [(\gamma_1 - 1/\mu_0) \gamma_3 + \gamma_2 \gamma_4]. \quad (\text{F.44})$$

These are the solutions for the diffuse fluxes in a layer. To get the total downward flux, the contribution of the direct incident flux must be considered, that is the solutions for the total fluxes are :

$$F_{\text{tot}}^-(\tau^*) = Ae^{-k_e^*\tau^*} + Be^{k_e^*\tau^*} + (G^- + \mu_0 F_\odot)e^{-\tau^*/\mu_0} \quad (\text{F.45a})$$

$$F_{\text{tot}}^+(\tau^*) = \alpha Ae^{-k_e^*\tau^*} + \frac{B}{\alpha}e^{k_e^*\tau^*} + G^+e^{-\tau^*/\mu_0}. \quad (\text{F.45b})$$

A multilayer snowpack

Within each layer of the snowpack the fluxes have the form given by Eqs. F.45. To determine the fluxes, we search for the parameters A and B for each layer. For a snowpack with N layers, we have thus $2N$ unknowns denoted $(A_1, B_1, \dots, A_i, B_i, \dots, A_N, B_N)$. These unknowns are deduced from the continuity and boundary conditions. The former state that the fluxes be continuous at each interface τ_i^* between two layers. This leads to $2(N - 1)$ conditions :

$$A_i e^{-k_{e,i}^* \tau_i^*} + B_i e^{k_{e,i}^* \tau_i^*} + G_i^- e^{-\tau_i^*/\mu_0} = A_{i+1} e^{-k_{e,i+1}^* \tau_i^*} + B_{i+1} e^{k_{e,i+1}^* \tau_i^*} + G_{i+1}^- e^{-\tau_i^*/\mu_0} \quad (\text{F.46})$$

$$\alpha_i A_i e^{-k_{e,i}^* \tau_i^*} + \frac{B_i}{\alpha_i} e^{k_{e,i}^* \tau_i^*} + G_i^+ e^{-\tau_i^*/\mu_0} = \alpha_{i+1} A_{i+1} e^{-k_{e,i+1}^* \tau_i^*} + \frac{B_{i+1}}{\alpha_{i+1}} e^{k_{e,i+1}^* \tau_i^*} + G_{i+1}^+ e^{-\tau_i^*/\mu_0}. \quad (\text{F.47})$$

The last two equations are given by the boundary conditions at the top of the snowpack and at the bottom, where the soil albedo α_b is known :

$$A_1 + B_1 + G_1^- = 0 \quad (\text{F.48})$$

$$\alpha_N A_N e^{-k_{e,N}^* \tau_N^*} + \frac{B_N}{\alpha_N} e^{k_{e,N}^* \tau_N^*} + G_N^+ e^{-\tau_N^*/\mu_0} = \alpha_b \left(A_N e^{-k_{e,N}^* \tau_N^*} + B_N e^{k_{e,N}^* \tau_N^*} + (G_N^- + \mu_0 F_\odot) e^{-\tau_N^*/\mu_0} \right). \quad (\text{F.49})$$

These equations form a linear system of $2N$ independent equations :

$$M * X = V, \quad (\text{F.50})$$

where $X = {}^t(A_1, B_1, \dots, A_i, B_i, \dots, A_N, B_N)$. To avoid extreme values in the matrix we incorporate the exponential terms in the vector X , so that we eventually have :

$$X = {}^t(A_1, B_1, \dots, A_i e^{-k_i^* \tau_{i-1}^*}, B_i e^{k_i^* \tau_{i-1}^*}, \dots, A_N e^{-k_N^* \tau_{N-1}^*}, B_N e^{k_N^* \tau_{N-1}^*}). \quad (\text{F.51})$$

For sake of simplicity, we used $k_i^* = k_{e,i}^*$ and X is now rewritten as follows :

$$X = {}^t(A'_1, B'_1, \dots, A'_i, B'_i, \dots, A'_N, B'_N), \quad (\text{F.52})$$

Thus the matrix M reads :

$$\begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \dots & 0 \\ e^{-k_1^* d\tau_1^*} & e^{k_1^* d\tau_1^*} & -1 & -1 & 0 & 0 & 0 & \dots & 0 \\ \alpha_1 e^{-k_1^* d\tau_1^*} & \frac{1}{\alpha_1} e^{k_1^* d\tau_1^*} & -\alpha_2 & -1/\alpha_2 & 0 & 0 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 0 & e^{-k_2^* d\tau_2^*} & e^{k_2^* d\tau_2^*} & -1 & -1 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 0 & \alpha_2 e^{-k_2^* d\tau_2^*} & \frac{1}{\alpha_2} e^{k_2^* d\tau_2^*} & -\alpha_3 & -1/\alpha_3 & 0 & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \dots & (\alpha_N - \alpha_b) e^{-k_N^* d\tau_N^*} & (1/\alpha_N - \alpha_b) e^{k_N^* d\tau_N^*} \end{pmatrix},$$

and

$$V = {}^t(-G_1^-, \dots, (G_{i+1}^- - G_i^-) e^{-\tau_i^*/\mu_0}, (G_{i+1}^+ - G_i^+) e^{-\tau_i^*/\mu_0}, \dots, [\alpha_b(G_N^- + \mu_0 F_\odot) - G_N^+] e^{-\tau_N^*/\mu_0}). \quad (\text{F.53})$$

The matrix M can be tridiagonalized doing consecutively the following operations for $0 < i < N$ and even :

1. $L_i \rightarrow L_i - \alpha_{i/2+1} L_{i+1}$
2. $L_{i+1} \rightarrow (1 - \alpha_{i/2} \alpha_{i/2+1}) L_{i+1} - \alpha_{i/2} L_i$.

The new matrix M is :

$$\begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 \\ (1 - \alpha_1 \alpha_2) e^{-k_1^* d\tau_1^*} & (1 - \frac{\alpha_2}{\alpha_1}) e^{k_1^* d\tau_1^*} & (\alpha_2^2 - 1) & 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 \\ 0 & (\frac{1}{\alpha_1} - \alpha_1) e^{k_1^* d\tau_1^*} & (\alpha_1 - \alpha_2) & (\alpha_1 - \frac{1}{\alpha_2}) & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 \\ 0 & 0 & (1 - \alpha_2 \alpha_3) e^{-k_2^* d\tau_2^*} & (1 - \frac{\alpha_3}{\alpha_2}) e^{k_2^* d\tau_2^*} & (\alpha_3^2 - 1) & 0 & \dots & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & (\frac{1}{\alpha_2} - \alpha_2) e^{k_2^* d\tau_2^*} & (\alpha_2 - \alpha_3) & (\alpha_2 - \frac{1}{\alpha_3}) & \dots & 0 & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \dots & (\alpha_N - \alpha_b) e^{-k_N^* d\tau_N^*} & (1/\alpha_N - \alpha_b) e^{k_N^* d\tau_N^*} \end{pmatrix}$$

and the new vector V is :

$$V = {}^t(-G_1^-, \dots, (dG_i^- - \alpha_{i+1} dG_i^+) e^{-\tau_i^*/\mu_0}, (dG_i^+ - \alpha_i dG_i^-) e^{-\tau_i^*/\mu_0}, \dots, [\alpha_b(G_N^- + \mu_0 F_\odot) - G_N^+] e^{-\tau_N^*/\mu_0}). \quad (\text{F.54})$$

For the equations above, we have used the following notations :

$$d\tau_i = \tau_i - \tau_{i-1} \quad \text{is the optical depth of layer } i \quad (\text{F.55})$$

$$dG_i^\pm = G_{i+1}^\pm - G_i^\pm. \quad (\text{F.56})$$

Summarized formally, we have the following expressions for M and V :

$$M_{1,1} = M_{1,2} = 1 \quad (\text{F.57})$$

$$M_{i,i-1} = (1 - \alpha_{i/2}\alpha_{i/2+1})e^{-k_{i/2}^*d\tau_{i/2}^*}; \quad M_{i,i} = (1 - \frac{\alpha_{i/2+1}}{\alpha_{i/2}})e^{k_{i/2}^*d\tau_{i/2}^*}; \quad M_{i,i+1} = (\alpha_{i/2+1}^2 - 1); \quad \text{for } i \text{ even} \quad (\text{F.58})$$

$$M_{i,i-1} = (\frac{1}{\alpha_{(i-1)/2}} - \alpha_{(i-1)/2})e^{k_{(i-1)/2}^*d\tau_{(i-1)/2}^*}; \quad M_{i,i} = (\alpha_{(i-1)/2} - \alpha_{(i+1)/2})e^{-k_{(i+1)/2}^*d\tau_{(i+1)/2}^*}; \quad (\text{F.59})$$

$$M_{i,i+1} = (\alpha_{(i-1)/2} - \frac{1}{\alpha_{(i+1)/2}})e^{k_{q+1}\tau_q}; \quad \text{for } i \text{ odd} \quad (\text{F.60})$$

$$M_{2N,2N-1} = (\alpha_N - \alpha_b)e^{-k_N\tau_N}; \quad M_{2N,2N} = (\frac{1}{\alpha_N} - \alpha_b)e^{k_N\tau_N}. \quad (\text{F.61})$$

and

$$V_0 = -G_1^- \quad (\text{F.62})$$

$$V_i = (dG_{i/2}^- - \alpha_{i/2+1}dG_{i/2}^+)e^{-\tau_{i/2}^*/\mu_0} \quad \text{for } i \text{ even} \quad (\text{F.63})$$

$$V_i = (dG_{(i-1)/2}^+ - \alpha_{(i-1)/2}dG_{(i-1)/2}^-)e^{-\tau_{(i-1)/2}^*/\mu_0} \quad \text{for } i \text{ odd} \quad (\text{F.64})$$

$$V_{2N} = [\alpha_b(G_N^- + \mu_0 F_\odot) - G_N^+]e^{-\tau_N^*/\mu_0}, \quad (\text{F.65})$$

where q is the quotient in the division algorithm of i by 2.

The $2N$ unknowns can be retrieved by inversion of the system $M * X = V$. Then the fluxes at each interface can be calculated :

$$F_{\text{tot}}^-(\tau_i^*) = A_i' e^{-k_i^*d\tau_i^*} + B_i' e^{k_i^*d\tau_i^*} + (G_i^- + \mu_0 F_\odot) e^{-\tau_i^*/\mu_0} \quad (\text{F.66})$$

$$F_{\text{tot}}^+(\tau_i^*) = \alpha_i A_i' e^{k_i^*d\tau_i^*} + \frac{B_i'}{\alpha_i} e^{k_i^*d\tau_i^*} + G_i^+ e^{-\tau_i^*/\mu_0}, \quad (\text{F.67})$$

where the terms in parenthesis are the components of the solution vector X . From these expressions the energy absorbed by layer $i > 1$ can be calculated :

$$E_i = \underbrace{F_{\text{tot}}^+(\tau_i^*) - F_{\text{tot}}^+(\tau_{i-1}^*)}_{E_u} - \underbrace{(F_{\text{tot}}^-(\tau_i^*) - F_{\text{tot}}^-(\tau_{i-1}^*))}_{E_d} \quad (\text{F.68})$$

$$E_u = \alpha_i A_i' (e^{-k_i^*d\tau_i^*} - 1) + \frac{B_i'}{\alpha_i} (e^{k_i^*d\tau_i^*} - 1) + G_i^+ (e^{-\tau_i^*/\mu_0} - e^{-\tau_{i-1}^*/\mu_0}) \quad (\text{F.69})$$

$$E_d = A_i' (e^{-k_i^*d\tau_i^*} - 1) + B_i' (e^{k_i^*d\tau_i^*} - 1) + (G_i^- + \mu_0 F_\odot) (e^{-\tau_i^*/\mu_0} - e^{-\tau_{i-1}^*/\mu_0}). \quad (\text{F.70})$$

For the first layer,

$$E_1 = A_1(\alpha_1 - 1)(e^{-k_1^*\tau_1^*} - 1) + B_1(1/\alpha_1 - 1)(e^{k_1^*\tau_1^*} - 1) + (G_1^+ - G_1^- - \mu_0 F_\odot)(e^{\tau_1^*/\mu_0} - 1). \quad (\text{F.71})$$

The energy absorbed by the soil is given by :

$$E_{\text{soil}} = (1 - \alpha_b)(A'_N e^{-k_N^* d\tau_N^*} + B'_N e^{k_N^* d\tau_N^*} + (G_N^- + \mu_0 F_\odot) e^{-\tau_N^*/\mu_0}). \quad (\text{F.72})$$

The spectral albedo is also calculated :

$$\alpha = \frac{1}{\mu_0 F_0} \left(\alpha_1 A_1 + \frac{B_1}{\alpha_1} + G_1^+ \right). \quad (\text{F.73})$$

Diffuse incident radiation

To be accurate, in the case of diffuse incident radiation, the optical properties should be calculated by integrating the solution for direct incident light, at all angles. Since it is too computationally demanding, any diffuse flux is replaced by a direct flux at 53° . Only the vector V depends on incident light characteristics, the matrix M depends only on snow physical properties. For instance, to compute the optical properties of a snowpack at various angles of incidence, M has to be calculated only once.

Spectral integration

Since the single scattering properties of the snowpack are wavelength-dependent, the matrix M as well as the vector V are calculated at each wavelength of the incident light. Broadband quantities are thus obtained by summing the contribution of all wavelengths. The broadband albedo $\bar{\alpha}$ is obtained through spectral integration :

$$\bar{\alpha} = \frac{\sum_1^N \alpha(\lambda_i) F_\odot(\lambda_i)}{\sum_1^N F_\odot(\lambda_i)}. \quad (\text{F.74})$$

Handling of a deep snowpack

F.0.0.1 Numerical handling of thick layers

When a layer is too thick, the terms $e^{\pm k_i^* d\tau_i^*}$ become extremely large or small and cannot be handled numerically. To avoid this, when a layer is too thick (practically when $k_i^* d\tau_i^* > 200$), its optical depth is modified so that $k_i^* d\tau_i^* = 200$.

Effective snowpack

When a snowpack is deep, energy does not penetrate through the whole snowpack, it is essentially absorbed in the topmost layers. To save computation time, the snowpack used for the calculations is reduced to the top n layers, where n is such that :

$$\sum_1^{n-1} k_i^* d\tau_i < 30 \quad \text{and} \quad \sum_1^n k_i^* d\tau_i > 30. \quad (\text{F.75})$$

At the same time, the optical thickness of the last layer is set to $30/k_i^*$ and the underlying albedo is set to 1 so that the soil does not absorb energy.

Single scattering properties of snow

The radiative transfer equation in snow can now be solved, but the single scattering properties of snow, ω and g , still need to be determined from the physical properties of each layer. These properties include SSA, density, grain shape and impurity contents. In TARTES it is assumed that all the snow grains in a layer are identical.

Specific Surface Area (SSA)

Snow SSA is defined as the ratio of the total contact surface between ice and air, to the total mass of snow : $\text{SSA} = \frac{S}{\rho_{\text{ice}} V}$. We assume here that snow is composed of a collection of identical convex grains, so that the definition holds for a single grain.

From a particulate to a continuous medium

The radiative transfer theory presented in previous sections should be applied to a continuous medium. Here, the extinction and absorption coefficients of snow are related to the extinction and absorption cross sections of snow particles (*Kokhanovsky, 2004*) :

$$\sigma_e = n C_{\text{ext}} \quad (\text{F.76})$$

$$\sigma_a = n C_{\text{abs}}, \quad (\text{F.77})$$

where n is the particle concentration (m^{-3}). The asymmetry factor of snow is simply the asymmetry factor of the single particles.

The asymmetry factor g

g corresponds to the average cosine of the angle of deviation of scattering by snow grains. It depends essentially on snow grain shape s at weakly absorbing wavelengths but at absorbing wavelengths depends also on the ice refractive index $m = n - i\chi$ and SSA.

Kokhanovsky (2004) show that :

$$g(n, s) = g_{\infty}(n) - (g_{\infty}(n) - g_0(n, s)) * e^{-y(n, s)c}, \quad (\text{F.78})$$

where $c = \frac{24\pi\chi}{\lambda\rho_{\text{ice}}\text{SSA}}$.

$g_\infty(n)$ is the asymmetry factor of a purely absorbing sphere and $g_0(n, s)$ is the asymmetry factor of a non absorbing particle of shape s . We provide here the values valid for spheres (the linear dependence on n comes from a linear regression of data from *Kokhanovsky* (2004)) :

$$g_\infty(n) = 0.9751 - 0.105(n - 1.3) \quad (\text{F.79})$$

$$g_0(n) = 0.8961 - 0.38(n - 1.3) \quad (\text{F.80})$$

$$y(n) = 0.728 + 0.752(n - 1.3). \quad (\text{F.81})$$

The optical depth τ

By definition the optical depth of a layer is defined as $\tau = \sigma_e z$, where z is its geometrical depth. For convex particles it can be shown that :

$$\sigma_e = \frac{\rho \text{SSA}}{2}. \quad (\text{F.82})$$

The single scattering albedo ω

According to *Kokhanovsky* (2004) :

$$(1 - \omega) = \frac{1}{2}(1 - W(n))(1 - e^{-\psi(n,s)c}). \quad (\text{F.83})$$

$W(n)$ is given by the equations below and $\psi(n, s)$ depends on the shape parameter $B(n, s)$:

- $W(n) = W1 \ln(n) + W2 \ln\left(\frac{n-1}{n+1}\right) + W3$
 - $W1 = \frac{8n^4(n^4+1)}{(n^4-1)^2(n^2+1)} ; W2 = \frac{n^2(n^2-1)^2}{(n^2+1)^3}$
 - $W3 = \frac{\sum_{j=0}^7 A_j n^j}{3(n^4-1)(n^4+1)(n+1)} ; A_j = (-1, -1, -3, 7, -9, -13, -7, 3)$
- $\psi(n, s) = \frac{2}{3} \frac{B(n, s)}{1 - W(n)}$

Here, $W(n)$ is approximated by :

$$W(n) = 0.0611 + 0.17 * (n - 1.3). \quad (\text{F.84})$$

For spherical particles,

$$B(n) = 1.22 + 0.4(n - 1.3). \quad (\text{F.85})$$

Impurities

In TARTES, it is assumed that impurities are external to snow grains, that is the external mixture hypothesis is made. When impurities are added in low quantities, we assume that the extinction cross section C_{ext} of snow is unchanged but the absorption cross section C_{abs} of impurities

has to be considered. We also assume that impurities are small compared to the wavelength, and spherical. In that case the absorption cross section of impurity of type i (of refractive index m_i) is given by (*Kokhanovsky, 2004*) :

$$C_a^i(\lambda) = -\frac{6\pi V}{\lambda} \text{Im} \left(\frac{m_i^2 - 1}{m_i^2 + 1} \right). \quad (\text{F.86})$$

Since $(1 - \omega) = (1 - \omega)_{\text{snow}} + \frac{1}{\sigma_e} \sum n_i C_a^i$, the total single scattering albedo is the sum of the contributions of pure snow and impurities :

$$(1 - \omega) = \frac{1}{2}(1 - W(n))(1 - e^{-\psi(n,s)c}) - \frac{12\pi}{\lambda \text{SSA}} \sum_{\text{imp}} \frac{c_i}{\rho_i} \text{Im} \left(\frac{m_i^2 - 1}{m_i^2 + 1} \right). \quad (\text{F.87})$$

In particular, the characteristics of black carbon (BC) are taken from *Bond and Bergstrom (2006)* : $\rho_{\text{BC}} = 1800 \text{ kg m}^{-3}$ and $m_{\text{BC}} = 1.95 - 0.79i$.

Publications

- **Q. Libois**, G. Picard, L. Arnaud, S. Morin, E. Brun (2014), Modeling the impact of snow drift on the decameter-scale variability of snow properties on the Antarctic Plateau, *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, doi : 10.1002/2014JD022361.
- **Q. libois**, G. Picard, M. Dumont, L. Arnaud, C. Sergent, E. pougatch, M. Sudul, D. Vial (2014), Experimental determination of the absorption enhancement parameter of snow, *Journal of Glaciology*, 60 (222), 714-724, doi : 10.3189/2014JoG14J015.
- M. Dumont, E. brun, G. Picard, M. Michou, **Q. Libois**, J.-R. Petit, M. Geyer, , S. Morin, B. Josse (2014), Contribution of light-absorbing impurities in snow to Greenland's darkening since 2009, *Nature Geoscience*, 7, 509–512, doi :10.1038/ngeo2180.
- **Q. Libois**, G. Picard, J.L. France, L. Arnaud, M. Dumont, C.M. Carmagnola, M.D. King (2013), Influence of grain shape on light penetration in snow, *The Cryosphere*, 7, 1803-1818, doi : 10.5194/tc-7-1803-2013.
- C. M. Carmagnola, F. Domine, M. Dumont, P. Wright, B. Strellis, M. Bergin, J. Dibb, G. Picard, **Q. Libois**, L. Arnaud, S. Morin (2013), 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.

Communications (1^{er} auteur seulement)

- **Q. Libois**, G. Picard, L. Arnaud, M. Dumont, C. M. Carmagnola, S.Morin (2013), Measurement and modeling of light extinction in snow for the estimation of the shortwave energy absorption in the snowpack (oral communication). DACA, Davos, Switzerland, July 8-12.
- **Q. Libois**, G. Picard, J. L. France, L. Arnaud, M. Dumont, C. M. Carmagnola and M. D. King, (2013), Influence of the grain shape on the albedo and light extinction in snow (oral communication). Snow Grain Size Meeting, Grenoble, France, April 2-5.
- **Q. Libois**, G. Picard, M. Dumont, L. Arnaud, C. M. Carmagnola, S. Morin, (2012), Grain shape influence on light extinction in snow (poster). EGU General Assembly, Vienna, Austria, April 23-27.