

N° d'ordre: 1800

# THESE



Présentée à  
L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

*pour obtenir le titre de*  
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE  
*spécialité*  
LASERS, MOLECULES ET RAYONNEMENT ATMOSPHERIQUE

par  
**Catherine LEROUX**

**ETUDE THEORIQUE ET EXPERIMENTALE DE LA REFLECTANCE DE  
LA NEIGE DANS LE SPECTRE SOLAIRE. APPLICATION A LA  
TELEDETECTION.**

M	J.W. Hovenier	Professeur, Univ. Libre, Amsterdam	Président et Rapporteur
M	M. Leroy	Docteur d'état, Ingénieur CNES, Toulouse	Rapporteur
M	J.L. Deuzé	Professeur, Lille	Examinateur
M	D. Tanré	Directeur de recherche, CNRS, Lille	Examinateur
Mme	J. Lenoble	Professeur, Lille	Directrice de thèse
M	M. Fily	Maître de conférences, Grenoble	Directeur de thèse
M	C. Sergent	Ingénieur Météo France, Grenoble	Directeur de thèse

**U.F.R. de Physique Fondamentale**  
**LABORATOIRE d'OPTIQUE ATMOSPHERIQUE**

*A mes parents*

*A Franck ...*

## *Remerciements*

Ce travail est le résultat d'une collaboration étroite entre trois laboratoires: le Laboratoire d'Optique Atmosphérique, le Centre d'Etudes de la Neige et le Laboratoire de Glaciologie et de Géophysique de l'Environnement. Il a aussi bénéficié de la contribution de l'Université Libre d'Amsterdam et de l'Université de Washington à Seattle. Grâce à ces différentes collaborations, j'ai pu disposer de nombreuses mesures et de moyens théoriques et expérimentaux indispensables à cette étude. Cela a aussi été pour moi l'occasion de découvrir avec un regard nouveau un milieu complexe, beau et passionnant: la neige.

Tout au long de ces trois années de thèse, j'ai eu la chance de rencontrer et de discuter avec les scientifiques issus de ces laboratoires et leur contact a été pour moi très enrichissant.

Si la thèse est une étape qui m'a beaucoup apporté sur le plan scientifique, elle a aussi été très riche du point de vue des relations humaines. Je tiens à remercier ici les collègues et amis qui m'ont aidé à la mener à bien. Je ne pourrai pas tous les citer, car ils sont trop nombreux mais ils ont tous apporté leur précieuse contribution.

Mes remerciements vont en premier à Madame Lenoble, Professeur, fondatrice du Laboratoire d'Optique Atmosphérique, qui a dirigé mon travail et m'a fait bénéficier de sa grande connaissance de la physique et de son expérience de la recherche. Merci de ses conseils et de sa disponibilité malgré notre éloignement géographique.

J'adresse mes plus vifs remerciements à Monsieur Joop Hovenier, directeur du département d'astrophysique et d'astronomie d'Amsterdam et à Monsieur Marc Leroy, chercheur au CESBIO au Centre National d'Etudes Spatiales, qui ont accepté la lourde tâche d'être rapporteurs au sein de mon jury de thèse. Je remercie également Monsieur Didier Tanré, directeur de recherche au C.N.R.S. et Monsieur Jean-Luc Deuzé, Professeur au Laboratoire d'Optique Atmosphérique d'avoir bien voulu juger ce travail.

Merci, Claude, pour m'avoir initiée aux "manips" en chambre froide. J'ai beaucoup apprécié ta pédagogie, tes qualités d'expérimentateur, tes cours de

météo et ta bonne humeur. Sur le terrain, dans le trou (!), avec la loupe, tu m'as fait partager ta connaissance et ta passion de la neige.

Merci Michel de m'avoir acceptée dans ton équipe "télédétection" au Laboratoire de Glaciologie. Tu as pris une part très active dans ce travail, par ton intérêt, tes critiques constructives et ton enthousiasme. Tu as relu très attentivement ce manuscrit et tes conseils m'ont beaucoup aidée. Et bien sûr, merci de donner une suite à ce travail.

Je tiens également à remercier Monsieur Eric Brun pour m'avoir accueilli au Centre d'Etudes de la Neige qu'il dirige. Je dois beaucoup à Evelyne et Bernard parce qu'ils ont consacré beaucoup de leur temps à la digitalisation des échantillons de neige me fournissant ainsi les "précieux rayons convexes" nécessaires à cette étude.

Je n'oublie pas non plus, Johan de Haan, de l'Université d'Amsterdam, qui m'a fourni le code adding/doubling et les explications nécessaires à son utilisation, faisant preuve de patience et répondant avec beaucoup de sympathie à mes nombreuses questions!

Merci à Messieurs Warren et Brandt, Professeurs à l'Université de Washington pour leurs mesures de B.R.D.F. de la neige prises au Pôle Sud et pour m'avoir fait visiter leur laboratoire, leur accueil a été très chaleureux et restera un grand souvenir.

Merci à Jean Luc et Philippe pour avoir, malgré un emploi du temps très chargé, bien voulu effectuer des mesures de réflectance de la neige dans les Alpes.

Merci à toute la "joyeuse équipe" du C.E.N., pour son aide et pour m'avoir fait participer aux missions sur le terrain, aux tours en hélicoptère au dessus des Ecrins et des Aiguilles rouges, au stage ENSA, aux nombreuses fêtes ...Que de souvenirs à partager!

Merci aussi à tous mes amis ch'ti du L.O.A. thésards et anciens thésards.

# *Sommaire*

<b>Résumé</b> .....	1
---------------------	---

<b>Abstract</b> .....	2
-----------------------	---

<b>Introduction</b> .....	3
---------------------------	---

## **1. Définitions - Généralités**

1.1 Interaction onde - matière .....	6
1.1.1 Description .....	6
1.1.2 Le rayonnement électromagnétique .....	7
1.1.3 Réflexion de surface .....	10
1.1.4 Diffusion et absorption .....	14
1.2 Application à la neige .....	15
1.2.1 La neige: un matériau complexe .....	15
1.2.2 Interaction atmosphère-neige .....	15
1.3 Notions radiométriques .....	16
1.3.1 Utilisation des radiomètres .....	16
1.3.2 Grandeurs énergétiques .....	17
1.3.3 Notion de réflectance .....	23

## **2. Modélisation de la diffusion simple de la neige**

2.1 Introduction .....	24
2.2 Paramètres de diffusion simple .....	24
2.2.1 Définitions .....	24
2.2.2 Cas de particules monodispersées .....	26
2.2.3 Cas d'une distribution de tailles de particules .....	26
2.2.4 Coefficients d'expansion de la matrice de phase .....	28

2.3	Diffusion de Mie.....	30
2.3.1	Caractéristiques de diffusion.....	30
2.3.2	Validité de la théorie dans la cas de la neige .....	31
2.3.3	Application à la neige .....	32
2.4	Modélisation dans le cas de la neige polluée.....	38
2.4.1	Introduction.....	38
2.4.2	Généralités sur le carbone suie .....	39
2.4.3	Détermination du contenu en carbone suie.....	39
2.4.4	Modélisation .....	40
2.5	Diffusion par des particules hexagonales.....	42
2.5.1	Introduction.....	42
2.5.2	Principe de la modélisation .....	43
2.6	Effet de la forme des particules sur la diffusion simple .....	45
2.6.1	Introduction.....	45
2.6.2	Comparaison entre particules hexagonales et sphères .....	45
2.6.3	Particules irrégulières .....	48
2.6.4	Conclusion .....	50
2.7	Conclusion.....	50

### **3. Modélisation de la réflectance de la neige**

3.1	Introduction .....	51
3.2	Généralités sur la réflectance de la neige .....	51
3.3	Epaisseur optique .....	54
3.3.1	Définition.....	54
3.3.2	Cas de la neige .....	54
3.4	Modèles de réflectance.....	55
3.4.1	Approximation Eddington .....	55
3.4.2	Modèle des ordonnées discrètes.....	58
3.4.3	Modèle adding/doubling.....	59
3.4.4	Comparaisons des modèles.....	61
3.4.5	Conclusion .....	70
3.5	Effet de la forme des particules sur la réflectance.....	70
3.5.1	Introduction.....	70
3.5.2	Comparaison entre particules hexagonales et sphères.....	71
3.5.3	Conclusion .....	75
3.6	Conclusion.....	75

## 4. Mesures en laboratoire et modélisation

4.1	Introduction .....	77
4.2	Mesures .....	77
4.2.1	Mesures radiométriques .....	77
4.2.2	Caractérisation des grains de neige .....	81
4.2.3	Mesures de la pollution de la neige .....	81
4.3	Comparaisons mesures-modèle sur le spectre 0.4-1 $\mu\text{m}$ .....	82
4.3.1	Mise en évidence des effets de la pollution .....	82
4.3.2	Distribution et rayon moyen .....	82
4.3.3	Résultats .....	84
4.4	Comparaisons mesures-modèle sur le spectre 0.8-1.5 $\mu\text{m}$ .....	85
4.4.1	Effet de la taille .....	85
4.4.2	Introduction du rayon optique .....	88
4.4.3	Résultats sur différents types de neige .....	89
4.4.4	Résultats sur des échantillons stratifiés .....	90
4.5	Discussion sur les différences mesures - modélisation .....	93
4.5.1	Incertitudes expérimentales .....	93
4.5.2	Modélisations .....	93
4.5.3	Incertitudes sur l'indice imaginaire de la glace .....	94
4.6	Conclusion .....	95

## 5. Mesures terrain et modélisation

5.1	Introduction .....	96
5.2	Instruments utilisés et leur étalonnage .....	97
5.2.1	Introduction .....	97
5.2.2	Instrument Cimel .....	97
5.2.3	Radiomètre Refpol .....	99
5.2.3	Radiomètre M.I.R. .....	100
5.2.4	Bandes spectrales des appareils .....	101
5.3	Caractérisation microphysique de la neige .....	102
5.3.1	Introduction .....	102
5.3.2	Profil stratigraphique des manteaux neigeux .....	102
5.3.3	Mesure de la teneur en carbone suie .....	105
5.4	Modélisation .....	106
5.4.1	Introduction .....	106
5.4.2	Détermination des flux atmosphériques .....	106

5.4.3	Expression de la luminance réfléchie .....	111
5.4.4	Prise en compte de la polarisation .....	113
5.5	Présentation des comparaisons mesures-modèle .....	114
5.5.1	Introduction.....	114
5.5.2	Données d'entrée du modèle adding/doubling.....	117
5.5.3	Valeurs des flux atmosphériques .....	117
5.6	Résultats en réflectance .....	119
5.6.1	Réflectance Refpol: cas des sphères .....	119
5.6.2	Réflectance Refpol: effet de la forme à 1.65 $\mu\text{m}$ .....	126
5.6.3	Réflectance M.I.R. ....	132
5.7	Résultats en polarisation .....	134
5.7.1	Réflectance polarisée Refpol: cas des sphères .....	134
5.7.2	Réflectance polarisée Refpol: effet de la forme à 1.65 $\mu\text{m}$ .....	139
5.8	Discussion des différences mesures - modélisation.....	144
5.8.1	Les sites de mesure .....	144
5.8.2	Incertitudes expérimentales .....	144
5.8.3	Modélisation .....	144
5.9	Conclusion.....	156
5.9.1	Réflectance non polarisée .....	156
5.9.2	Réflectance polarisée .....	158
5.9.3	Perspectives.....	158

## 6. Application à la télédétection: effets de rugosité

6.1	Introduction .....	159
6.2	Modélisation des effets des sastrugi sur la B.R.D.F. ....	161
6.2.1	Positionnement du problème .....	161
6.2.2	Expression des surfaces éclairées et à l'ombre .....	162
6.2.3	Prise en compte du caractère non lambertien de la neige .....	165
6.2.4	Effets atmosphériques .....	166
6.2.5	Différentes contributions du flux reçu par le capteur.....	168
6.2.6	Expression de la réflectance bidirectionnelle .....	173
6.3	Application aux mesures terrain du Pôle Sud. ....	175
6.3.1	Les mesures.....	175
6.3.2	Modélisation atmosphérique .....	176
6.3.3	Résultats et interprétation .....	177
6.4	Conclusion.....	190



<b>Conclusion et perspectives</b> .....	191
---	-----

## **Annexes**

Annexe1: Formation des cristaux de neige et métamorphoses au sol.....	194
Annexe2: Diffusion par des particules hexagonales .....	204
Annexe3: Modèle adding/doubling.....	208

<b>Références bibliographiques</b> .....	215
--	-----

<b>Liste des tableaux et figures</b> .....	223
--	-----

<b>Principales notations et acronymes</b> .....	233
---	-----

## *Résumé*

La réflectance de la neige est un paramètre climatique important qui suscite l'intérêt de plusieurs disciplines telles que la glaciologie, la climatologie, la météorologie, la prévision des risques d'avalanches...

Le but de cette thèse est l'étude théorique et expérimentale de la réflectance de la neige sur la partie visible et proche infrarouge du spectre solaire.

L'originalité de notre étude réside en trois points essentiels: d'une part, l'introduction de particules hexagonales pour modéliser la neige (code Ray-tracing), alors que jusqu'à présent les modèles étaient basés uniquement sur l'utilisation de sphères (théorie de Mie), d'autre part, la prise en compte de la polarisation du rayonnement réfléchi par la neige et, enfin, la modélisation de la rugosité de surface créée par le vent en Antarctique.

Une grande partie de ce travail de recherche a été consacrée à la modélisation des propriétés optiques de la neige en fonction de ses caractéristiques physiques (taille et forme des cristaux) et de sa pollution par le carbone suie. Le modèle développé fait appel à la théorie du transfert radiatif à l'aide de la méthode adding-doubling et fournit la polarisation du rayonnement réfléchi.

Les limites de la théorie (forme des cristaux de neige dans le proche infrarouge) ont été mises en évidence lors de confrontations avec des mesures effectuées en laboratoire et sur le terrain.

Cette étude s'inscrit aussi dans le cadre de la télédétection satellitaire et a pour but l'analyse des futures données du polarimètre-imageur P.O.L.D.E.R. (POLarization and Directionality of Earth's Reflectance) au dessus de l'Antarctique. Pour cela, un modèle prenant en compte la B.R.D.F. (Bidirectional Reflectance Distribution Function) et les rugosités de surface (sastrugi) a été mis au point. Des mesures terrain de B.R.D.F. au Pôle Sud nous ont été fournies et les résultats de comparaison avec le modèle sont prometteurs.

## *Abstract*

Snow reflectance is an important climatic parameter and is a matter of interest for various fields of study such as glaciology, climatology, meteorology, avalanche forecasting...

The main goal of this investigation is a theoretical and experimental study of snow reflectance from the visible to the near-infrared part of the solar spectrum.

The originality of our study lies in three main points: the introduction of hexagonal particles in order to model snow (Ray-tracing code), until then snow models were based on the use of spherule particles (Mie theory), the polarization of the reflected light and the surface roughness effect on the reflectance which is due to Antarctica winds.

The main part of this work is devoted to the modelling of snow optical properties from physical characteristics (size and shape of the snow grain) including snow contamination by carbon soot. The model is based on the radiative transfer theory by using the adding-doubling method and provides the radiance and the polarization of the reflected radiation.

The limitations of the theory (shape of snow crystals in near infrared wavelengths) are became clear by comparisons with laboratory and ground based measurements.

This study will serve as a basis for future remote sensing applications and for the interpretation of the future P.O.L.D.E.R. (POLarization and Directionality of Earth's Reflectance) sensor's data over the Antarctic Ice Sheet. For this purpose, a snow B.R.D.F. (Bidirectional Reflectance Distribution Function) model including surface roughness was developed. Reflectance ground measurements, performed at South Pole station, were made available to us and the comparisons with the model results are promising.

# **Introduction**

Il est maintenant admis que les activités humaines, de par l'ampleur qu'elles ont atteinte depuis l'ère industrielle, sont susceptibles de modifier sensiblement le climat terrestre (IPCC, 1996). Ainsi, étudie-t-on depuis quelques années les impacts climatiques éventuels dus à une augmentation de la concentration des gaz à effet de serre dans l'atmosphère, d'une diminution de la couche d'ozone au dessus des pôles, ou d'une possible élévation du niveau de la mer comme réponse des calottes polaires à une augmentation de la température.

Au coeur de ces questions, les surfaces enneigées et englacées jouent un rôle important dans le bilan radiatif du système terre-atmosphère. D'une part parce que leur réflectance est supérieure à celle des autres surfaces naturelles et d'autre part parce qu'elles recouvrent de façon saisonnière ou permanente de grandes étendues (Dozier, 1989).

La réflectance de la neige est donc un paramètre climatique à caractère global, qui intervient également de manière locale dans les modèles de métamorphisme de la neige pour la prévision des risques d'avalanche (Brun et al., 1989) et dans la prévision des débits en eau.

L'étendue et l'accès difficile des calottes polaires, font que très peu de "mesures terrain" sont disponibles, d'où l'intérêt d'une couverture globale satellitaire. Mais pour être facilement interprétées, afin d'en déduire les caractéristiques du manteau neigeux observé depuis l'espace (taille, forme des grains, rugosité de surface, contenu en polluants ...), les données satellitaires doivent être inversées à l'aide de paramétrisations simples.

C'est donc en préalable à l'établissement de ces relations, qu'il est nécessaire de développer des modèles de réflectance de la neige prenant en compte les caractéristiques physiques et optiques de la neige. Ces modèles doivent être couplés avec des modèles atmosphériques afin de simuler les interactions entre la surface enneigée et l'atmosphère. Parallèlement à ces aspects théoriques il est indispensable de développer de nouvelles méthodes de mesure, notamment dans le domaine de la télédétection.

Nous savons que les modèles de circulation générale (G.C.M.) prévoient une réponse climatique à une augmentation du gaz carbonique dans l'atmosphère, cette augmentation étant elle même amplifiée par l'effet de rétroaction entre la réflectance et la température (Marshall et Warren, 1986). Cependant ces modèles doivent être améliorés, car ils sont déficients dans les régions polaires et ils ignorent souvent la variabilité spatiale et temporelle de la réflectance (Genthon,

1994). C'est pourquoi, il est important de développer des modèles de réflectance prenant en compte les caractéristiques de la neige.

Ce mémoire est consacré à l'étude de la réflectance de la neige sur le spectre solaire, d'un point de vue à la fois théorique et pratique. Le sujet a déjà été abordé dans le cadre d'une précédente thèse (Bourdelles, 1992). Ce thème étant d'un intérêt commun à plusieurs laboratoires, une collaboration s'est établie entre le L.O.A., le L.G.G.E., le C.E.N., le département d'astronomie de l'Université Libre d'Amsterdam et le département des sciences atmosphériques de l'Université de Washington. Chaque partenaire a apporté sa contribution à l'élaboration de ce travail.

Dans une première partie, après rappel de quelques définitions et généralités, nous décrivons le modèle de réflectance de la neige que nous avons mis au point et qui s'appuie sur la théorie du transfert radiatif.

Deux codes de diffusion simple ont été utilisés; les grains de neige sont modélisés soit par des sphères isolées de glace, à l'aide de la théorie de Mie, soit par des cristaux hexagonaux (colonne, plaquette ...) en faisant appel à un code Ray-Tracing développé au L.O.A.. La diffusion multiple est calculée par le modèle adding/doubling, fourni par l'Université Libre d'Amsterdam.

Pour modéliser la réflectance de la neige, nous avons fait intervenir les caractéristiques physiques de cette dernière (taille et forme des grains), ses propriétés optiques (indice de réfraction de la glace) et nous avons tenu compte de sa pollution par les composants atmosphériques (carbone suie). Les sorties du modèle sont les réflectances monochromatiques hémisphériques, directionnelles-hémisphériques et bidirectionnelles de la neige. Le modèle fournit aussi l'état de polarisation du rayonnement réfléchi, ce qui constitue une information supplémentaire à l'étude de la neige. En effet, certains modèles existent déjà, comme celui de Wiscombe et Warren (Wiscombe et Warren, 1980) ou celui de Stamnes (Stamnes et al., 1988) mais la polarisation n'est pas introduite et la réflectance bidirectionnelle de la neige (donnée indispensable pour toutes les études en télédétection) n'est pas toujours calculée.

Dans un deuxième temps, nous nous sommes consacrés à la validation du modèle et à sa confrontation avec des mesures effectuées en laboratoire et sur le terrain. Cette comparaison a permis de mettre en évidence les limites du modèle et la mauvaise connaissance physique et optique des paramètres dont il dépend (taille et forme des grains, pollution ...).

Les mesures dont nous disposons sont celles effectuées au C.E.N. en chambre froide, (détermination de la réflectance hémisphérique directionnelle d'échantillons de neiges naturelles) et celles recueillies lors d'une campagne dans les Alpes en mars 1995, dans le cadre d'une collaboration entre le C.E.N. et le L.O.A. (détermination de la réflectance bidirectionnelle polarisée). Chaque mesure a été accompagnée d'une caractérisation systématique des paramètres physiques de la neige et d'une mesure de son contenu en carbone suie.

Le modèle a été développé pour une surface supposée plane, ce qui dans la réalité est rarement le cas. C'est pourquoi, la dernière partie du manuscrit traite de l'effet des rugosités de surface appelées sastrugi sur la B.R.D.F.; "Bidirectional Reflectance Distribution Function" de la neige en Antarctique. Les sastrugi sont des formes d'érosion créées par le vent. Un modèle simple, prenant en compte les zones d'ombre induites par ces micro-reliefs a été développé et les résultats ont été confrontés à des "mesures terrain" prises au Pôle Sud et fournies par l'Université de Washington. Ce travail s'inscrit dans l'analyse préparatoire des données du radiomètre-imageur P.O.L.D.E.R. "POLarization and Directionality of the Earth's Reflectance" qui doit être lancé en août 1996 sur la plate-forme japonaise ADEOS (Deschamps et al., 1990 et 1994). L'instrument devrait survoler l'Antarctique, fournissant ainsi la B.R.D.F. de la neige et par comparaison avec le modèle, des renseignements sur la rugosité des surfaces visées.

Par rapport aux études précédentes qui ont déjà été menées, ce travail fournit des connaissances nouvelles sur la réflectance de la neige. Son approche, à la fois théorique et expérimentale, apporte une contribution supplémentaire pour le dépouillement des futures données satellitaires au dessus de surfaces enneigées.

---

L.O.A.: Laboratoire d'Optique Atmosphérique de Lille.

C.E.N.: Centre d'Etudes de la Neige, Grenoble.

L.G.G.E.: Laboratoire de Glaciologie et de Géophysique de l'Environnement, Grenoble.

*Chapitre 1*  
**Généralités**



## 1.1 Interaction onde - matière

### 1.1.1 Description

Le rayonnement lorsqu'il interagit avec la matière fait intervenir différents processus physiques qui dépendent à la fois de la longueur d'onde de la lumière incidente et de la structure microphysique et macroscopique du matériau. Nous définirons la réflexion au niveau de la surface (lisse ou rugueuse), la diffusion et l'absorption au niveau des molécules qui composent la matière.

Le spectre électromagnétique est divisé en plusieurs domaines (Tableau 1.1). Les ondes radio, la lumière visible, la chaleur rayonnée, les rayons X et gamma ont tous une origine électromagnétique bien que les sources et les détecteurs de même que les modes d'interaction avec la matière diffèrent considérablement selon l'ordre de grandeur de la fréquence du rayonnement. Notre étude sur la réflectance de la neige portera sur la partie du spectre solaire allant du visible au proche infrarouge, de 0.3 à 3  $\mu\text{m}$ .

Les définitions utilisées couramment en optique et reportées dans ce chapitre proviennent de différentes sources: Bonn et Rochon (1992), Born et Wolf (1980), Dettwitter (1992), Kuik (1992), Hapke (1993) et Robert (1992).

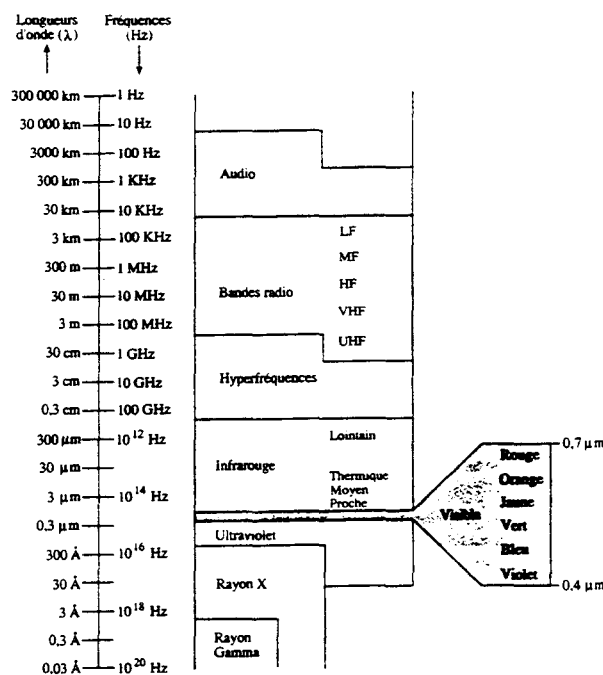


Tableau 1.1 Spectre électromagnétique (Bonn et Rochon, 1992)

### 1.1.2 Le rayonnement électromagnétique

#### a) Définition

Le champ électromagnétique est constitué par un état d'excitation dû à la présence de charges électriques. Il est représenté par deux vecteurs  $\vec{E}$  et  $\vec{B}$  appelés respectivement champ électrique et champ magnétique. L'évolution dans le temps et dans l'espace de ses composantes est décrite par les équations de Maxwell. Une solution de ces équations est l'onde plane dépendant sinusoidalement du temps. Ce type de solution joue un rôle capital car tout signal peut être représenté par une superposition de fonctions sinusoidales se propageant dans la direction Oz perpendiculaire aux deux vecteurs  $\vec{E}$  et  $\vec{B}$ , on a alors:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp[i(\omega t - kz - \phi)] \quad (1.1)$$

$$\vec{B} = \vec{B}_0 \exp[i(\omega t - kz - \phi)] \quad (1.2)$$

Le vecteur  $\vec{E}_0$  est orienté perpendiculairement à  $\vec{B}_0$  et  $\vec{k}$ ; le vecteur d'onde est dirigé selon Oz. t est la variable temps,  $\omega$  la pulsation de l'onde (en  $\text{rad.s}^{-1}$ ),  $\phi$  la phase à l'origine des temps et de l'espace.

L'onde plane progressive monochromatique se caractérise par une double périodicité dans le temps et dans l'espace (Figure 1.1).

L'extrémité du champ électrique décrit une ellipse dans le plan d'onde (plan contenant  $\vec{E}$  et  $\vec{B}$ ).  $E_0$  est l'amplitude (en  $\text{V.m}^{-1}$ ) du champ électrique.

$(\vec{E}, \vec{B}, \vec{k})$  forment un trièdre direct.

$k = 2\pi/\lambda$  est la norme du vecteur d'onde, avec  $\lambda = \lambda_0/n$ . n est l'indice de réfraction du milieu traversé et  $\lambda_0$  la longueur d'onde dans le vide.

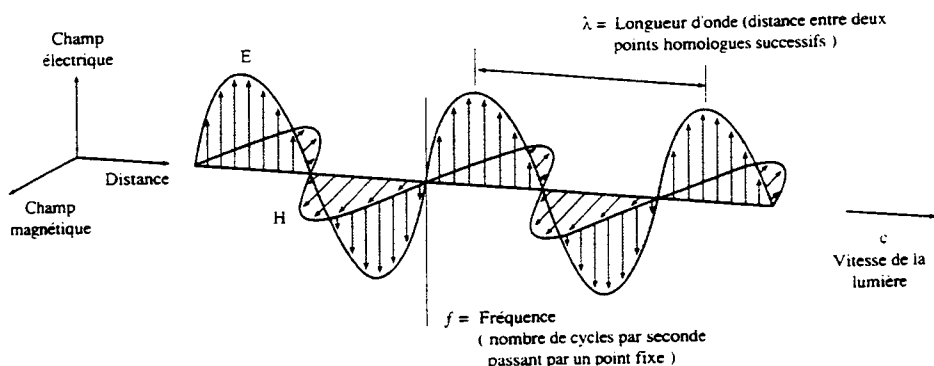


Figure 1.1 Onde plane électromagnétique (Bonn et Rochon, 1992).

Lorsque la matière est absorbante  $n$  est un nombre complexe et  $k$  s'écrit en notation complexe:  $k=k'+ik''$ . L'onde est atténuée exponentiellement ( $k''<0$ ). L'équation (1.1) devient si le milieu est isotrope:

$$\vec{E}=\vec{E}_0\exp[i(\omega t-k'z-\phi)]\exp(k''z) \quad (1.3)$$

b) Paramètres de Stokes

Considérons un faisceau de lumière incident selon la direction  $Oz$  ( $\vec{k}$  est le vecteur d'onde), diffusé par une particule dans la direction  $Od$ . On appellera plan de diffusion le plan formé par  $(Oz,Od)$ .  $\Theta$  est l'angle de diffusion (Figure 1.2).

Si l'on décompose le champ électrique selon deux directions du plan d'onde perpendiculaires au vecteur d'onde, l'une parallèle au plan de diffusion (l) l'autre perpendiculaire (r), alors:

$$\vec{E} = E_l \vec{l} + E_r \vec{r} \quad (1.4)$$

Les composantes du champ selon ces deux directions sont:

$$E_l = a_l \exp[i(\omega t - kz - \epsilon_l)] \quad (1.5)$$

$$E_r = a_r \exp[i(\omega t - kz - \epsilon_r)] \quad (1.6)$$

On a le même type de décomposition pour  $\vec{B}$ .

$\delta = \epsilon_l - \epsilon_r$  est la différence de phase entre les deux composantes.

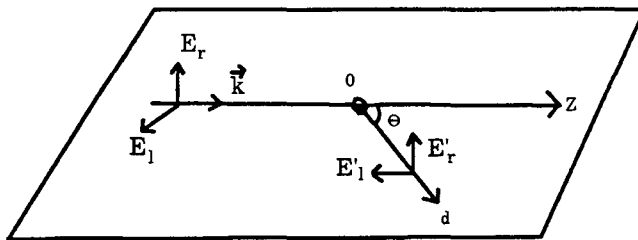


Figure 1.2 Diffusion de l'onde incidente. Illustration des composantes parallèles et perpendiculaires des champs électriques.

Si la différence de phase entre les deux composantes du champ électrique est aléatoire, le rayonnement n'est pas polarisé.

La lumière naturelle est non polarisée, mais en interaction avec la matière elle peut le devenir. La polarisation peut être totale ou partielle (d'où la notion de taux de polarisation). On distingue plusieurs types de polarisation. La polarisation linéaire est observée lorsque les deux composantes du champ électrique sont exactement en phase, elles peuvent alors être additionnées et leur résultante fournit la direction de vibration du champ électrique. Si la différence de phase entre les deux composantes est égale à  $90^\circ$ , la polarisation est dite elliptique et sera décrite par exemple par la donnée de la direction du grand axe de l'ellipse balayée par le champ électrique et de l'ellipticité. Lorsque les deux composantes ont la même amplitude et sont déphasées de  $90^\circ$ , la polarisation est circulaire.

La connaissance de l'énergie radiative transportée par le champ électromagnétique et de l'état de polarisation du rayonnement est fournie par quatre paramètres qui sont la luminance totale, l'amplitude et la direction de la polarisation linéaire, l'amplitude et l'ellipticité de la polarisation circulaire. Bien que cinq quantités viennent d'être énumérées, en général seulement quatre d'entre elles sont indépendantes et peuvent être combinées pour former le vecteur de Stokes:  $\tilde{L}$ , défini comme suit (Van de Hulst, 1957):

$$\tilde{L} = \begin{pmatrix} L \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

où:

$$L = \kappa(E_1 E_1^* + E_r E_r^*) = \kappa(a_1 a_1^* + a_r a_r^*) \quad (1.8)$$

$$Q = \kappa(E_1 E_1^* - E_r E_r^*) = \kappa(a_1 a_1^* - a_r a_r^*) \quad (1.9)$$

$$U = \kappa(E_1 E_r^* + E_r E_1^*) = 2\kappa a_1 a_r \cos\delta \quad (1.10)$$

$$V = i\kappa(E_1 E_r^* - E_r E_1^*) = 2\kappa a_1 a_r \sin\delta \quad (1.11)$$

$\kappa$  étant un coefficient de proportionnalité

Pour une onde plane purement monochromatique, ces quatre paramètres sont reliés entre eux:

$$L^2 = Q^2 + U^2 + V^2 \quad (1.12)$$

Dans le cas de la lumière naturelle, les vibrations sont incohérentes, les paramètres  $Q$ ,  $U$  et  $V$  sont nuls. Pour une lumière polarisée rectilignement, l'ellipticité  $V$  est nulle.

Si on considère la diffusion de la lumière selon la procédure décrite Figure 1.2, soit  $\tilde{L}$  la matrice luminance associée à la lumière incidente,  $\tilde{L}'$  la matrice luminance associée à la lumière diffusée et  $c$  un coefficient de proportionnalité, alors:

$$\tilde{L}' = c\tilde{P}\tilde{L} \quad (1.13)$$

$\tilde{P}$  est la matrice de diffusion qui sera définie au chapitre 2.

### 1.1.3 Réflexion de surface

#### a) Réflexion spéculaire

##### Description

Elle a lieu sur une surface lisse séparant deux milieux d'indices de réfraction différents. Une partie du rayonnement incident est réfléchi symétriquement par rapport à la normale, l'autre est réfractée. Les angles entre la normale au plan de séparation des deux milieux et la direction de propagation du champ incident, réfléchi, réfracté sont respectivement:  $i_1, i'_1, i_2$  (Figure 1.3).

Considérons deux milieux non magnétiques, neutres, parcourus par aucun courant volumique et caractérisés par leurs indices respectifs  $n_1$  et  $n_2$ .

Les équations de Maxwell imposent des conditions au passage du milieu 1 au milieu 2 qui permettent le calcul des coefficients de réflexion et de transmission.

On peut aussi retrouver les lois de Snell-Descartes:

$$i_1 = i'_1 \quad (1.14)$$

$$n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2 \quad (1.15)$$

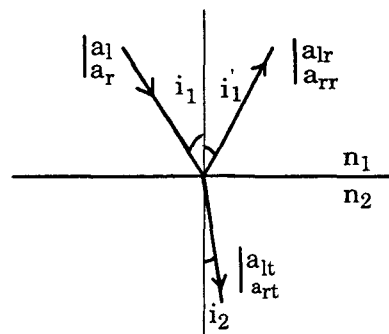


Figure 1.3 Représentation des champs réfléchis et réfractés.

### Coefficients de Fresnel

En faisant appel à la continuité des composantes tangentielles du champ électrique et magnétique (pas de charges de surface pour ce dernier) et en utilisant (1.15), on obtient les coefficients de Fresnel  $r_l$  et  $r_r$  pour la réflexion et  $t_l$  et  $t_r$  pour la transmission. A partir des amplitudes connues du champ incident et des coefficients de Fresnel, on calcule les amplitudes réfléchies  $a_{lr}$ ,  $a_{rr}$  et réfractées  $a_{lt}$ ,  $a_{rt}$ .

$$a_{lr} = r_l a_l \quad (1.16)$$

$$a_{rr} = r_r a_r \quad (1.17)$$

et  $a_{lt} = t_l a_l \quad (1.18)$

$$a_{rt} = t_r a_r \quad (1.19)$$

### Conservation de l'énergie

L'énergie transportée par le champ électromagnétique peut être décrite par le vecteur de Poynting:

$$\bar{P} = \bar{E} \wedge \bar{H} \quad (1.20)$$

$\bar{H}$  est le vecteur induction magnétique:

$$\bar{H} = \frac{\bar{B}}{\mu} = \frac{1}{\eta} \left( \frac{\bar{k}}{k} \wedge \bar{E} \right) \quad (1.21)$$

$\eta$ ,  $\mu$  et  $\varepsilon$  sont respectivement l'impédance, la perméabilité et la permittivité du milieu. Pour un milieu non magnétique  $\mu = \mu_0$ .

$$\eta = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \quad (1.22)$$

$$n = \sqrt{\varepsilon\mu} \quad (1.23)$$

$n$  est l'indice de réfraction du milieu considéré.  $P$  oscille rapidement dans le temps et on le moyenne.

$$\langle \bar{P} \rangle = \frac{1}{2} \text{Re}(\bar{E} \wedge \bar{H}^*) = \frac{1}{2} \text{Re}(\bar{E}^* \wedge \bar{H}) \quad (1.24)$$

L'astérisque symbolise le complexe conjugué des vecteurs  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$ .

A partir de (1.21) et (1.22):

$$\langle \vec{P} \rangle = \frac{1}{2} \frac{a^2}{\eta} \vec{k} \quad (1.25)$$

Où  $a$  est l'amplitude du champ.

Les coefficients de réflexion et transmission en puissance sont:

$$R = \frac{\Phi_r}{\Phi_i} \quad (1.26)$$

$$T = \frac{\Phi_t}{\Phi_i} \quad (1.27)$$

Où  $\Phi$  est le flux du vecteur de Poynting, c'est à dire la puissance transportée par le champ électromagnétique associé à l'onde à travers une section unité perpendiculaire à la direction de propagation pendant l'unité de temps.

$$\Phi = \vec{P} \cdot d\vec{S} \quad (1.28)$$

Pour des angles  $i_1$  et  $i_2$  quelconques,  $\cos i_1$  (respectivement  $\cos i_2$ ) est le rapport entre la surface perpendiculaire au faisceau et la surface de séparation des deux milieux qui intervient dans (1.28).

En utilisant les notations parallèles et perpendiculaires au plan d'incidence, et les équations (1.16-1.19) et (1.23), on en déduit les coefficients de réflexion et de transmission en puissance parallèles et perpendiculaires:

$$R_{\parallel} = r_{\parallel} r_{\parallel}^* \quad (1.29)$$

$$R_{\perp} = r_{\perp} r_{\perp}^* \quad (1.30)$$

$$T_{\parallel} = \frac{n_2 \cos i_2}{n_1 \cos i_1} t_{\parallel} t_{\parallel}^* \quad (1.31)$$

$$T_{\perp} = \frac{n_2 \cos i_2}{n_1 \cos i_1} t_{\perp} t_{\perp}^* \quad (1.32)$$

La conservation de l'énergie implique la relation suivante puisqu'il n'y a pas d'absorption:

$$R+T=1 \quad (1.33)$$

Dans le cas où l'un des deux milieux ou les deux milieux sont absorbants, les coefficients de Fresnel s'expriment de façon analogue avec des indices de réfraction cette fois ci complexes. L'équation (1.33) devient plus généralement:

$$R+T+A = 1 \quad (1.34)$$

### b) Réflexion diffuse de surface

Elle se produit sur une surface rugueuse à l'échelle de la longueur d'onde incidente. Une surface est rugueuse si la dimension des éléments réfléchissants est de l'ordre de grandeur ou supérieure à la longueur d'onde du rayonnement incident. Une surface parfaitement rugueuse est dite lambertienne (Figure 1.4).

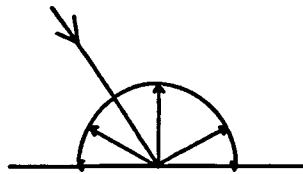


Figure 1.4 Indicatrice de diffusion d'une surface lambertienne.

Un critère permettant de définir le caractère rugueux d'une surface est le critère de Rayleigh. Il est basé sur le calcul de la différence de marche entre deux rayons se réfléchissant dans un creux et un sommet de la rugosité.

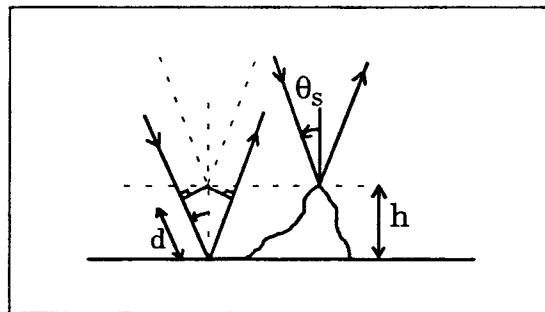


Figure 1.5 Différence de marche  $\delta$  ( $2d$ ) due à la rugosité de surface.

D'après la Figure 1.5, si  $\theta_s$  est l'angle d'incidence du rayonnement de longueur d'onde  $\lambda$ ,  $h$  la hauteur de la rugosité, la différence de marche vaut:

$$\delta = 2h \cos \theta_s \quad (1.35)$$



On admet que si la différence de phase ( $d\phi=2\pi\delta/\lambda$ ) est inférieure à  $\pi/8$  le déphasage est négligeable et la surface peut être assimilée à un miroir. La notion de rugosité dépend donc de l'angle d'incidence, de la longueur d'onde du rayonnement incident et de la dimension des rugosités. Une surface peut apparaître lisse pour des incidences rasantes ( $\theta_s$  proche de  $90^\circ$ ) et rugueuse pour des incidences normales ( $\theta_s=0$ ). La neige peut être considérée comme une surface rugueuse sur le spectre solaire pour toutes les incidences  $\theta_s$ . On peut assimiler la réflexion à l'ensemble des réflexions spéculaires des surfaces planes élémentaires constituant la surface rugueuse.

#### 1.1.4 Diffusion et absorption

Considérons une particule dans le vide éclairée par une onde plane monochromatique. Ce rayonnement interagit avec la particule et se redistribue dans tout l'espace; c'est la diffusion. Le rayonnement induit un champ à l'intérieur de la particule. Une partie de l'énergie incidente peut être aussi absorbée par le corps et transformée en énergie thermique (phénomène d'agitation moléculaire). On distingue plusieurs types de diffusions selon le rapport entre la taille de la particule et la longueur d'onde du rayonnement incident.

*La diffusion Rayleigh* concerne les particules de taille très inférieure à la longueur d'onde et suit une loi en  $\lambda^{-4}$ . Elle sera donc plus efficace aux courtes longueurs d'onde. C'est une diffusion symétrique avant/arrière en  $(1+\cos^2\Theta)$ .

*La diffusion de Mie* est adaptée aux particules de forme sphérique et isolées de taille quelconque par rapport à la longueur d'onde. On l'applique souvent aux particules de tailles supérieures ou du même ordre de grandeur que la longueur d'onde. Les solutions à la théorie de Mie sont dictées par les conditions de passage des équations de Maxwell à la séparation de deux diélectriques. Cette diffusion est fonction de l'indice de réfraction de la particule et du rapport taille/longueur d'onde. La diffusion est anisotrope et fortement dirigée vers l'avant, quand le rapport taille/longueur d'onde est grand et ce, d'autant plus que la dimension de la particule est importante.

Pour décrire la diffusion d'une particule de taille très supérieure à la longueur d'onde on fait appel à *l'optique géométrique*. Cette diffusion s'accompagne du

phénomène de diffraction qui est essentiellement concentré vers l'avant et renforce la diffusion pour les petits angles de diffusion. Si la particule n'est pas absorbante, la diffraction constitue la moitié du rayonnement émergeant.

## **1.2 Application à la neige**

### **1.2.1 La neige: un matériau complexe**

Les cristaux de neige formés au sein du nuage, une fois déposés au sol, subissent des métamorphoses qui vont les amener à évoluer et à prendre des formes complexes (cf. annexe 1).

Le manteau neigeux résulte d'un empilement de plusieurs couches de neige déposées durant les chutes. Ces strates se différencient de par leurs caractéristiques; masse volumique, teneur en eau liquide, pollution, taille et forme des grains qui les composent etc... Ces paramètres ont été influencés par la température de l'air, la densité de la chute de neige, l'action du vent et accentués encore par les métamorphoses que subit la neige au sol et qui dépendent des conditions météorologiques environnantes.

### **1.2.2 Interaction atmosphère - neige**

Les échanges entre la neige et l'atmosphère se situent à la fois dans le spectre solaire (réflexion de la surface et absorption) et dans le spectre infrarouge (absorption et émission). La neige bénéficie le jour du rayonnement solaire et en renvoie une partie vers l'atmosphère, l'autre partie est absorbée contribuant ainsi au réchauffement du manteau neigeux. La nuit, la neige émet un rayonnement thermique (maximum à la longueur d'onde 10  $\mu\text{m}$ ) et libère une partie de l'énergie accumulée dans la journée. Mais elle reçoit aussi de l'énergie provenant de l'émission de la vapeur d'eau atmosphérique.

Sur la Figure 1.6 sont résumés les échanges neige-atmosphère prenant en compte aussi les impacts de la pluie sur le manteau neigeux (d'où un effet de réchauffement et de tassement), de la température de l'air, de l'humidité et du vent.

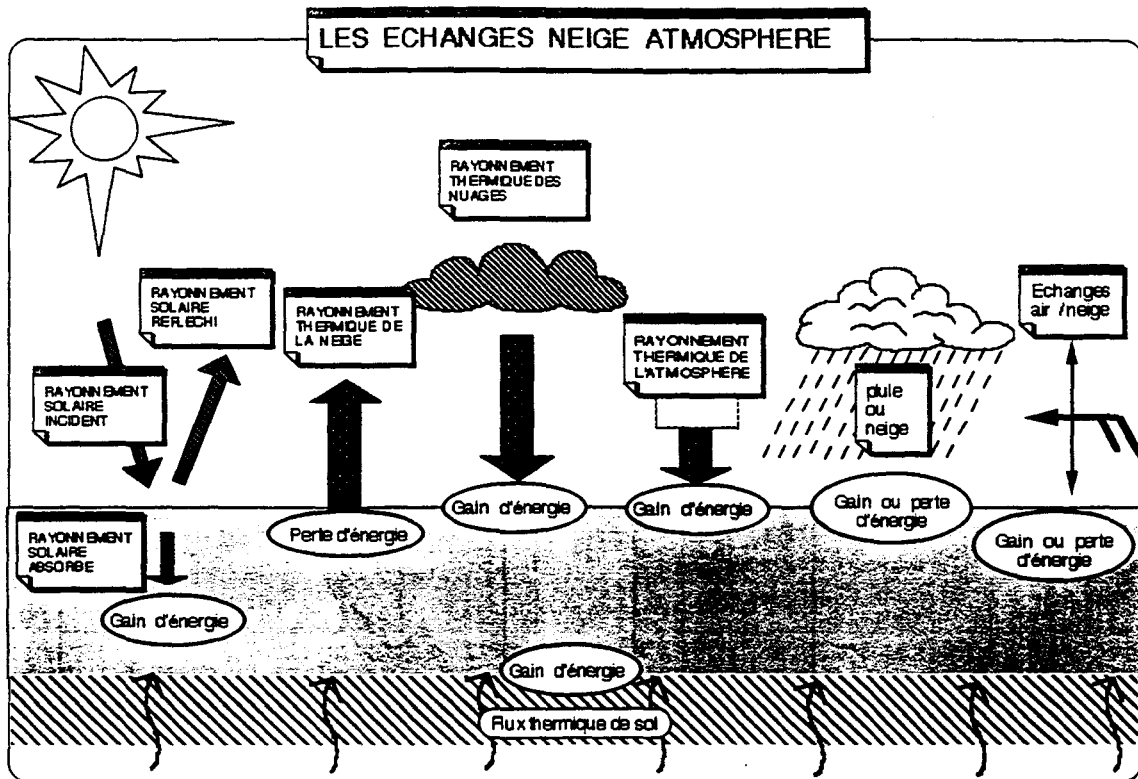


Figure 1.6 Schéma des échanges neige - atmosphère (Sergent, 1993).

## 1.3 Notions radiométriques

### 1.3.1 Utilisation des radiomètres

L'analyse du rayonnement réfléchi par un objet et du rayonnement qu'il émet (dans une autre gamme de longueurs d'onde) permet d'extraire des informations caractéristiques sur cet objet. L'utilisation des détecteurs de rayonnement est donc indispensable pour l'étude des surfaces terrestres et extraterrestres.

La télédétection consiste à mesurer et à enregistrer à distance au moyen de détecteurs, l'énergie transportée par l'onde électromagnétique due aux phénomènes de réflexion et d'émission.

Elle peut être active lorsqu'une source artificielle émet à une longueur d'onde un rayonnement qui sera rétrodiffusé par la surface dans la direction du récepteur. C'est typiquement le cas des radars dans le domaine des ondes radios et des lasers (lidar) dans le visible ou l'infrarouge.

Elle peut être passive lorsque la source de rayonnement est naturelle. On mesure alors l'éclairement solaire réfléchi ou le rayonnement émis par le sol ou l'atmosphère (domaine allant du visible aux micro-ondes).

Les définitions qui suivent sont tirées de Lenoble (1988 et 1993) et Fischer (1991). Les grandeurs peuvent être définies spectralement. On se placera à une longueur d'onde donnée.

### 1.3.2 Grandeurs énergétiques

#### a) Repère spatial

Il est nécessaire dans un premier temps et surtout en télédétection de rappeler les notions d'angles zénithal (noté  $\theta$ ) et azimutal ( $\phi$ ) permettant de décrire la position du soleil ou du capteur. Sur la Figure 1.7, L'azimut est calculé à partir d'une référence (le nord) dans le sens des aiguilles d'une montre. Pour une surface plane homogène, s'il n'y a pas de direction privilégiée à la surface, ce qui importe c'est la différence en azimut  $\Delta\phi = |\phi_s - \phi_v|$  et non pas les valeurs individuelles  $\phi_s$  et  $\phi_v$ , car il y a une symétrie par rapport au plan d'incidence.

La convention employée pour définir les angles sur la Figure 1.7 est celle retenue dans les modèles que nous avons utilisés.

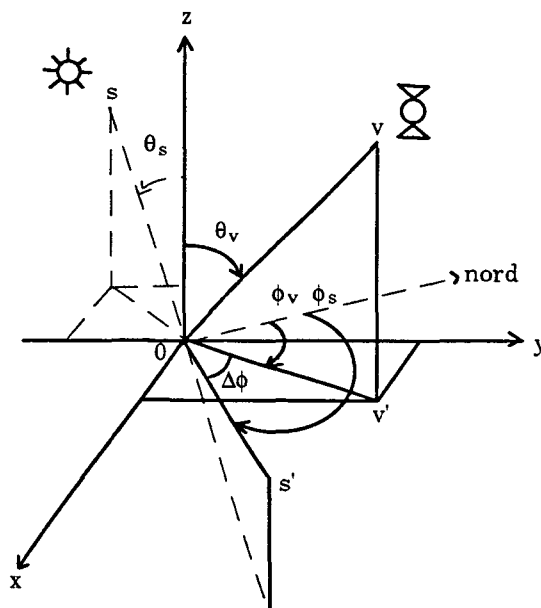


Figure 1.7 Angles zénithaux et azimutaux d'après la convention des modèles.

b) Notion d'angle solide ( $d\Omega$ )

Un angle solide délimite un cône dans l'espace. Si  $dS$  est l'aire qui découpe le cône sur une sphère de rayon  $r$  dont le centre est au sommet du cône (Figure 1.8):

$$d\Omega = \frac{dS}{r^2} = \sin\theta \, d\theta \, d\phi \quad \text{en stéradians (sr)} \quad (1.36)$$

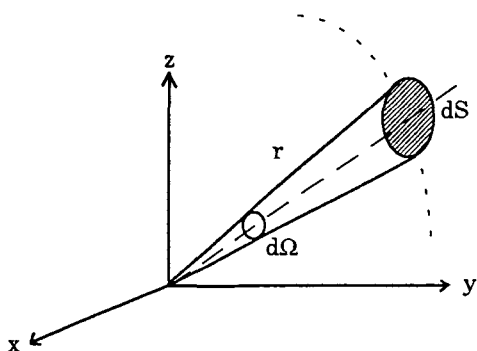


Figure 1.8 Notion d'angle solide.

Pour un observateur situé à la surface de la terre le demi-espace formé par la voûte céleste (un hémisphère) vaut  $2\pi$  sr.

c) Flux d'énergie radiative ou puissance (F)

C'est la quantité d'énergie reçue ou émise par un corps par unité de temps et dans toutes les directions (un hémisphère). L'unité est le watt (W).

d) Luminance (L)

Elle caractérise le flux émis (ou reçu) par unité d'angle solide et de surface apparente de la source étendue (ou du récepteur). Elle donne une indication sur la répartition en direction du rayonnement. La luminance est typiquement le signal que reçoit un capteur satellitaire, elle provient alors d'une surface déterminée par l'angle d'ouverture du détecteur (Figure 1.9). Cette surface au sol constitue la résolution spatiale du capteur.

$$L(\theta, \phi) = \frac{d^2F(\theta, \phi)}{dS \cos\theta \, d\Omega} \quad \text{en } W \cdot m^{-2} \cdot sr^{-1} \quad (1.37)$$

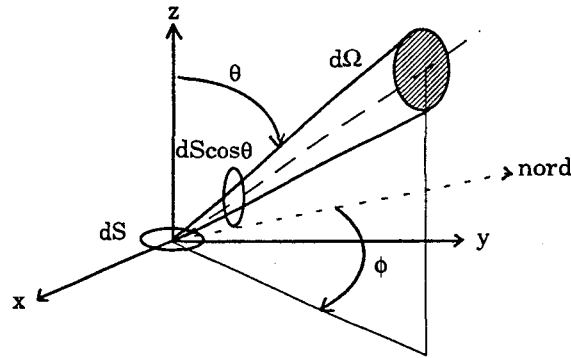


Figure 1.9 Luminance d'une source étendue dS.

Si la luminance du rayonnement réfléchi par la surface ne dépend ni de  $\theta$  ni de  $\phi$ , c'est à dire si elle est la même dans toutes les directions, la surface est dite lambertienne.

e) Emittance (M) et éclairement (E)

L'émittance est le flux émis par unité de surface de la source étendue dans tout un hémisphère. C'est donc la luminance intégrée sur toutes les directions d'un demi espace (Figure 1.10).

$$M = \frac{dF_r(\theta, \phi)}{dS} = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} L_r(\theta, \phi) \cos\theta \sin\theta d\phi \quad \text{en W.m}^{-2} \quad (1.38)$$

Si la surface est lambertienne:

$$L_r(\theta, \phi) = L_r \text{ et } M = \pi L_r \quad (1.39)$$

L'éclairement est le flux reçu par unité de surface de la cible en provenance de toutes les directions d'un demi espace (Figure 1.10). Dans le cas de mesures de télédétection, il comprend les flux incidents solaires direct et diffus.

$$E = \frac{dF_i(\theta, \phi)}{dS} \quad \text{en W.m}^{-2} \quad (1.40)$$

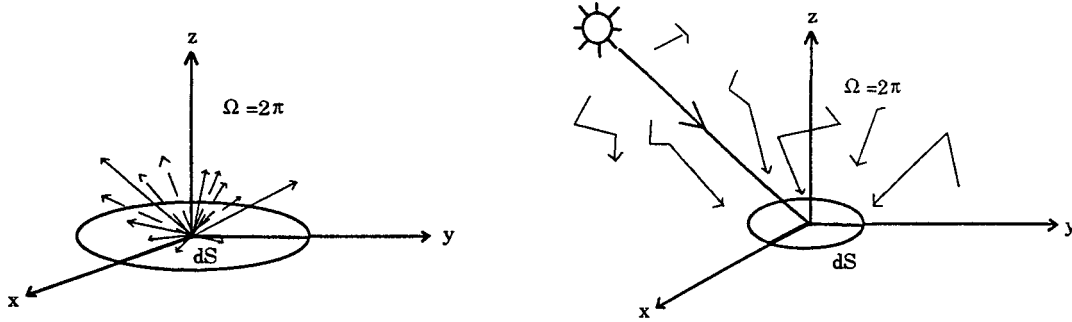


Figure 1.10 *Emittance (schéma de gauche) et éclairement (schéma de droite) d'une surface dS.*

### 1.3.3 Notions de réflectance

La réflectance d'une surface est le rapport entre le flux qu'elle réfléchit et le flux qu'elle reçoit. Selon la distribution angulaire du rayonnement incident et selon que l'on récupère le flux réfléchi dans une direction ou dans un demi espace, on fait appel à plusieurs définitions que l'on peut aussi définir spectralement.

#### a) Réflectance bidirectionnelle ( $\rho_b$ )

C'est le rapport entre la luminance réfléchie dans une direction  $(\theta_v, \phi_v)$  sur le flux incident dans la direction  $(\theta_s, \phi_s)$ . On se reportera à la Figure 1.7.

Dans le cas du rayonnement solaire incident :

$$\rho_b(\theta_s, \phi_s, \theta_v, \phi_v) = \frac{\pi L_r(\theta_v, \phi_v)}{E(\theta_s, \phi_s) \cos \theta_s} \quad \text{sans dimension (1.41)}$$

$L_r(\theta_v, \phi_v)$  est la luminance mesurée dans la direction d'observation.

$E(\theta_s, \phi_s) \cos \theta_s$  est le flux du faisceau solaire parallèle incliné de  $\theta_s$  par rapport à la normale à la surface.  $E(\theta_s, \phi_s)$  est le flux direct que recevrait une surface disposée perpendiculairement au faisceau.

Au numérateur le facteur  $\pi$  est introduit pour une question de commodité; pour avoir une réflectance sans dimension. Si la surface est lambertienne, le numérateur est égal à l'émittance de cette dernière (cf. équation (1.39)). Pour une

cible lambertienne et parfaitement réfléchissante, avec la convention adoptée l'équation (1.41) donne  $\rho_b=1$ .

b) Réflectance directionnelle-hémisphérique ( $a_s$ )

C'est le rapport entre le flux réfléchi dans toutes les directions et le flux incident directionnel.

$$a_s(\theta_s) = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} L_r(\theta_v, \phi_v) \cos\theta_v \sin\theta_v d\theta_v d\phi_v}{E(\theta_s, \phi_s) \cos\theta_s} \quad \text{sans dimension (1.42)}$$

A partir de l'équation (1.42), on montre que si la réflectance bidirectionnelle est indépendante de l'azimut:

$$a_s(\theta_s) = 2 \int_0^{\pi/2} \rho_b(\theta_s, \theta_v) \cos\theta_v \sin\theta_v d\theta_v \quad (1.43)$$

On pourra observer des valeurs de  $\rho_b(\theta_s, \phi_s, \theta_v, \phi_v)$  supérieures à l'unité dans certaines directions, mais la valeur moyenne  $a_s(\theta_s)$  est inférieure ou égale à 1.

c) Fonction de réflectance anisotropique (f)

Pour étudier le comportement anisotropique d'une surface éclairée sous un angle d'incidence  $\theta_s$ , on normalise la réflectance bidirectionnelle par la réflectance directionnelle hémisphérique. Cette nouvelle fonction exprime le rapport du flux diffusé dans une direction sous des conditions données et le flux diffusé par un diffuseur lambertien sous ces mêmes conditions. Elle est définie par:

$$f(\theta_s, \phi_s, \theta_v, \phi_v) = \frac{\rho_b(\theta_s, \phi_s, \theta_v, \phi_v)}{a_s(\theta_s)} \quad \text{sans dimension (1.44)}$$



d) Réflectance hémisphérique-directionnelle ( $a_v$ )

C'est le rapport entre le flux réfléchi dans la direction du capteur et le flux incident hémisphérique.

$$a_v(\theta_v) = \frac{\pi L_r(\theta_v, \phi_v)}{F_i} \quad \text{sans dimension (1.45)}$$

Soit:

$$a_v(\theta_v) = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \rho_b(\theta_s, \phi_s, \theta_v, \phi_v) L_i(\theta_s, \phi_s) \cos\theta_s \sin\theta_s d\theta_s d\phi_s}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} L_i(\theta_s, \phi_s) \cos\theta_s \sin\theta_s d\theta_s d\phi_s} \quad (1.46)$$

Si la luminance incidente est isotrope et si la réflectance est indépendante de l'azimut:

$$a_v(\theta_v) = 2 \int_0^{\pi/2} \rho_b(\theta_s, \theta_v) \cos\theta_s \sin\theta_s d\theta_s \quad (1.47)$$

et

$$a_v(\theta_v) = a_s(\theta_v) \quad (1.48)$$

e) Réflectance hémisphérique ( $s$ )

C'est le rapport entre le flux réfléchi dans toutes les directions du demi espace supérieur et le flux incident provenant de toutes les directions.

$$s = \frac{F_r}{F_i} \quad \text{sans dimension (1.49)}$$

Soit:

$$s = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} L_r(\theta_v, \phi_v) \cos\theta_v \sin\theta_v d\theta_v d\phi_v}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} L_i(\theta_s, \phi_s) \cos\theta_s \sin\theta_s d\theta_s d\phi_s} \quad (1.50)$$

Si la luminance incidente est isotrope et si la réflectance est indépendante de l'azimut:

$$s = 4 \int_0^{\pi/2} \int_0^{\pi/2} \rho_b(\theta_s, \theta_v) \cos\theta_s \sin\theta_s \cos\theta_v \sin\theta_v d\theta_s d\theta_v \quad (1.51)$$

Lorsque la surface est lambertienne, avec la convention choisie pour la réflectance bidirectionnelle (équation (1.41)), on a:

$$s = a_s(\theta_s) = a_v(\theta_v) = \rho_b = \text{constante} \quad (1.52)$$

*Chapitre 2*

**Modélisation de la diffusion  
simple de la neige**

## 2.1 Introduction

Pour retrouver certaines caractéristiques du milieu (taille et forme des grains, contenu en carbone suie de la neige ...) à partir de la réflectance de la neige, la confrontation des mesures avec les modèles est nécessaire. Les modèles que nous avons utilisés sont basés sur la théorie du transfert radiatif pour un milieu absorbant et diffusant et font appel à un code de calcul des paramètres de la diffusion simple. Nous étudierons la diffusion simple de deux types de particules: des sphères (diffusion de Mie) et des colonnes hexagonales (code Ray-tracing). Nous aborderons également le cas de la neige contenant des impuretés.

## 2.2 Paramètres de diffusion

### 2.2.1 Définitions

La diffusion simple s'applique à un volume élémentaire contenant des particules suffisamment espacées pour être assimilées à des diffuseurs indépendants.

On considère un élément de volume  $dV$  (Figure 2.1) contenant des particules diffusantes et absorbantes soumis à un rayonnement incident  $\vec{s}$  caractérisé par sa luminance  $\tilde{L}$ . En utilisant le formalisme de Stokes ce rayonnement est décrit par la matrice  $\tilde{L}=(L,Q,U,V)$  et le rayonnement diffusé  $\vec{s}'$  par la matrice  $\tilde{L}'=(L',Q',U',V')$ .

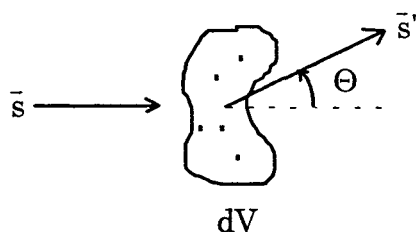


Figure 2.1 Diffusion du rayonnement incident selon un angle  $\Theta$  (direction incidente, direction de diffusion).

On associe au processus de diffusion une matrice 4\*4 appelée matrice de diffusion, notée  $\tilde{P}(\Theta,\phi)$  et qui donne la distribution angulaire et la polarisation du rayonnement diffusé.

Lorsque les particules sont orientées au hasard et ont un plan de symétrie, elle a la forme suivante:

$$\tilde{P}(\Theta) = \begin{bmatrix} P_{11}(\Theta) & P_{12}(\Theta) & 0 & 0 \\ P_{12}(\Theta) & P_{22}(\Theta) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & P_{33}(\Theta) & P_{34}(\Theta) \\ 0 & 0 & -P_{34}(\Theta) & P_{44}(\Theta) \end{bmatrix} \quad (2.1)$$

La dépendance azimutale a disparu. On notera  $\tilde{F}(\Theta)$  la matrice de phase qui est la matrice de diffusion normalisée. L'élément  $F_{11}(\Theta)$  est la fonction de phase et représente la probabilité pour qu'un photon incident soit diffusé dans la direction  $\Theta$ .  $d\Omega$  est l'angle solide autour de la direction  $\Theta$ . Cette fonction est normalisée de telle sorte que:

$$\frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} F_{11}(\Theta) d\Omega = 1 \quad (2.2)$$

La forme de la fonction de phase peut être caractérisée par le coefficient d'anisotropie  $g$ :

$$g = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} F_{11}(\Theta) \cos\Theta d\Omega \quad (2.3)$$

avec:  $-1 < g < 1$

$g$  est proche de -1 lorsque la diffusion se fait vers l'arrière (rétrodiffusion), de 0 lorsque la diffusion est symétrique avant/arrière et proche de 1 lorsque la diffusion est très dirigée vers l'avant (petits angles de diffusion).

L'interaction entre le rayonnement et les particules est aussi décrite par les sections efficaces de diffusion ( $\sigma_{sca}$ ) et d'absorption ( $\sigma_{abs}$ ) de la particule qui s'expriment en  $m^2$  ou  $\mu m^2$ . La connaissance de ces deux paramètres fournit le coefficient d'extinction ( $\sigma_{ext}$ ) (aire recevant la même énergie que celle enlevée au rayonnement incident).

$$\sigma_{ext} = \sigma_{sca} + \sigma_{abs} \quad (2.4)$$

En introduisant la section géométrique du diffuseur ( $G$ ) (dans le cas de sphères  $G=\pi r^2$ ) en  $m^2$  ou  $\mu m^2$  et les coefficients d'efficacité de diffusion ( $Q_{sca}$ ), d'absorption ( $Q_{abs}$ ) et d'extinction ( $Q_{ext}$ ) sans dimension, on obtient par exemple pour l'extinction (formules analogues pour la diffusion et l'absorption):

$$Q_{\text{ext}} = \frac{\sigma_{\text{ext}}}{G} \quad (2.5)$$

L'albédo simple de diffusion ( $\omega$ ) est le rapport du rayonnement diffusé et du rayonnement diffusé et absorbé:

$$\omega = \frac{\sigma_{\text{sca}}}{\sigma_{\text{ext}}} \quad (2.6)$$

### 2.2.2 Cas de particules monodispersées

Les particules ont toutes le même rayon et la même matrice de phase  $\tilde{F}$ . Si  $G_i$  est la section efficace d'une particule  $i$  et  $N$  le nombre de particules  $i$  par unité de volume:

$$\sigma_{\text{sca},i} = G_i Q_{\text{sca},i} \quad (2.7)$$

$$\sigma_{\text{abs},i} = G_i Q_{\text{abs},i} \quad (2.8)$$

$$\sigma_{\text{ext},i} = G_i Q_{\text{ext},i} \quad (2.9)$$

Pour un volume unité, on a par exemple pour l'extinction

$$\sigma_{\text{ext}} = \sum_{i=1}^N G_i Q_{\text{ext},i} \quad (2.10)$$

### 2.2.3 Cas d'une distribution de tailles de particules

Dans le cas d'un volume élémentaire composée de particules de tailles différentes, pour obtenir les paramètres de diffusion simple on doit moyenner sur la distribution en taille des particules (appelée aussi granulométrie).

Soit  $n(r)dr$  le nombre de particules par unité de volume dont le rayon est compris entre  $r$  et  $r+dr$ , on obtient pour une granulométrie continue de particules:

$$\sigma_{\text{ext}} = \int_{r_{\text{min}}}^{r_{\text{max}}} \sigma_{\text{ext}}(r)n(r)dr = \int_{r_{\text{min}}}^{r_{\text{max}}} G(r)Q_{\text{ext}}(r)n(r)dr \quad (2.11)$$

$$G = \frac{\int_{r_{\text{min}}}^{r_{\text{max}}} G(r)n(r)dr}{\int_{r_{\text{min}}}^{r_{\text{max}}} n(r)dr} \quad (2.12)$$

$$\omega = \frac{\int_{r_{\min}}^{r_{\max}} \sigma_{\text{sca}}(r)n(r)dr}{\int_{r_{\min}}^{r_{\max}} \sigma_{\text{ext}}(r)n(r)dr} \quad (2.13)$$

$$F_{11}(\Theta) = \frac{\int_{r_{\min}}^{r_{\max}} \sigma_{\text{sca}}(r)F_{11}(\Theta)n(r)dr}{\int_{r_{\min}}^{r_{\max}} \sigma_{\text{sca}}(r)n(r)dr} \quad (2.14)$$

Les granulométries de particules les plus souvent employées sont du type gamma à un ou deux paramètres, gamma bimodale, log-normale, log-normale bimodale, loi de puissance, ou encore gamma modifiée (Hansen et Travis, 1974).

Pour une distribution discrète de particules, si  $N_i$  est le nombre de particules par unité de volume de la classe  $i$  de rayons  $r_i$  tels que  $r_{i\min} < r_i < r_{i\max}$ , alors:

$$\sigma_{\text{ext}} = \sum_{i=1}^N N_i \sigma_{\text{ext}}(r_i) = \sum_{i=1}^N N_i G(r_i) Q_{\text{ext}}(r_i) \quad (2.15)$$

(formules analogues pour la diffusion et l'absorption)

$$G = \frac{\sum_{i=1}^N N_i G(r_i)}{\sum_{i=1}^N N_i} \quad (2.16)$$

$$\omega = \frac{\sum_{i=1}^N N_i \sigma_{\text{sca}}(r_i)}{\sum_{i=1}^N N_i \sigma_{\text{ext}}(r_i)} \quad (2.17)$$

$$F_{11}(\Theta) = \frac{\sum_{i=1}^N N_i \sigma_{\text{sca}}(r_i) F_{11}(\Theta, r_i)}{\sum_{i=1}^N N_i \sigma_{\text{sca}}(r_i)} \quad (2.18)$$

### 2.2.4 Coefficients d'expansion de la matrice de phase

Dans les codes de diffusion multiple, parfois ce n'est pas la matrice de phase mais son expansion en fonctions sphériques généralisées qui est introduite (Hovenier and Van der Mee, 1983; Siewert, 1982; De Rooij and Van Der Stap, 1984). On adoptera la notation  $\mu = \cos\Theta$  dans les formulations qui suivent.  $P_{m,n}^{\ell}(\mu)$  seront les fonctions sphériques généralisées avec  $l$ ,  $m$  et  $n$  des entiers positifs,  $P_{0,0}^{\ell}(\mu)$  les polynômes de Legendre.

Dans la théorie, les sommes portent sur un nombre infini de termes, dans la pratique on arrête la sommation dès que  $\ell$  atteint une quantité que l'on appellera  $n_{\text{angle}}$ . La valeur de  $n_{\text{angle}}$  représente le nombre de termes nécessaires pour calculer (par intégration numérique) les coefficients d'expansion de de la matrice de phase. Dans le programme de diffusion de Mie que nous avons utilisé cette valeur vaut (Dolman, 1990):

$$n_{\text{angle}} = 2n_{\text{max}} + 2 \quad (2.19)$$

Où d'après De Rooij and Van Der Stap (1984):

$$n_{\text{max}} = \text{partie entière}(x + 4.05x^{1/3} + 20) \quad (2.20)$$

et le paramètre de Mie: 
$$x = \frac{2\pi r}{\lambda} \quad (2.21)$$

$r$  étant le rayon de la particule et  $\lambda$  la longueur d'onde du rayonnement étudié.

Les éléments de la matrice de phase s'expriment à partir des fonctions sphériques généralisées:

$$F_{11}(\mu) = \sum_{\ell=0}^{n_{\text{angle}}} \alpha_1^{\ell} P_{0,0}^{\ell}(\mu) \quad (2.22)$$

$$F_{22}(\mu) + F_{33}(\mu) = \sum_{\ell=2}^{n_{\text{angle}}} (\alpha_2^{\ell} + \alpha_3^{\ell}) P_{2,2}^{\ell}(\mu) \quad (2.23)$$

$$F_{22}(\mu) - F_{33}(\mu) = \sum_{\ell=2}^{n_{\text{angle}}} (\alpha_2^{\ell} - \alpha_3^{\ell}) P_{2,-2}^{\ell}(\mu) \quad (2.24)$$

$$F_{44}(\mu) = \sum_{\ell=0}^{n_{\text{angle}}} \alpha_4^{\ell} P_{0,0}^{\ell}(\mu) \quad (2.25)$$



$$F_{12}(\mu) = \sum_{\ell=2}^{n_{\text{angle}}} \beta_1^\ell P_{0,2}^\ell(\mu) \quad (2.26)$$

$$F_{34}(\mu) = \sum_{\ell=2}^{n_{\text{angle}}} \beta_2^\ell P_{0,2}^\ell(\mu) \quad (2.27)$$

Pour déterminer les coefficients  $\alpha$ ,  $\beta$ , données d'entrée du code de diffusion multiple, on utilise les relations d'orthogonalité des fonctions sphériques généralisées et les équations (2.22)-(2.27). On obtient alors les coefficients d'expansion:

$$\alpha_1^\ell = \frac{2\ell+1}{2} \sum_{j=1}^{n_{\text{angle}}} P_{0,0}^\ell(\mu_j) F_{11}(\mu_j) \omega_j \quad (2.28)$$

$$\alpha_2^\ell + \alpha_3^\ell = \frac{2\ell+1}{2} \sum_{j=1}^{n_{\text{angle}}} P_{2,2}^\ell(\mu_j) [F_{22}(\mu_j) + F_{33}(\mu_j)] \omega_j \quad (2.29)$$

$$\alpha_2^\ell - \alpha_3^\ell = \frac{2\ell+1}{2} \sum_{j=1}^{n_{\text{angle}}} P_{2,-2}^\ell(\mu_j) [F_{22}(\mu_j) - F_{33}(\mu_j)] \omega_j \quad (2.30)$$

$$\alpha_4^\ell = \frac{2\ell+1}{2} \sum_{j=1}^{n_{\text{angle}}} P_{0,0}^\ell(\mu_j) F_{44}(\mu_j) \omega_j \quad (2.31)$$

$$\beta_1^\ell = \frac{2\ell+1}{2} \sum_{j=1}^{n_{\text{angle}}} P_{0,2}^\ell(\mu_j) F_{12}(\mu_j) \omega_j \quad (2.32)$$

$$\beta_2^\ell = \frac{2\ell+1}{2} \sum_{j=1}^{n_{\text{angle}}} P_{0,2}^\ell(\mu_j) F_{34}(\mu_j) \omega_j \quad (2.33)$$

On a fait appel à une quadrature de Gauss qui calcule les angles ( $\mu_j$ ) et les poids de Gauss ( $\omega_j$ ) permettant de passer de sommes continues à des sommes discrètes portant sur  $n_{\text{angle}}$  termes.

Les fonctions sphériques généralisées se déduisent de fonctions initiales:

$$P_{0,0}^0(\mu) = 1 \quad (2.34)$$

$$P_{0,\pm 2}^2(\mu) = \frac{-\sqrt{6}}{4}(1-\mu^2) \quad (2.35)$$

$$P_{2,\pm 2}^2(\mu) = \frac{1}{4}(1\pm\mu)^2 \quad (2.36)$$

et des relations de récurrence:

$$(\ell+1)P_{0,0}^{\ell+1}(\mu) = (2\ell+1)\mu P_{0,0}^{\ell}(\mu) - \ell P_{0,0}^{\ell-1}(\mu) \quad (2.37)$$

et

$$\begin{aligned} \ell\sqrt{(\ell+1)^2 - 4}\sqrt{(\ell+1)^2 - m^2}P_{m,\pm 2}^{\ell+1}(\mu) &= (2\ell+1)[\ell(\ell+1)\mu \mp 2m]P_{m,\pm 2}^{\ell}(\mu) \\ &- (\ell+1)\sqrt{\ell^2 - 4}\sqrt{\ell^2 - m^2}P_{m,\pm 2}^{\ell-1}(\mu) \end{aligned} \quad (2.38)$$

où  $P_{m,n}^{\ell}(\mu) = 0$  si  $\ell < \max(|n|, |m|)$ .

## 2.3 Diffusion de Mie

### 2.3.1 Caractéristiques de diffusion

La théorie de Mie décrit l'interaction d'une onde plane avec une particule isolée de type sphérique et a été souvent utilisée dans le cas de la neige (forte diffusion vers l'avant). Les paramètres de diffusion simple deviennent dans ce cas (Wiscombe, 1980):

$$Q_{\text{sca}} = \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1)(a_n a_n^* + b_n b_n^*) \quad (2.39)$$

$$Q_{\text{ext}} = \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1)\text{Re}(a_n + b_n) \quad (2.40)$$

$$g = \frac{4}{x^2 Q_{\text{sca}}} \sum_{n=1}^{\infty} \left( \frac{n(n+2)}{n+1} \text{Re}(a_n a_{n+1}^* + b_n b_{n+1}^*) + \frac{2n+1}{n(n+1)} \text{Re}(a_n b_n^*) \right) \quad (2.41)$$

On ne sait pas calculer des sommes portant sur un nombre infini de termes. Or, les coefficients complexes  $a_n$  et  $b_n$  (calculés à partir des fonctions sphériques de Bessel) tendent vers zéro quand  $n$  tend vers l'infini. On peut donc arrêter la sommation dès qu'une certaine valeur de  $n$  est atteinte appelée  $n_{\text{max}}$  (cf. (2.20)).

Lorsque les particules sont sphériques la matrice de diffusion ne contient que trois termes indépendants car:

$$P_{22}(\Theta) = P_{11}(\Theta) \quad (2.42)$$

$$P_{44}(\Theta) = P_{33}(\Theta) \quad (2.43)$$

et:

$$P_{11} = \sqrt{P_{12}^2 + P_{33}^2 + P_{34}^2} \quad (2.44)$$

La matrice de phase est de la forme:

$$\tilde{\mathbf{F}} = \frac{2}{x^2 Q_{sca}} \begin{bmatrix} S_1 S_1^* + S_2 S_2^* & S_2 S_2^* - S_1 S_1^* & 0 & 0 \\ S_2 S_2^* - S_1 S_1^* & S_1 S_1^* + S_2 S_2^* & 0 & 0 \\ 0 & 0 & S_2 S_1^* + S_1 S_2^* & -i(S_1 S_2^* - S_2 S_1^*) \\ 0 & 0 & i(S_1 S_2^* - S_2 S_1^*) & S_2 S_1^* + S_1 S_2^* \end{bmatrix} \quad (2.45)$$

(on a omis l'angle de diffusion).

avec:

$$S_1(\mu) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n \pi_n(\mu) + b_n \tau_n(\mu)) \quad (2.46)$$

$$S_2(\mu) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} (b_n \pi_n(\mu) + a_n \tau_n(\mu)) \quad (2.47)$$

Les fonctions  $\pi_n(\mu)$  et  $\tau_n(\mu)$  sont reliées aux polynômes de Legendre et calculées à partir de relations de récurrence sur  $n$ .  $\mu$  est le cosinus de l'angle de diffusion.

### 2.3.2 Validité de la théorie dans le cas de la neige

La théorie de Mie s'applique à des particules sphériques isolées. Dans le cas de la neige, on suppose les sphères de glace suffisamment isolées pour que les effets d'interférence soient négligeables et qu'ainsi chaque particule soit éclairée par une onde plane. Cela suppose que la distance entre les particules (de centre à centre) soit très supérieure à la longueur d'onde du rayonnement incident. Dans notre domaine d'étude, le spectre solaire, cette condition est vérifiée mais pour des longueurs d'onde supérieures (infrarouge thermique et micro-ondes par exemple) elle ne l'est plus (Wiscombe et Warren, 1980; Dozier et Warren, 1982). Selon Mishchenko (1994), la prise en compte des effets de champs proches dans les milieux denses peut modifier le facteur d'anisotropie pour des rapports entre le rayon des particules et la longueur d'onde compris entre 0.1 et 1. En travaillant sur le spectre solaire, avec des grains de neige, ce rapport est très supérieur à 1 et les effets dus à la compacité du milieu seraient donc

négligeables. Ces processus d'interaction sont très complexes et demanderaient de s'y consacrer à plein temps. De plus, il ne font pas toujours l'unanimité, pour preuve le désaccord entre Mishchenko (1994) et Hapke (1996). Dans la suite de cette étude nous négligerons ces phénomènes.

Nous supposerons les particules suffisamment isolées pour ne pas se faire mutuellement de l'ombre. Les effets d'ombre ne sont pas encore connus et il est possible qu'ils puissent causer une diminution de la réflectance de la neige (Wiscombe et Warren, 1980).

Un autre point essentiel ici est l'utilisation de sphères de glace dans la théorie de Mie. Or, on sait que les cristaux de neige ont des formes diverses et souvent très éloignées des sphères. Là encore des études (Zerull, 1976) ont montré que cette hypothèse de sphéricité était parfois adaptée pour décrire la diffusion de particules non sphériques à condition toutefois que les particules ne soient pas trop grosses ni trop irrégulières.

La fonction de phase est très sensible à la forme des particules. Les particules non sphériques ont tendance à moins diffuser vers l'avant et plus sur les côtés que les sphères. Mugnai et Wiscombe (1980) ont démontré que le comportement d'une particule irrégulière pouvait être rapproché à celui d'une sphère équivalente de même rapport surface/volume. Nous utiliserons cette hypothèse dans la modélisation, lorsque nous comparerons les paramètres de diffusion simples pour des particules hexagonales à ceux d'une sphère équivalente (§2.6).

Dans la pratique, si l'on désire confronter notre modèle aux valeurs expérimentales de réflectance, nous n'avons pas accès à ces 2 paramètres que sont l'aire et le volume des grains par la mesure. Cependant, nous verrons au chapitre 4, (§4.4.2) comment empiriquement nous avons défini une sphère équivalente (introduction du rayon optique).

### **2.3.3 Application à la neige**

#### **a) Approximation delta**

Le code de Mie que j'ai utilisé et qui m'a été fourni par J. De Haan de l'Université Libre à Amsterdam, a été initialement conçu pour la diffusion atmosphérique (Dolman, 1990). J'ai donc dû l'adapter à la diffusion de la neige où la taille des particules est supérieure à celle des aérosols atmosphériques. En effet, l'application du code tel quel au cas de la neige était impossible car elle aurait

nécessité des temps et moyens de calculs colossaux. Le nombre de termes de Mie  $(2n+1)(a_n a_n^* + b_n b_n^*)$  est de l'ordre de quelques milliers et le nombre de coefficients alpha bêta décrivant la matrice de diffusion encore deux fois plus élevé lorsque l'on modélise des particules dont le rayon peut atteindre le millimètre (équations (2.19) et (2.20)). Il n'est pas pensable d'introduire dans le programme de diffusion multiple une telle quantité de données d'entrée.

Dans le cas de particules de grande dimension, une très grande partie de la diffusion se fait vers l'avant. L'idée de l'approximation delta (Potter, 1970; Lenoble, 1993) est de remplacer ce fort pic avant par une fonction delta, ce qui revient physiquement à supposer que le rayonnement diffusé vers l'avant est transmis. On a alors remplacé le milieu réel par un milieu équivalent dont il convient de calculer les paramètres de diffusion simple et la matrice de diffusion.

Il est à noter que dans ce paragraphe, les exemples de troncatures concernent les sphères (utilisation du code de Mie) mais la théorie a aussi été appliquée aux particules hexagonales que nous introduirons au paragraphe 2.5.

Nous allons maintenant décrire le principe de base de la troncature. Dans un premier temps, on calcule la fonction de phase pour les  $n_{\text{angle}}$  angles de Gauss et on la décompose de la manière suivante:

$$F_{11}(\Theta) = A\delta(1 - \cos\Theta) + F_{11}^{(2-A)}(\Theta) \quad (2.48)$$

Où  $A$  est l'aire de la pointe avant que l'on tronque à  $F_{11}$  (Figure 2.2). La fonction de phase  $F_{11}^{(2-A)}(\Theta)$  est égale à  $F_{11}$  complétée par l'interpolation entre 0 et  $\Theta_2$ .

$(2-A)$  est l'aire sous la fonction  $F_{11}^{(2-A)}(\Theta)$ :

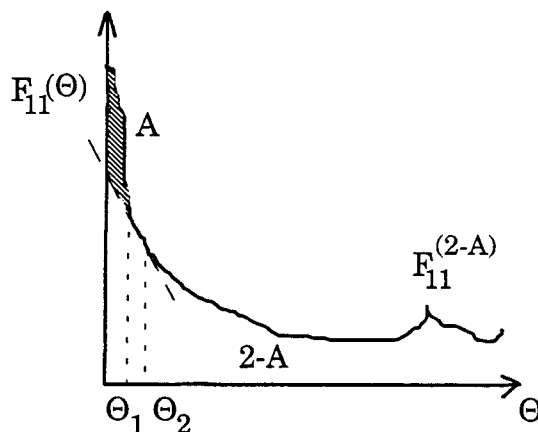


Figure 2.2 Troncature de la fonction de phase.

soit  $\mu = \cos\Theta$ , on a la normalisation suivante:

$$\int_{-1}^1 F_{11}(\mu) d\mu = 2 \quad (2.49)$$

et

$$\int_{-1}^1 F_{11}^{(2-A)}(\mu) d\mu = 2 - A \quad (2.50)$$

### Détermination de la matrice de phase tronquée $\tilde{F}^{(2-A)}$

Dans une première étape, on trace un segment de droite entre les deux points  $(F_{11}(\Theta_1), \Theta_1)$  et  $(F_{11}(\Theta_2), \Theta_2)$  que l'on prolonge pour  $0 < \Theta < \Theta_1$ . On attribue aux angles de diffusions inférieurs à  $\Theta_1$  une nouvelle valeur se trouvant sur cette droite (on tronque  $F_{11}$  de son pic avant) alors que les valeurs pour des angles supérieurs à  $\Theta_1$  restent identiques. La nouvelle fonction ainsi déterminée ne présente pas de pic avant, une faible quantité de coefficients alpha bêta suffit à la décrire (100 à 200) alors que  $F_{11}$  en nécessitait beaucoup plus.

Dans la pratique, j'ai pris  $\Theta_1 = 20^\circ$  et  $\Theta_2 = 37^\circ$  car ces deux valeurs sont proches de la diffusion avant et suffisamment distantes l'une de l'autre pour que le résultat ne soit pas influencé par les oscillations de la fonction de phase dans le cas de particules monodispersées (Figure 2.3).

Connaissant  $F_{11}^{(2-A)}$  on en déduit les autres coefficients de la matrice de phase pour un angle de diffusion donné:

$$F_{ij}^{(2-A)} = F_{11}^{(2-A)} \frac{F_{ij}}{F_{11}} \quad (2.51)$$

avec  $ij = 12, 22, 33, 34, 44$ .

### Détermination des coefficients alpha, bêta non normalisés

Soit  $n_{\text{cotr}}$  le nombre de coefficients suffisant à décrire  $\tilde{F}^{(2-A)}$ , on applique les équations (2.28)-(2.33) avec cette nouvelle matrice de phase pour déterminer les six séries de coefficients  $\alpha_{1,2,3,4}^{1,(2-A)}$  et  $\beta_{1,2}^{1,(2-A)}$  avec  $n_{\text{angle}} = n_{\text{cotr}}$ .

Détermination de l'aire tronquée

L'équivalent de (2.28) est:

$$\alpha_1^{1,(2-A)} = \left(\frac{2l+1}{2}\right) \int_{-1}^1 P_{00}^l(\mu) F_{11}^{(2-A)}(\mu) d\mu \quad (2.52)$$

(2.52) entraîne pour  $l=0$ :

$$\alpha_1^{0,(2-A)} = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 F_{11}^{(2-A)}(\mu) d\mu = \frac{2-A}{2} \quad (2.53)$$

D'où l'aire tronquée:  $A=2(1-\alpha_1^{0,(2-A)})$  (2.54)

Détermination des coefficients alpha et bêta normalisés

Il reste à normaliser à 2 cette nouvelle fonction de phase  $F_{11}^{(2-A)}$  que nous rebaptisons  $F'_{11}$ .

$$\int_{-1}^1 F'_{11}(\mu) d\mu = 2 \quad (2.55)$$

(2.50) et (2.51) impliquent que

$$F'_{11}(\mu) = \frac{2F_{11}^{(2-A)}(\mu)}{2-A} \quad (2.56)$$

Les coefficients correspondant à la matrice de diffusion sont:

$$\alpha'_{1,2,3,4} = \frac{\alpha_{1,2,3,4}^{1,(2-A)}}{\alpha_1^{0,(2-A)}} \quad (\alpha_1'^0 = 1) \quad (2.57)$$

$$\beta'_{1,2} = \frac{\beta_{1,2}^{1,(2-A)}}{\alpha_1^{0,(2-A)}} \quad (2.58)$$

Pour reconstituer la fonction de phase tronquée à partir de ces coefficients on applique les formules (2.22)-(2.27).

Paramètres de diffusion simple et épaisseur optique du milieu équivalent

$$\sigma'_{sca} = \sigma_{sca}(1-A/2) \quad (2.59)$$

$$\sigma'_{ext} = \sigma_{ext}(1-\omega A/2) \quad (2.60)$$

$$\omega' = \frac{\omega(1-A/2)}{(1-\omega A/2)} \quad (2.61)$$

$$\tau' = \tau(1-\omega A/2) \quad (2.62)$$

Le milieu équivalent est moins diffusant ( $\sigma'_{sca} < \sigma_{sca}$ ) surtout vers l'avant, a la même absorption et est plus fin optiquement ( $\tau' < \tau$ ).

b) Exemples d'approximation delta

Nous illustrons la théorie développée plus haut à l'aide de deux exemples. On se place à la longueur d'onde de 0.56  $\mu\text{m}$ , les particules sont des sphères (théorie de Mie). La première simulation illustre la fonction de phase de particules sphériques monodispersées de rayon  $r=250 \mu\text{m}$  (Figure 2.3). Le deuxième exemple concerne des particules dont la distribution en taille est représentée par une granulométrie log-normale de rayon modal  $r_g=250 \mu\text{m}$  et d'écart type  $\sigma=0.99$  (Figures 2.4 et 2.5):

$$n(r) = \frac{N}{\sqrt{2\pi} \log \sigma} \frac{1}{r} \exp \left\{ \frac{-(\log(r/r_g))^2}{2(\log \sigma)^2} \right\} \quad (2.63)$$

L'utilisation d'une granulométrie continue de particules a pour effet de "lisser" la fonction de phase. Les résultats (Figure 2.4) sont plus lisibles que ceux avec des particules monodispersées (Figure 2.3, oscillations de la fonction de phase). Pour le deuxième exemple, la troncature est effectuée après intégration sur la granulométrie (équations 2.11-14).

Pour le premier cas ( $r=250 \mu\text{m}$ ), le calcul de la fonction de phase nécessite l'utilisation de  $n_{\text{angle}}=5690$  angles de Gauss d'après les équations (2.19) et (2.20). Dans le deuxième cas ( $r_g=250 \mu\text{m}$ ,  $\sigma=0.99$ ), on a  $n_{\text{angle}}=5950$ . S'il faut  $n_{\text{angle}}$  coefficients pour reconstituer  $F'_{11}$ , il suffit de  $n_{\text{cotr}}$  coefficients pour reconstituer  $F'_{11}$  (nous prendrons  $n_{\text{cotr}}=200$ ). Pour valider l'approximation delta, nous avons calculé  $F'_{11}$  pour  $n_{\text{angle}}$  coefficients  $\alpha$ ,  $\beta$ . Cette valeur servira de



référence pour le calcul de  $F'_{11}$  avec  $n_{\text{cotr}} \ll n_{\text{angle}}$  puisque avec  $n_{\text{angle}}$  coefficients  $\alpha, \beta$ , il y a surestimation du nombre de coefficients et que par conséquent on est sûr de bien reconstituer  $F'_{11}$ .

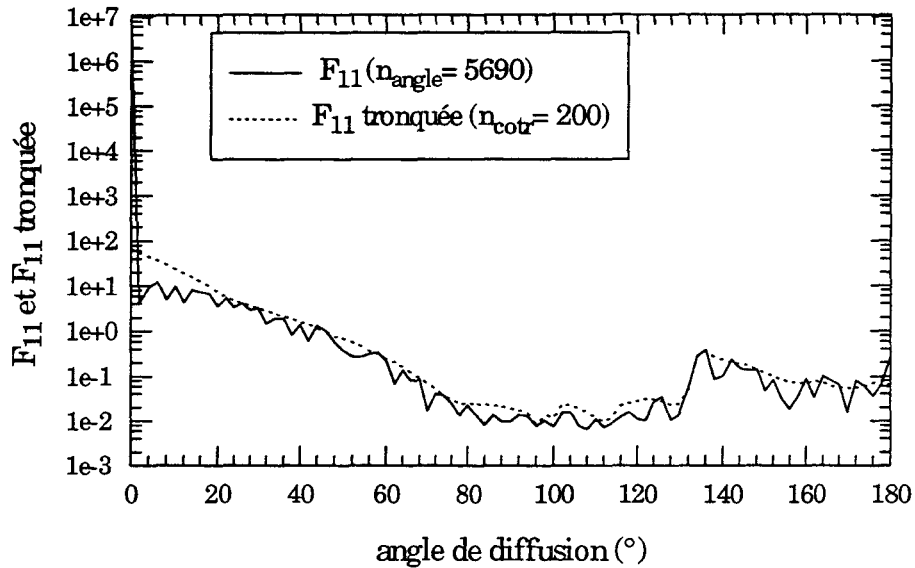


Figure 2.3 Fonction de phase et fonction de phase tronquée, exemple 1 ( $r=250 \mu m$ ).

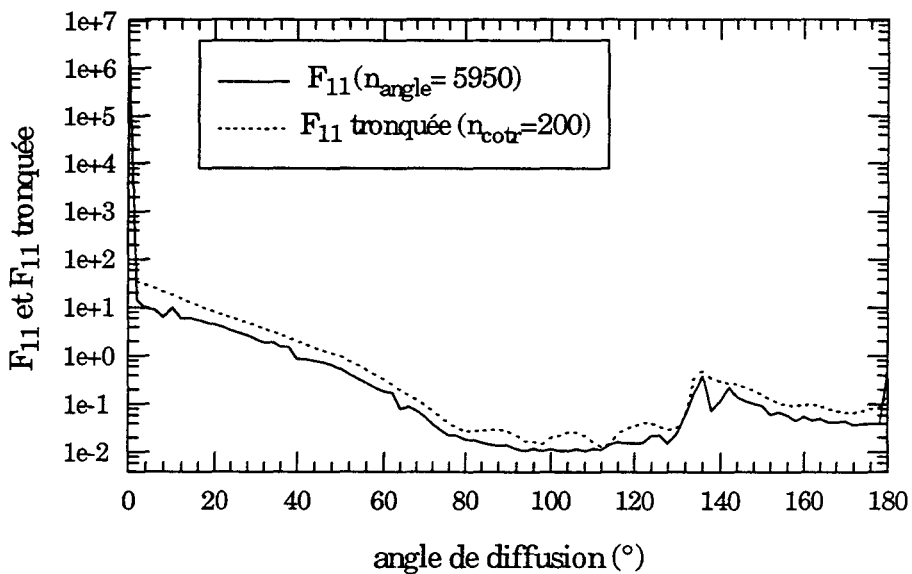


Figure 2.4 Fonction de phase et fonction de phase tronquée, exemple 2 ( $r_g=250 \mu m, \sigma=0.99$ ).

On remarque que la troncature semble "lisser" les variations de la fonction de phase (Figures 2.3 et 2.4) ainsi que les coefficients de la matrice de phase tronquée (Figure 2.5).

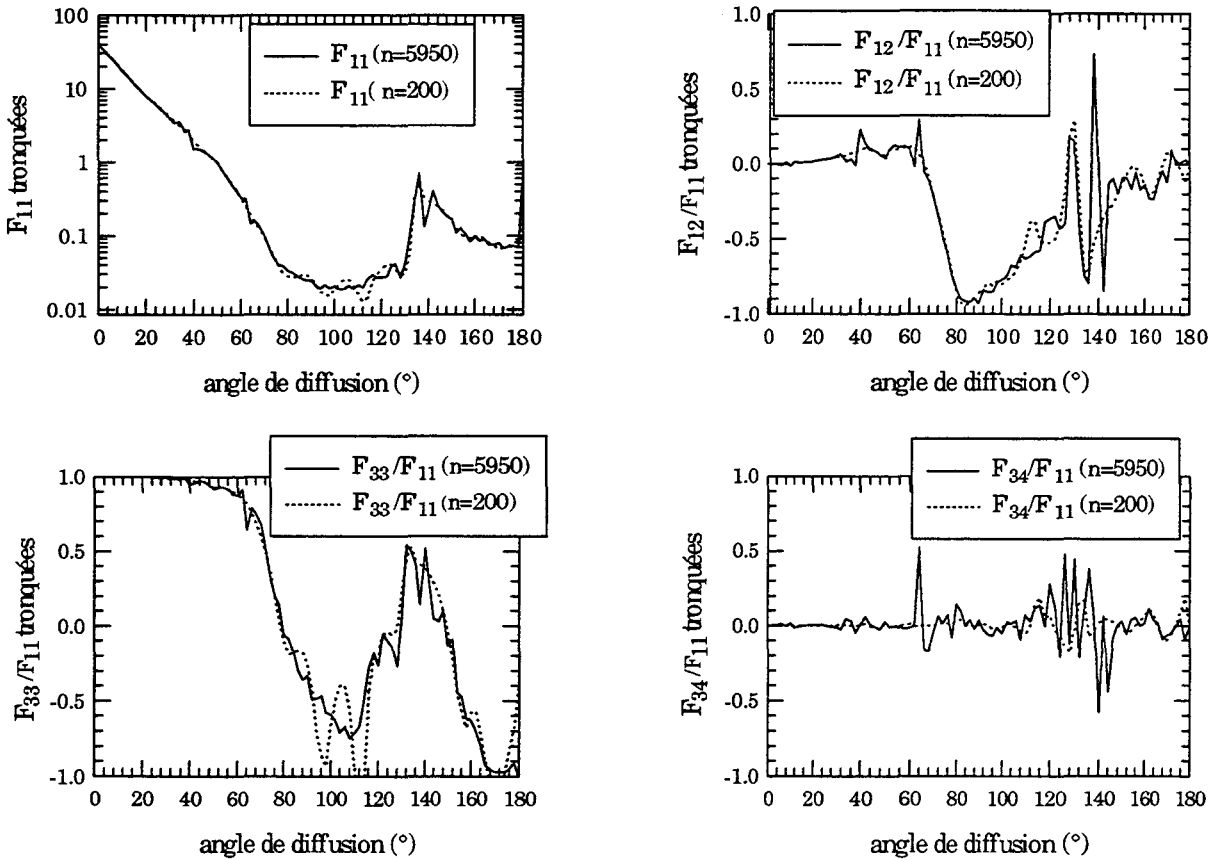


Figure 2.5 Coefficients de la matrice de phase reconstituées à partir de  $n_{angle}$  et de  $n_{cotr}$  coefficients  $\alpha, \beta$ , exemple 2.

On voit que dans l'ensemble, on arrive bien à reconstituer les coefficients de la matrice de phase tronquée avec  $n_{cotr}=200$  coefficients puisque les valeurs des  $F_{ij}(n_{cotr})$  sont proches de celles des  $F_{ij}(n_{angle})$ . Dans la suite, on calculera  $n_{cotr}=200$  coefficients  $\alpha, \beta$  à rentrer dans le code de diffusion multiple.

## 2.4 Modélisation dans le cas de la neige polluée

### 2.4.1 Introduction

La neige peut être contaminée, elle est alors formée d'un mélange d'air, de glace et d'impuretés que nous avons tenté de modéliser.

Ces impuretés proviennent de différents processus d'intégration. Elles peuvent jouer le rôle de noyaux de congélation pour la formation des cristaux de neige, elles peuvent être intégrées lors de chutes de neige ou encore se déposer au sol

par retombées et être assimilées à la neige puis recouvertes par d'autres couches de neige ...

Ces particules sont pour l'essentiel des poussières continentales, désertiques, volcaniques, des composés organiques tels que le carbone suie ... Le carbone suie, d'origine anthropique est produit par la combustion incomplète du carbone (Bremond, 1989, Cachier, 1989).

Les impuretés les plus efficaces pour réduire la réflectance de la neige sont le carbone suie, les poussières continentales et les poussières volcaniques. Le carbone suie est cinquante fois plus efficace que les poussières continentales et deux cents fois plus que les cendres volcaniques (Warren, 1984).

#### **2.4.2 Généralités sur le carbone suie**

Dans le visible, du fait de son fort coefficient d'absorption par rapport à celui de la glace, le carbone suie a un impact important sur la réflectance de la neige. La glace étant très peu absorbante sur ce domaine, une faible quantité de ce composé (de l'ordre de la partie par million massique) suffit à réduire notablement la réflectance de la neige. A partir du proche infrarouge (0.8  $\mu\text{m}$ ), la neige étant elle-même fortement absorbante cette même quantité de pollution n'aura pas de conséquence sur la réflectance.

Bien que l'on reconnaisse l'effet de ces particules sur le bilan radiatif terrestre avec absorption et diffusion du rayonnement solaire, diminution de l'albédo de la neige (etc...), on a beaucoup de difficulté à caractériser physiquement et optiquement ces impuretés. Leur taille dépend entre autre des mécanismes par lesquels elles ont été générées et de leur temps de séjour dans l'atmosphère. Elles sont aussi plus ou moins sphériques, poreuses, agglomérées entre elles...

#### **2.4.3 Détermination du contenu en carbone suie**

En plus de la difficulté à caractériser le carbone suie, on est souvent confronté aux problèmes liés à la mesure de son contenu au sein de la neige. Dans les chapitres 4 et 5, les échantillons de neige fabriqués en laboratoire ou prélevés sur le terrain seront analysés afin d'estimer leur pollution. Une partie de cette mesure est effectuée au C.E.N.. L'opération consiste à décarbonater l'échantillon de neige (préalablement fondu) avec de l'acide chlorhydrique et à faire passer le

mélange neige-Hcl à travers un filtre de quartz (qui aura été chauffé à 600°C pendant 12 heures afin d'être débarrassé des pollutions carbonées qu'il pourrait contenir). Les filtres sont ensuite envoyés au Centre des Faibles Radioactivités de Gif sur Yvette pour être analysés par titration coulométrique (Cachier et al., 1989).

Une valeur représentative du contenu en carbone suie est la concentration massique en carbone suie qui s'exprime en ppmw (masse de carbone suie contenue dans 1 g de neige). L'incertitude sur la mesure du contenu en carbone suie est estimée à 10%.

Sur le terrain, la grande inhomogénéité spatiale du carbone suie rend peu représentative cette mesure. Des études précédentes sur le contenu en carbone suie (Sergent, 1991) ont mis en évidence cette inhomogénéité, avec une variation parfois de plus de 30% entre deux sites distants de 10 mètres. Cette étude a aussi révélé la dépendance de l'analyse avec la quantité de neige prélevée sans que l'on puisse en dégager une quelconque tendance. Pour une neige prélevée dans la même couche, selon la masse échantillonnée, l'écart peut dépasser le facteur 3. Et rien ne permet de conclure quant au choix du poids optimal pour l'analyse. Selon son temps de séjour avant d'être analysé, un prélèvement de neige verra aussi son contenu en carbone suie varier. On a déjà observé par exemple, un facteur de 1.7 entre deux analyses issues de la même neige et effectuées à 10 jours d'intervalle. Il est probable que la structure du carbone suie se modifie au cours du temps (avec un changement de l'indice de réfraction).

Cette étude illustre bien les difficultés auxquelles on se heurte lorsque l'on veut déterminer une valeur de pollution réaliste à rentrer dans les modèles.

#### **2.4.4 Modélisation**

##### **a) Introduction**

Le mode d'incorporation du carbone suie au sein du milieu neige ne fait pas l'unanimité. Dans la littérature, certains auteurs évoquent un mélange interne du carbone dans la glace (Choudhury et al., 1981), d'autres s'attachent à l'idée d'un mélange externe (Hapke, 1993 et Chylek et al., 1983). Il est probable que dans la réalité les impuretés soient mêlées à la neige selon une combinaison de ces deux types de mélange. Les deux modèles présentés dans ce paragraphe

peuvent être appliqués à n'importe quelle forme de particules de glace pourvu que ses caractéristiques de diffusion soient connues. La géométrie du carbone suie, elle, est supposée sphérique.

Par la suite, notre objectif sera d'étudier l'impact des deux types de mélange sur la réflectance modélisée et de comparer les valeurs obtenues aux mesures acquises en laboratoire et sur le terrain (chapitres 4 et 5).

### b) Mélange interne

Le mélange interne modélise les impuretés à l'intérieur des particules de neige. Cela revient à calculer un indice de réfraction glace-carbone, (Choudhury et al., 1981) et à calculer les paramètres de Mie pour ce nouvel indice.

Soit  $V_{ice}$ ,  $V_{soot}$ , les volumes de glace et de carbone suie,  $m_{ice}$ ,  $m_{soot}$  les masses de glace et de carbone,  $\rho_{ice}$ ,  $\rho_{soot}$ , les masses volumiques de la glace et du carbone suie (en  $kg.m^{-3}$ ),  $n_{ice}$ ,  $n_{soot}$  les indices de réfraction de la glace et du carbone,  $c$  la concentration massique de carbone (en ppmw). Si  $f$  est la concentration volumique du carbone, on définit l'indice du mélange par la relation:

$$n_m = (1-f) n_{ice} + f n_{soot} \quad (2.64)$$

$$\text{où } f = \frac{V_{soot}}{V_{ice} + V_{soot}} = \frac{m_{soot} \rho_{ice}}{m_{ice} \rho_{soot} + m_{soot} \rho_{ice}} = \frac{c \rho_{ice}}{(1-c) \rho_{soot} + c \rho_{ice}} \quad (2.65)$$

$$\text{et } c = \frac{m_{soot}}{m_{ice} + m_{soot}} \quad (2.66)$$

### c) Mélange externe

Le mélange externe modélise les impuretés à l'extérieur des grains de neige, on considère séparément les deux types de particules (Hapke, 1993). On assimile les particules de carbone suie à des sphères de rayon  $0.1 \mu m$  (Warren et Wiscombe, 1980). On calcule les paramètres de Mie du mélange en fonction des paramètres de chacun des constituants d'où:

$$\sigma_{\text{sca,ext}} = \frac{\sum_{i=\text{ice,soot}} N_i \sigma_{\text{sca,ext},i}}{\sum_{i=\text{ice,soot}} N_i} \quad (2.67)$$

$$F_{11} = \frac{\sum_{i=\text{ice,soot}} N_i \sigma_{\text{sca},i} F_{11,i}}{\sum_{i=\text{ice,soot}} N_i \sigma_{\text{sca},i}} \quad (2.68)$$

où  $N_i$  est la concentration en nombre de particules et  $i$  indique le type de particules: glace (ice) ou carbone suie (soot).

$$N_{\text{ice}} = \frac{\rho_{\text{neige}}}{\frac{4}{3} \pi r_{\text{ice}}^3 \rho_{\text{ice}}} \quad (2.69)$$

$$N_{\text{soot}} = \frac{c \rho_{\text{neige}}}{\frac{4}{3} \pi r_{\text{soot}}^3 \rho_{\text{soot}}} \quad (2.70)$$

$\rho_{\text{neige}}$  est la masse volumique de la neige.

## 2.5. Diffusion par des particules hexagonales

### 2.5.1 Introduction

Nous nous sommes aperçus au cours de la validation du modèle de réflectance de la neige que l'équivalence grains de neige-sphères de glace ne donnait pas toujours des résultats satisfaisants, surtout dans l'infrarouge là où la forme de la fonction de phase est déterminante pour la diffusion. Pour cela, nous avons voulu introduire d'autres formes de particules que la sphère et qui prennent en compte la structure hexagonale de la glace telle qu'on la rencontre dans les nuages de haute altitude (type cirrus).

Les cristaux de glace dans ces nuages se sont formés à partir d'un germe hexagonal de glace (cf. annexe 1) et ont souvent une forme allongée (colonne) ou plate (plaquette). Au sol, les grains ont des formes plus diversifiées, des tailles supérieures et sont plus proches les uns des autres que ne le sont les cristaux des

cirrus, mais nous avons tout de même voulu voir quel pouvait être l'impact d'un changement de forme (présence de facettes) sur la réflectance de la neige.

### 2.5.2 Principe de la modélisation

Le code de diffusion simple pour des particules hexagonales été développé au L.O.A. par G. Brogniez (Brogniez, 1992) et repris par H. Chepfer (thèse en cours) pour y inclure la polarisation. Pour les détails concernant la détermination des paramètres de diffusion simple on se reportera à l'annexe 2. Cette modélisation s'inscrit dans le cadre de l'étude du transfert radiatif dans les cirrus.

La diffusion de la lumière par les cristaux de glace parfaits ne peut être abordée par la théorie de Mie sans nécessiter des temps de calculs exorbitants. Généralement, on préfère faire appel à l'optique géométrique avec la méthode de lancer de rayons en y incluant la diffraction de Fraunhofer. C'est une méthode approximative. La validité du modèle est assurée lorsque le paramètre de Mie (équation (2.21)) est supérieur à 300; on a alors accord entre l'approximation de l'optique géométrique et la théorie de Mie. L'ordre de grandeur des grains de neige étant de l'ordre de la dizaine de  $\mu\text{m}$  au  $\text{mm}$ , on peut donc appliquer le modèle sur les parties visible et proche infrarouge du spectre solaire.

A la longueur d'onde  $0.55 \mu\text{m}$ , des comparaisons satisfaisantes ont été effectuées entre les résultats de G. Brogniez et ceux publiés par Cai et Liou, 1982, Coleman et Liou, 1981, Wendling et al., 1979. D'autres auteurs ont aussi travaillé sur la diffusion par des particules hexagonales, j'en citerais pour exemple les principaux: Takano et Jayaweera (1985), Takano et Liou (1994), Hess and Wiegner (1994), Iaquinta et al. (1995) et de Liu et al. (1995).

Les résultats obtenus avec des particules à structure hexagonale présentent des caractéristiques qui n'apparaissent pas dans la diffusion par des sphères. Notamment une diffusion avant moins importante, et un phénomène de halo à  $22^\circ$ .

Je n'entrerai pas dans les détails de cette modélisation fort complexe, je me contenterai d'en tracer les grandes lignes. Les cristaux de neige seront assimilés à des colonnes ou plaquettes hexagonales caractérisées par leur rayon  $c$  (rayon du cercle circonscrit à la base hexagonale) et leur longueur  $L$ . On travaillera avec

des particules monodispersées. Le cristal est repéré dans l'espace par autant d'angles qu'il est nécessaire, on fait varier ces derniers pour avoir une orientation aléatoire du cristal dans le milieu. Pour chaque orientation, un photon est envoyé sur le cristal et subit de multiples réflexions et réfractions sur les parois du cristal avant d'émerger. Ces phénomènes sont dictés par les lois de Fresnel avec un indice de réfraction du cristal complexe pour rendre compte du caractère absorbant de la glace. Le code calcule les intensités réfléchies et réfractées à partir de l'intensité incidente connue.

L'angle de diffusion est formé par la direction incidente du photon et sa direction à la sortie du cristal. Dès lors, une diffusion vers l'avant est due à la réfraction du photon à travers deux faces parallèles et la diffusion à  $22^\circ$  à travers deux faces verticales non contiguës, séparées par une autre face (même diffusion qu'à travers un prisme d'angle au sommet de  $60^\circ$ ).

Le calcul des intensités après réflexion et transmission à travers la particule hexagonale est basé sur les théories de Snell Descartes et de Fresnel (chapitre 1, §1.1.3). On note  $a$ : l'amplitude de la composante parallèle ou perpendiculaire du champ,  $I$ : l'intensité parallèle ou perpendiculaire correspondante.  $r$  et  $t$  sont les coefficients de Fresnel,  $T$  le facteur de transmission.  $I'$  est l'intensité réfractée. L'astérisque symbolise la notation complexe, car le milieu est absorbant (indice de réfraction complexe), le rayonnement est atténué lors de la traversée dans le cristal. La rotation des amplitudes  $a_r$  et  $a_t$  amène le champ dans le repère du plan de diffusion. La Figure 2.6 schématise la procédure de base du code de calcul des rayons émergeant du cristal.

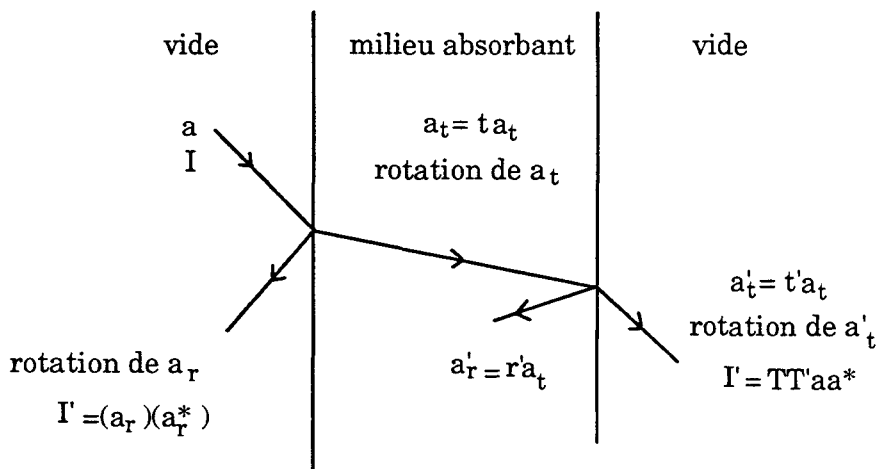


Figure 2.6 Procédure de calcul de l'intensité émergente.



## 2.6. Effet de la forme des particules sur la diffusion simple

### 2.6.1 Introduction

Selon que la particule est de type sphérique, hexagonale ou irrégulière elle ne diffusera pas de la même manière le rayonnement incident. L'absorption n'est pas la même selon la longueur du trajet parcouru par les photons à l'intérieur de la particule. Pour comparer ces différences de comportements liées à la forme des particules, nous avons utilisé la théorie de Mie pour modéliser la diffusion simple d'une sphère et le modèle ray-tracing dans le cas d'une particule hexagonale.

### 2.6.2 Comparaison entre particules hexagonales et sphères

Nous avons étudié l'effet de la forme des particules sur les paramètres de diffusion simples à deux longueurs d'onde 0.6 et 1.65  $\mu\text{m}$ . Nous avons fait varier les dimensions des particules hexagonales en gardant le même rapport surface/volume qui est aussi celui de la sphère équivalente selon l'hypothèse du paragraphe 2.3.2.

La Figure 2.7 représente la fonction de phase à la longueur d'onde 1.65  $\mu\text{m}$  pour quatre types de particules: une colonne hexagonale, une plaquette hexagonale, une particule intermédiaire caractérisée par le rapport  $2c/L=1$  (équivalence entre le diamètre de la base et la hauteur de la colonne) et la sphère équivalente.

Nous avons tracé la fonction de phase tronquée plutôt que la véritable fonction de phase pour des raisons de clarté (échelle moins étendue) et aussi parce que c'est elle que nous entrons dans le modèle de diffusion multiple pour calculer la réflectance. Nous avons sélectionné la longueur d'onde 1.65  $\mu\text{m}$ , car dans le proche infrarouge la réflectance est plus sensible à la fonction de phase que dans la partie visible du spectre solaire. Dans le visible, l'allure de la fonction de phase importe peu car elle est "lissée" du fait des diffusions multiples.

Pour des angles de diffusion inférieurs à  $60^\circ$  et pour des angles proches de  $140^\circ$  (pic de l'arc en ciel) la sphère diffuse autant que les particules hexagonales. Pour les autres angles de diffusion, au delà de  $60^\circ$ , la sphère diffuse moins que les particules hexagonales. On voit nettement sur la Figure 2.7 une diffusion sur les

côtés (valeurs de  $\Theta$  entre 60 et 130°) plus forte pour les particules hexagonales que pour la sphère.

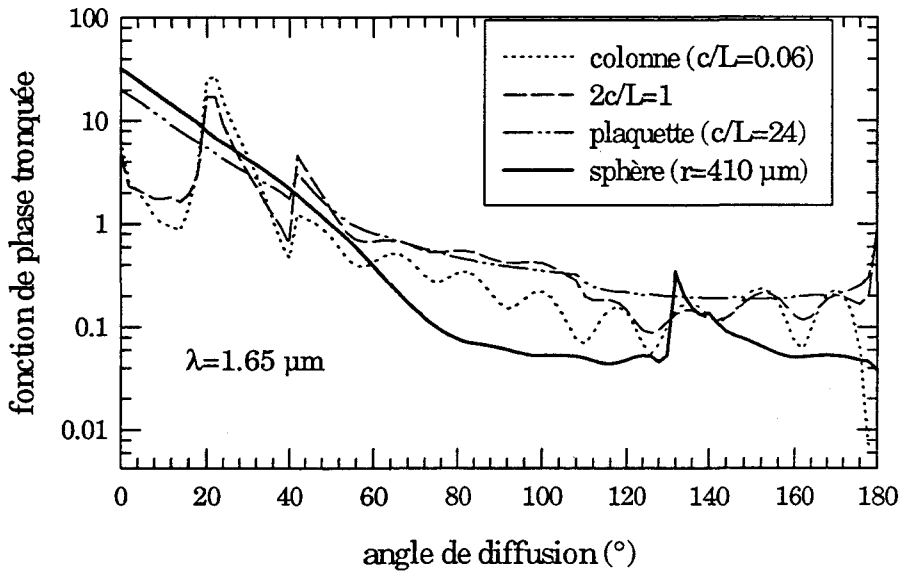


Figure 2.7 Fonction de phase tronquée des 4 types de particules à 1.65  $\mu\text{m}$ .

La frontière entre colonnes et plaquettes sur les graphes qui suivent sera prise égale à la valeur  $2c/L=1$ . On considérera que la particule est une colonne si son rapport  $c/L$  est inférieur à 0.5 et on la classera dans les plaquettes si ce même rapport est supérieur à 0.5. Plus une colonne est allongée plus la valeur de  $c/L$  qui lui est associée est proche de 0, plus une plaquette est étirée plus cette valeur est grande et en tout cas supérieure à 0.5.

Pour les deux longueurs d'onde 0.6 et 1.65  $\mu\text{m}$ , l'allure du coefficient d'anisotropie est identique (Figure 2.8). Plus les colonnes sont allongées, plus elles diffusent vers l'avant (petits angles de diffusion), plus les plaquettes sont plates, plus elles diffusent elles aussi vers l'avant. Le coefficient d'anisotropie passe par un minimum associé à la particule hexagonale caractérisée par le rapport  $2c/L=1$ . Cette forme de particule hexagonale est celle qui se rapproche géométriquement, le plus de la sphère, cependant ses caractéristiques de diffusion sont les plus éloignées de celles de la sphère équivalente. C'est pour cette forme que la diffusion est la moins anisotrope alors que l'on sait que la diffusion d'une sphère est très anisotrope et concentrée vers l'avant.

Jusqu'aux environs de la valeur  $c/L=4$ , la sphère diffuse plus vers l'avant que les particules hexagonales.

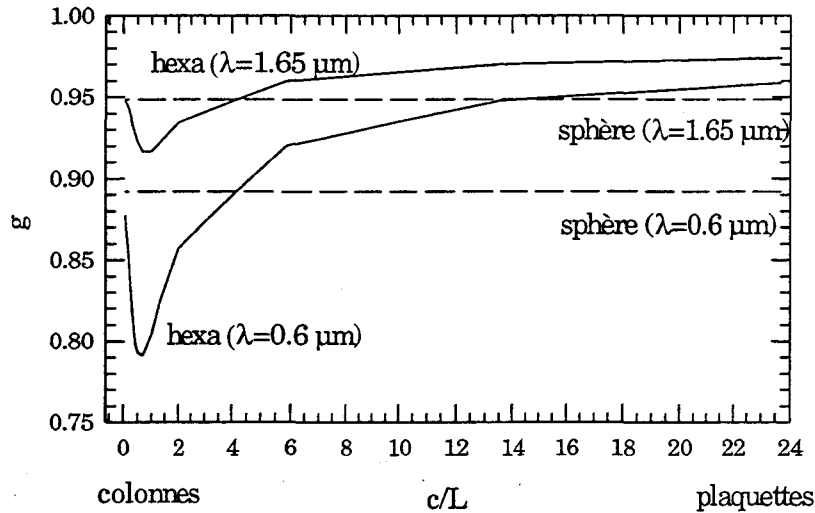


Figure 2.8 Facteur d'anisotropie en fonction de la forme à 0.6 et 1.65  $\mu\text{m}$ .

Les sections efficaces d'extinction (Figure 2.9) ne varient pas avec la longueur d'onde pour la sphère équivalente. La diffusion diminue lorsqu'on augmente la longueur d'onde, et l'absorption augmente. Avec la forme des particules, plus les colonnes sont allongées, plus elles diffusent et plus elles absorbent, leur extinction augmente. On retrouve les mêmes caractéristiques pour les plaquettes de plus en plus larges. On passe encore par un minimum de diffusion et d'extinction pour la particule hexagonale de rapport  $2c/L=1$ . Cette valeur est confondue avec les sections efficaces de la sphère équivalente.

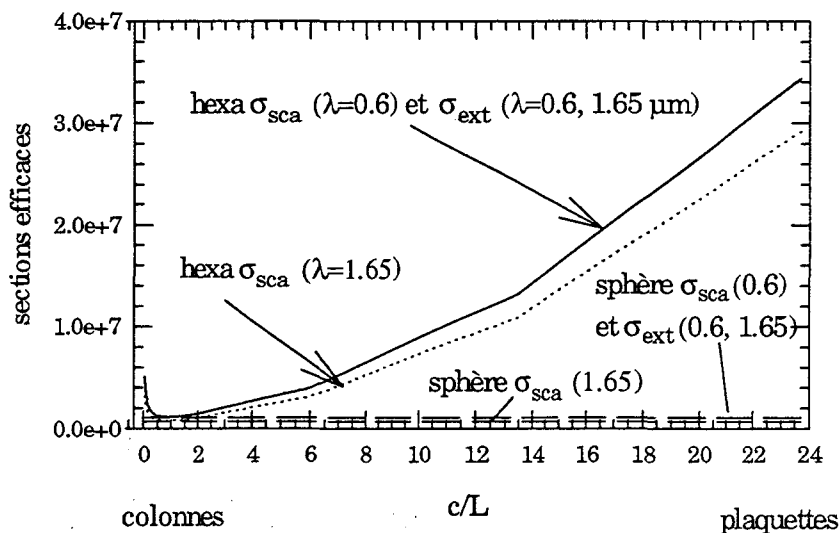


Figure 2.9 Sections efficaces en fonction de la forme des particules à 0.6 et 1.65  $\mu\text{m}$ .

A  $0.6 \mu\text{m}$ , l'albédo simple de diffusion des particules hexagonales ou de la sphère équivalente est très proche de 1 puisque l'absorption est quasi nulle (Figure 2.10). Il n'y a donc pas d'effet de forme. A  $1.65 \mu\text{m}$ , au contraire, l'absorption de la glace est importante et la longueur du trajet de la lumière dans la particule est déterminant pour l'atténuation. Là encore, la particule hexagonale caractérisée par une géométrie  $2c/L=1$  est particulière, constituant un minimum de diffusion. Ce minimum, déjà observé sur les sections efficaces correspond aussi au cas de la sphère. D'après le comportement des sections efficaces (Figure 2.9), c'est le phénomène de diffusion qui l'emporte sur l'absorption pour dicter le comportement de l'albédo simple de diffusion.

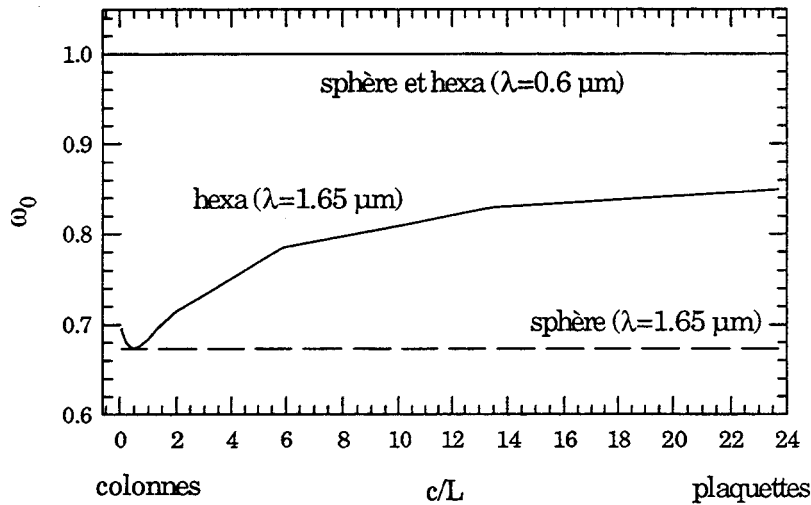


Figure 2.10 Albédo simple de diffusion en fonction de la forme à  $0.6$  et  $1.65 \mu\text{m}$ .

### 2.6.3 Particules irrégulières

Nous n'avons pas abordé la diffusion des particules irrégulières. Nous citons pour référence le travail de Hapke (1993) basé sur un modèle empirique de calcul des paramètres de diffusion simple de particules irrégulières telles que les silicates, les résines, les agglomérats... Dans cette étude, la fonction de phase est modélisée par une double fonction Henyey-Greenstein:

$$P(\Theta) = \frac{1+q}{2} \frac{1-g^2}{(1-2g\cos\Theta+g^2)^{3/2}} + \frac{1-q}{2} \frac{1-g^2}{(1+2g\cos\Theta+g^2)^{3/2}} \quad (2.71)$$

Les deux termes de l'équation (2.71) caractérisent les deux lobes de la diffusion avant et arrière. Si  $q$  est positif, la diffusion est surtout concentrée vers l'avant, si  $q$  est négatif, vers l'arrière. La valeur du facteur d'anisotropie ( $g$ ) est reliée à la largeur des deux lobes avant et arrière. Plus  $g$  est grand, plus le lobe est étroit et de forte amplitude. Les valeurs de  $q$  et de  $g$  ont été déterminées expérimentalement par Hapke pour différents types de particules et matériaux (Figure 2.11).

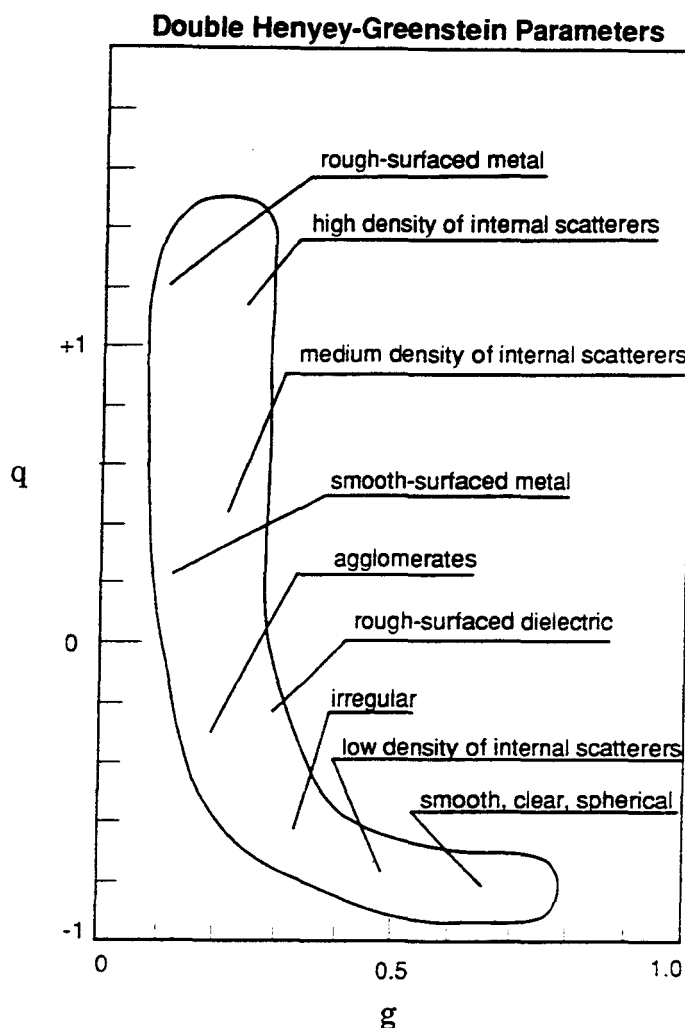


Figure 2.11 Paramétrisation empirique de la double fonction de phase Henyey-Greenstein (Hapke, 1993).

Au L.G.G.E., une modélisation de la diffusion simple de la neige basée sur le travail de Hapke a été entamée et fait l'objet d'une thèse (S. Douté, B. Schmidt). Cette étude sera renforcée par les futures mesures bidirectionnelles de la réflectance de la neige qui devraient voir le jour au L.G.G.E. d'ici 1997. Le dispositif expérimental développé devrait permettre de déterminer les

caractéristiques de diffusion simple de cristaux de glace de forme complexe et d'établir le même type de diagramme que la Figure 2.11, appliqué à la neige.

#### **2.6.4 Conclusion**

Nous venons de mettre en évidence l'effet de la forme des grains de neige sur la diffusion simple. Les cristaux hexagonaux ont une diffusion avant moins marquée que celle d'une sphère équivalente de même rapport surface/volume mais une diffusion sur les côtés (ni vers l'avant, ni vers l'arrière) plus importante. Nous avons travaillé avec deux types de grains sphériques et hexagonaux mais ce travail peut être étendu aux particules à géométrie irrégulière, car dans le manteau neigeux, les formes des cristaux sont très variées et parfois irrégulières. Une approche empirique peut aider à mieux caractériser la diffusion simple des cristaux de neige.

#### **2.7 Conclusion**

Dans la suite de notre étude, les paramètres de diffusion simple à rentrer dans le modèle de diffusion multiple seront ceux calculés à partir de la théorie de Mie pour des sphères de glace ou par la théorie ray-tracing pour des cristaux hexagonaux. Dans les deux cas, on tronquera la fonction de phase de son pic avant de diffusion et on calculera les coefficients  $\alpha$ ,  $\beta$  correspondants. Nous venons de voir que selon la forme de la particule de glace modélisée, la diffusion pouvait fortement varier. Nous étudierons dans le chapitre suivant les répercussions que cela peut entraîner au niveau de la réflectance (§3.5).

En ce qui concerne les modélisations sur le spectre visible, il faudra tenir compte de la pollution de la neige. On déterminera les caractéristiques de diffusion simple du carbone suie pour en déduire les sections efficaces et la matrice de phase du mélange glace-carbone suie.

*Chapitre 3*

**Modélisation de la  
réflectance de la neige**

### 3.1 Introduction

Il y a plusieurs méthodes qui permettent de calculer la réflectance d'un milieu stratifié (manteau neigeux ou couche atmosphérique). Généralement, elles s'appuient sur la théorie du transfert radiatif. Nous avons choisi d'utiliser le modèle adding/doubling car il tient compte de la polarisation du rayonnement par le milieu ce qui est un paramètre utile pour l'interprétation des futures données de l'instrument P.O.L.D.E.R.. Des mesures ont montré que les nuages pouvaient présenter des signatures polarisées fort différentes de celles de surfaces enneigées qu'ils peuvent recouvrir (Goloub et al., 1992). De plus, comme nous le verrons au chapitre 5, nous disposons de mesures de la réflectance bidirectionnelle polarisée de surfaces de neige, qui seront directement confrontées aux sorties du modèle.

Dans un premier temps, nous avons comparé notre modèle à deux autres codes basés respectivement sur la méthode à deux flux, et sur la méthode des ordonnées discrètes (O.D.). Ces deux modèles ont déjà été utilisés dans le cadre d'une thèse sur l'étude des caractéristiques de surfaces de neige par télédétection (Bourdelles, 1994) . Il s'agit essentiellement ici de vérifier que les deux modèles numériques adding/doubling et des O.D., alimentés par les mêmes données d'entrée fournissent des résultats voisins.

Les particules que nous utiliserons pour simuler la diffusion simple seront sphériques (code de Mie) ou hexagonales (code Ray-tracing) et la diffusion sera adaptée au cas de la neige, (chapitre 2, §2.3.3 et §2.4).

Lorsque le milieu n'est pas semi-infini ou composé de plusieurs strates non semi-infinies, il faut rentrer dans les modèles l'épaisseur optique de chaque couche.

### 3.2 Généralités sur la réflectance de la neige

On résume dans ce paragraphe l'ensemble des résultats obtenus par certains auteurs concernant les propriétés optiques de la neige sur le spectre solaire. On se référera au travail de Warren (1982) et de Fily et al, (1995). On parlera dans ce qui suit de la réflectance spectrale de la neige.

La réflectance de la neige dépend de la longueur d'onde, de la taille des grains dans le proche infrarouge, du contenu en carbone suie dans le visible, de la



couverture nuageuse, de l'angle zénithal solaire pour la réflectance directionnelle hémisphérique, des géométries incidente et de visée pour la réflectance bidirectionnelle, de la réflectance de la surface sous-jacente lorsque la couche de neige n'est pas semi-infinie.

La dépendance de la réflectance avec la longueur d'onde est à relier à la variation du coefficient d'absorption de la glace (proportionnel à l'indice de réfraction imaginaire de la glace) et à la variation de l'albédo simple de diffusion avec la longueur d'onde (Figure 3.1). La glace est faiblement absorbante dans le visible (minimum d'absorption à  $0.46 \mu\text{m}$ ) mais a de fortes bandes d'absorption autour de  $1.5 \mu\text{m}$  et  $2 \mu\text{m}$ .

Dans les modèles, nous avons utilisé les indices de réfraction de la glace donnés par Warren (1984) et Kou et al. (1993).

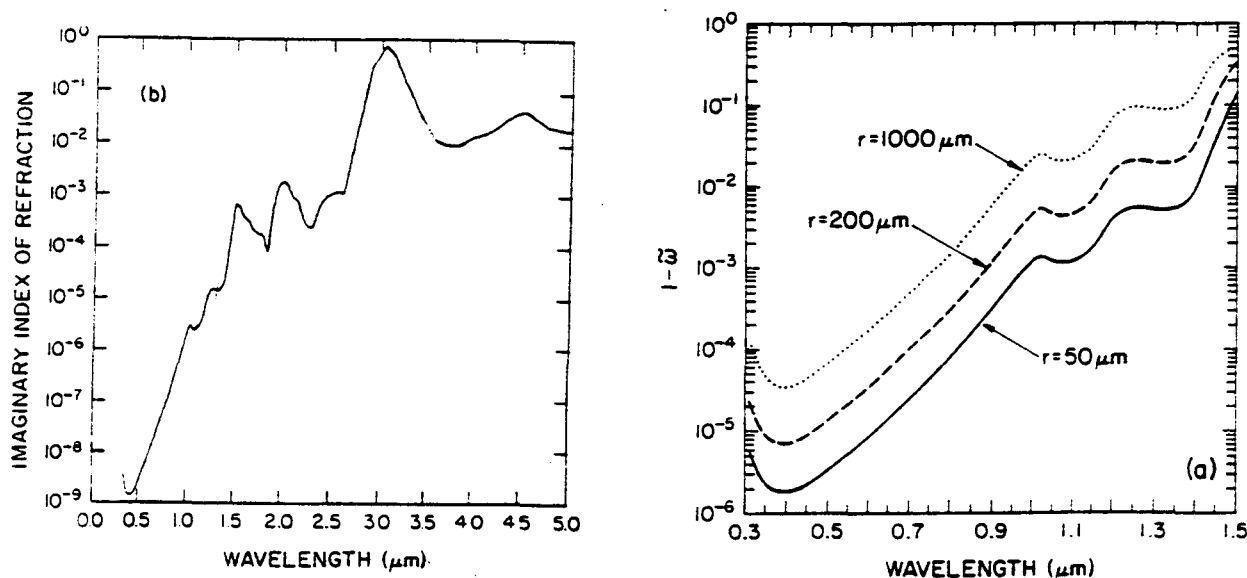


Figure 3.1 Partie imaginaire de l'indice de réfraction de la glace et albédo simple (1- albédo simple) de diffusion en fonction de la longueur d'onde, (Wiscombe et Warren, 1980).

Dans le visible, la neige est très peu absorbante et par conséquent sa réflectance est peu dépendante de la taille des grains de neige. En revanche une faible quantité de polluants (inférieure à 1 ppmw), tel que le carbone suie très absorbant, suffit à diminuer sensiblement sa réflectance.

Dans le proche infrarouge, la glace devient elle même absorbante et sa réflectance est sensible à la taille des grains. Plus les grains sont gros plus la réflectance est faible. Les teneurs en carbone suie rencontrées dans les neiges ne sont pas assez élevées pour avoir une influence sur la réflectance dans cette gamme du spectre solaire.

La réflectance directionnelle hémisphérique ( $a_g(\theta_s)$ ) est fonction de l'angle zénithal solaire ( $\theta_s$ ). Plus le soleil est rasant plus les photons entreront en interaction avec les grains de la surface et auront des chances d'être renvoyés vers l'espace. Ce phénomène est encore amplifié par le caractère anisotrope de la diffusion de la neige (vers l'avant). Lorsque le soleil est très bas ( $\theta_s$  grand) la diffusion se rapproche de la diffusion simple et par conséquent est très dépendante de la forme de la fonction de phase. Les effets angulaires ne sont plus "lissés" par les diffusions successives comme dans le cas de la diffusion multiple et la validité des modèles peut être remise en cause.

L'effet de la couverture nuageuse sur la réflectance spectrale est liée à une augmentation du flux diffus par rapport au flux direct solaire, ce qui conduit à une diminution de la réflectance pour des grands angles solaires et à une augmentation pour des angles solaires inférieurs à  $50^\circ$ .

La teneur en eau liquide (T.E.L.) n'a pas une influence directe sur la réflectance de la neige comme l'ont montré les mesures effectuées par O'Brien et Munis (1975), car les indices de réfraction de l'eau et de la glace sont proches. Par contre, une augmentation de la T.E.L. a pour conséquence l'arrondissement et le grossissement des grains d'où une diminution de la réflectance.

De même, une augmentation de la densité de la neige sans changement de la taille des grains n'a pas d'effet direct sur la réflectance. Mais, en général, la densité de la neige croît lorsque la taille des grains augmente d'où une diminution de la réflectance. Là encore c'est l'effet de la taille des grains qu'il faut considérer.

La réflectance de la neige dépend aussi de la rugosité de la surface lorsque celle ci n'est pas lisse. Cette étude fera l'objet du chapitre 6.

### 3.3 Epaisseur optique

#### 3.3.1 Définition

C'est un paramètre qui caractérise l'atténuation d'un flux incident pénétrant une couche diffusante et absorbante d'épaisseur physique  $\ell$  (en m ou  $\mu\text{m}$ ). C'est un nombre sans dimension qui nécessite la connaissance du nombre de particules par unité de volume ( $N$ ) du milieu et qui est défini comme suit:

$$\tau = \int_0^{\ell} N \sigma_{\text{ext}}(\mathbf{x}) dx \quad (3.1)$$

Lorsque l'extinction est homogène dans la couche, on obtient:

$$\tau = N \sigma_{\text{ext}} \ell \quad (3.2)$$

#### 3.2.2 Cas de la neige

La difficulté essentielle réside dans la détermination du nombre  $N$ . Si l'on suppose la neige constituée de grains sphériques de rayons  $r_{\text{ice}}$ , occupant chacun un volume de  $\frac{4}{3}\pi r_{\text{ice}}^3$  et si on connaît la masse volumique de la neige ( $\rho_{\text{neige}}$ ), on peut calculer  $N$ :

$$N = \frac{\rho_{\text{neige}}}{\frac{4}{3}\pi r_{\text{ice}}^3 \rho_{\text{ice}}} \quad (3.3)$$

$\rho_{\text{ice}}$  est la masse volumique de la glace ( $917 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ ).

Cette formulation a déjà été employée dans le cadre de la modélisation de la pollution de la neige (§2.4.2). En appliquant la relation (3.2) on en déduit l'épaisseur optique de la couche considérée.

Une autre méthode pour calculer l'épaisseur optique consiste à introduire la hauteur équivalente en eau liquide  $L$  (en  $\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$ ) (Wiscombe et Warren, 1980):

$$L = \rho_{\text{neige}} \ell \quad (3.4)$$

En faisant intervenir  $L$  dans l'équation (3.3) et en remplaçant  $N$  dans l'équation (3.2) on obtient:

$$\tau = \frac{3LQ_{ext}}{4r_{ice}\rho_{ice}} \quad (3.5)$$

où  $Q_{ext}$  est l'efficacité d'extinction (cf. chapitre 2, §2.2.1).

## 3.4 Modèles de réflectance

### 3.4.1 Approximation Eddington

Le modèle de réflectance de la neige de Wiscombe et Warren (1980) est basé sur la méthode Eddington (Joseph et al., 1976; Lenoble, 1985). Il détermine des expressions analytiques simples permettant de résoudre l'équation de transfert radiatif. C'est un modèle approché. Le flux incident peut être direct, diffus ou un mélange des deux. Le domaine d'application s'étend de 0.4 à 3  $\mu\text{m}$ . Le milieu est supposé horizontalement homogène (approximation plan parallèle) semi-infini ou fini reposant dans ce cas sur une surface d'albédo connu. Dans le cas de la neige, la diffusion simple est modélisée par la diffusion de Mie.

L'équation de base décrivant le transfert de rayonnement dans un milieu plan parallèle, émettant, diffusant et absorbant, à une longueur d'onde donnée est:

$$\mu \frac{dL(\tau, \mu, \phi)}{d\tau} = L(\tau, \mu, \phi) - J(\tau, \mu, \phi) \quad (3.6)$$

Où  $\mu = \cos\theta$ .  $\theta$  est l'angle zénital caractérisant la direction du rayonnement.  $L$  est la luminance dans la direction  $(\mu, \phi)$  à la hauteur correspondant à l'épaisseur optique  $\tau$ .  $J$  est la fonction source, elle s'écrit:

$$J(\tau, \mu, \phi) = \frac{\omega}{4\pi} \int_0^1 \int_{-1}^1 F(\tau, \mu, \phi, \mu', \phi') L(\tau, \mu', \phi') d\mu' d\phi' + J_s(\tau, \mu, \phi) \quad (3.7)$$

$\omega$  est l'albédo simple de diffusion,  $F(\tau, \mu, \phi, \mu', \phi')$  est la fonction de phase,  $(\mu, \phi)$  est la direction de diffusion et  $(\mu', \phi')$  la direction d'incidence. Le premier terme du membre de droite représente la contribution du rayonnement diffusé au niveau

considéré, le second ( $J_s$ ) celle de l'émission thermique (négligeable ici puisque notre domaine d'étude est le spectre solaire).

Afin de calculer rapidement des solutions approchées à l'équation de transfert radiatif, l'approximation Eddington suppose que la luminance peut être décomposée de la manière suivante:

$$L(\tau, \mu, \phi) = L_0(\tau) + \mu L_1(\tau) \quad (3.8)$$

et la fonction de phase approchée par la relation:

$$F(\cos\Theta) = 1 + 3g\cos\Theta \quad (3.9)$$

Où  $g$  est le facteur d'anisotropie et  $\Theta$  l'angle de diffusion.

En remplaçant (3.8) et (3.9) dans (3.6) on obtient 2 équations différentielles (l'une pour  $L_0$  et l'autre pour  $L_1$ ) que l'on peut résoudre connaissant les conditions aux limites de la couche considérée (d'atmosphère ou de neige dans notre cas).

Avec ces approximations les deux composantes montante ( $F^\uparrow$ ) et descendante ( $F^\downarrow$ ) du flux diffus s'écrivent:

$$F^\uparrow(\tau) = \pi \left[ L_0(\tau) - \frac{2}{3} L_1(\tau) \right] \quad (3.10)$$

$$F^\downarrow(\tau) = \pi \left[ L_0(\tau) + \frac{2}{3} L_1(\tau) \right] \quad (3.11)$$

Pour rendre compte de la diffusion de la neige fortement dirigée vers l'avant, on applique la méthode delta-Eddington (Joseph et al., 1976) aux trois variables fondamentales  $g$  (facteur d'anisotropie),  $\omega$  (albédo simple de diffusion) et  $\tau_0$  (épaisseur optique de la couche):

$$g' = \frac{g}{1+g} \quad (3.12)$$

$$\omega' = \frac{(1-g^2)\omega}{1-g^2\omega} \quad (3.13)$$

$$\tau'_0 = (1-\omega g^2)\tau_0 \quad (3.14)$$

L'approximation Eddington concerne alors une nouvelle couche décrite par les paramètres  $g'$ ,  $\omega'$  et  $\tau'_0$ .

Si on suppose que cette couche repose sur une surface d'albédo  $A$  et que  $\mu_0$  ( $\mu_0 = \cos\theta_0$ ) donne la direction d'incidence du rayonnement solaire, la réflectance directionnelle hémisphérique  $a_s(\mu_0)$  de la couche, selon Wiscombe et Warren, (1980) est:

$$a_s(\mu_0) = 2 \left[ P(1 - \gamma + \omega' b') + \omega'(1 + b') \frac{\gamma \zeta \mu_0 - P}{1 - \zeta^2 \mu_0^2} \right] \exp\left(-\frac{\tau'_0}{\mu_0}\right) - \omega' b' (Q^\uparrow - Q^\downarrow) - \omega' b' (Q^\uparrow - Q^\downarrow) + \omega'(1 + b') \left( \frac{Q^\uparrow}{1 + \zeta \mu_0} - \frac{Q^\downarrow}{1 - \zeta \mu_0} \right) \quad (3.15)$$

où

$$a' = 1 - \omega' g'$$

$$b' = g' / a'$$

$$\zeta = [3a'(1 - \omega')]^{1/2}$$

$$P = 2\zeta / (3a')$$

$$\gamma = (1 - A) / (1 + A)$$

$$Q^\uparrow = (\gamma + P) \exp(\zeta \tau'_0), \quad Q^\downarrow = (\gamma - P) \exp(-\zeta \tau'_0)$$

$$Q = (1 + P) Q^\uparrow - (1 - P) Q^\downarrow$$

Une fois la réflectance directionnelle hémisphérique  $a_s(\mu_0)$  calculée pour un angle solaire zénithal  $\mu_0$ , on déduit la réflectance hémisphérique en supposant le flux incident diffus isotrope, d'où:

$$a_d = 2 \int_0^1 \mu_0 a_s(\mu_0) d\mu_0 \quad (3.16)$$

Dans le cas d'une combinaison d'un flux direct et diffus incident, la réflectance hémisphérique devient:

$$a_{net} = R a_d + (1 - R) a_s(\mu_0) \quad (3.17)$$

où  $R$  est la fraction diffuse du rayonnement.

Les réflectances directionnelles hémisphériques et hémisphériques pour une couche infinie sont déduites de celles de la couche finie en faisant tendre l'épaisseur optique vers l'infini.

### 3.4.2 Modèle des ordonnées discrètes (O.D.)

C'est une méthode numérique qui résout l'équation de transfert radiatif par la méthode des ordonnées discrètes (Stamnes et al, 1988). Son champ d'application s'étend de l'ultraviolet aux micro-ondes. La théorie de Mie rend compte de la diffusion simple. Le modèle calcule les réflectances hémisphérique, hémisphérique-directionnelle et bidirectionnelle d'un milieu divisé en couches horizontalement homogènes. Cette méthode ne prend pas en compte la polarisation du rayonnement (grandeurs scalaires).

Afin de s'affranchir de la dépendance en azimuth de la luminance et pour résoudre l'équation (3.13), on développe la luminance en série de Fourier:

$$L(\tau, \mu, \phi) = \sum_{m=0}^{2N-1} L^m(\tau, \mu) \cos m\phi \quad (3.18)$$

et la fonction de phase en polynômes de Legendre:

$$F(\tau, \Theta) = \sum_{\ell=0}^{2N-1} \alpha_1^\ell(\tau) P_{0,0}^\ell(\cos\Theta) \quad (3.19)$$

où

$$\alpha_1^\ell(\tau) = \frac{(2\ell+1)}{2} \int_{-1}^1 F(\cos\Theta) P_{0,0}^\ell(\cos\Theta) d(\cos\Theta) = (2\ell+1)g_\ell(\tau) \quad (3.20)$$

$\alpha_1^\ell$  est le coefficient d'expansion de la matrice de phase, on se reportera au chapitre 4, 2.2.4 équations (2.22) et (2.27).  $P_{0,0}^\ell$  sont les polynômes de Legendre,  $g_\ell$  les moments de la fonction de phase.

En utilisant le théorème d'addition des fonctions de Legendre et en substituant les équations précédentes dans (3.6), l'équation de transfert se sépare en  $2N$  équations, une pour chaque composante de l'ordre  $m$ . D'où d'après (3.6) et (3.7):

$$\mu \frac{dL^m(\tau, \mu, \phi)}{d\tau} = L^m(\tau, \mu, \phi) - \int_{-1}^1 D^m(\tau, \mu, \mu') L^m(\tau, \mu') d\mu' - J^m(\tau, \mu) \quad (3.21)$$

( $m=0, 1, \dots, 2N-1$ )

$$D^m(\tau, \mu, \mu') = \frac{\omega}{2} \sum_{l=m}^{2N-1} (2l+1) g_l^m(\tau) P_{0,0}^{\ell,m}(\mu) P_{0,0}^{\ell,m}(\mu') \quad (3.22)$$

Pour obtenir des solutions analytiques pour les  $2N$  équations intégral-différentielles (3.21), on remplace l'intégrale par une somme finie à l'aide d'une quadrature de Gauss.

$$\mu_i \frac{dL^m(\tau, \mu_i, \phi)}{d\tau} = L^m(\tau, \mu_i, \phi) - \sum_{j=-N, j \neq 0}^N \omega_j D^m(\tau, \mu_i, \mu_j) L^m(\tau, \mu_j) - Q^m(\tau, \mu_i) \quad (3.23)$$

( $i = \pm 1, \pm 2, \dots, \pm N$ )

$\mu_j$  et  $\omega_j$  sont respectivement les angles de Gauss et les poids associés.

On a alors  $2N$  équations à  $2N$  inconnues. Mais ce système ne possède pas de solutions analytiques car ses coefficients ne sont pas constants, la fonction de phase et l'albédo simple de diffusion dépendant de l'épaisseur optique. On discrétise alors le milieu en couches. On associe à chacune d'entre elles des paramètres de diffusion simple constants. On peut ainsi calculer les solutions de (3.23) pour chaque couche et introduire les conditions de continuité aux limites des couches.

Dans le cas de la neige, la fonction de phase, nous l'avons déjà vu, doit être tronquée de son pic avant, l'approximation utilisée par Stamnes est l'approximation delta M. (Wiscombe, 1977) qui est en fait une extension de l'approximation delta exposée dans le paragraphe précédent.

### 3.4.3 Modèle adding/doubling

#### a) Introduction

Le modèle m'a été fourni par J. De Haan de l'Université d'Amsterdam (De Haan et al, 1987, De Haan, 1987). Ses données d'entrée sont les caractéristiques de la diffusion primaire des particules (paramètres de diffusion simple et coefficients alpha, bêta), l'épaisseur optique du milieu, les géométries incidente et de visée (pour le calcul de la réflectance bidirectionnelle) et le nombre de points de Gauss de la quadrature utilisée dans le calcul des réflectances hémisphérique-directionnelle et hémisphérique (pour l'intégration à partir de la réflectance bidirectionnelle). La méthode équivaut à la résolution de l'équation de transfert radiatif. Comme celle des O.D., c'est une méthode numérique exacte, en opposition à la méthode approchée d'Eddington.



Le modèle tient aussi compte de l'état de polarisation du rayonnement, les quantités concernées sont donc des matrices (4x4).

Le milieu considéré doit être plan-parallèle et peut être au dessus d'une surface lambertienne ou non de réflectance connue. Ici, je détaillerai le cas le plus simple d'un milieu seul (ou au dessus d'une surface noire). Il est à noter que comme pour le code de diffusion simple, toutes les valeurs calculées sont spectrales.

Le milieu lorsqu'il est verticalement inhomogène, est divisé en couches homogènes elles mêmes subdivisées en sous couches. On applique la méthode doubling pour superposer les sous couches et la méthode adding pour additionner les couches.

b) Principe

Pour plus de détails sur la procédure de calcul des réflectances et transmittances du milieu on se référera à l'annexe 3.

Si l'on superpose deux couches homogènes l'une au dessus de l'autre, chacune de réflectance et de transmission connues, en tenant compte des réflectances successives entre les deux couches on en déduit la réflectance et la transmission de la couche équivalente à ce système (Figure 3.2).

On affectera un indice prime aux quantités concernant la couche supérieure et un double prime pour la couche inférieure (épaisseurs optiques respectives  $b'$  et  $b''$ ). Une flèche  $\uparrow$  indiquera que le rayonnement provient de la couche inférieure.  $R''$  et  $T''$  sont respectivement la réflectance et la transmittance de la couche inférieure et  $R'$ ,  $T'$  la réflectance et la transmittance de la couche supérieure.

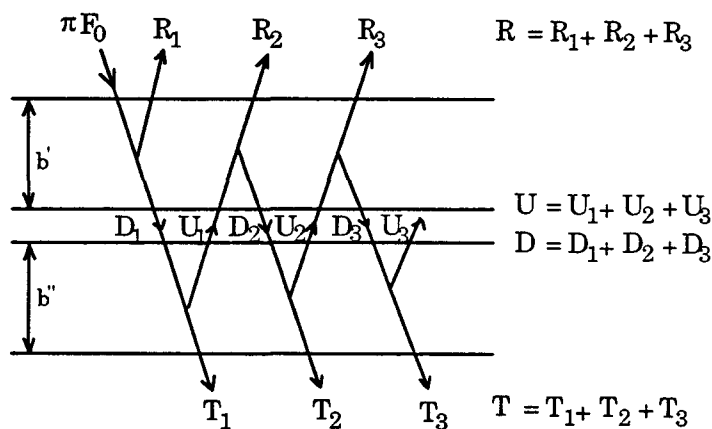


Figure 3.2 Représentation schématique de la méthode adding/doubling. On a introduit une séparation artificielle entre les deux couches pour clarifier le graphe.

Pour une lumière incidente dans la direction  $\theta_0$  ( $\mu_0 = \cos\theta_0$ ) au sommet de la couche, on a les équations suivantes en utilisant le formalisme de supermatrice (cf. annexe 3):

$$\tilde{Q}_1 = \tilde{R}'^{\uparrow} \tilde{R}'' \quad (3.24)$$

$$\tilde{Q}_{p+1} = \tilde{Q}_1 \tilde{Q}_p \quad (3.25)$$

$$\tilde{Q} = \sum_{p=1}^{\infty} \tilde{Q}_p \quad (3.26)$$

$$\tilde{D} = \tilde{T}' + \tilde{Q} \tilde{E}(b') + \tilde{Q} \tilde{T}' \quad (3.27)$$

$$\tilde{U} = \tilde{R}'' \tilde{E}(b') + \tilde{R}'' \tilde{D} \quad (3.28)$$

$$\tilde{R} = \tilde{R}' + \tilde{E}(b') \tilde{U} + \tilde{T}'^{\uparrow} \tilde{U} \quad (3.29)$$

$$\tilde{T} = \tilde{E}(b'') \tilde{D} + \tilde{T}'' \tilde{E}(b') + \tilde{T}'' \tilde{D} \quad (3.30)$$

Les matrices  $\tilde{E}(b')$  et  $\tilde{E}(b'')$  rendent compte de la transmission directe du rayonnement atténué par la traversée du milieu.  $R$  est la réflectance émergente au sommet de la couche supérieure,  $T$  est la transmittance (directe et diffuse) sortant du bas de la couche inférieure.  $D$  et  $U$  multipliés par  $\mu_0 F_0$  sont respectivement les intensités diffuses descendantes et montantes à la séparation des deux couches.  $R'$  et  $R''$  sont les réflectances de la couche supérieure et inférieure,  $T'$  et  $T''$  leurs transmittances. Lorsque les deux couches sont identiques ( $b'=b''$ ,  $R'=R''$ ) la méthode adding s'appelle méthode doubling.

Une fois la réflectance et la transmittance ( $R$  et  $T$ ) de la couche équivalente ( $b'+b''$ ) calculée, on superpose une nouvelle couche et ainsi de suite jusqu'à balayer complètement le milieu stratifié.

### 3.4.4 Comparaison des méthodes

#### a) Introduction

Nous avons comparé les résultats des trois modèles que nous venons de décrire appliqués à la neige. Nous nous sommes intéressés aux réflectances spectrales hémisphériques et directionnelles-hémisphériques pour les trois codes et à la réflectance bidirectionnelle pour les deux modèles aux ordonnées discrètes (O.D.) et le modèle adding/doubling (le modèle à deux flux ne calcule pas la réflectance bidirectionnelle). Le milieu considéré est semi-infini. Nous avons modélisé la neige par des sphères successivement de rayon pris égal à 50, 100 et 500  $\mu\text{m}$  et

nous avons utilisé la diffusion simple de Mie. Les résultats sont présentés sous forme de graphes.

On ne tiendra pas compte de l'allure des courbes de réflectance. L'emplacement des maximums et des minimums selon la longueur d'onde n'est pas rigoureusement exact car il aurait fallu effectuer les calculs avec un pas plus serré mais ce qui nous intéresse ici ce sont les divergences entre les trois modèles.

### b) Réflectances hémisphériques

Dans l'ensemble, la comparaison entre les modèles est très satisfaisante (Figures 3.3 et 3.4). Les écarts entre les codes sont de quelques pourcents en relatif et inférieurs à 4% pour les deux codes O.D. et adding/doubling. Les deux modèles numériques, comme on pouvait s'y attendre, donnent des résultats très similaires. En revanche, le modèle à deux flux a tendance à donner une réflectance différente (jusqu'à 20 à 30% supérieure vers  $2.4 \mu\text{m}$ ) par rapport à celle des deux modèles précédents du fait sans doute de son principe et de son degré de précision moins élevé.

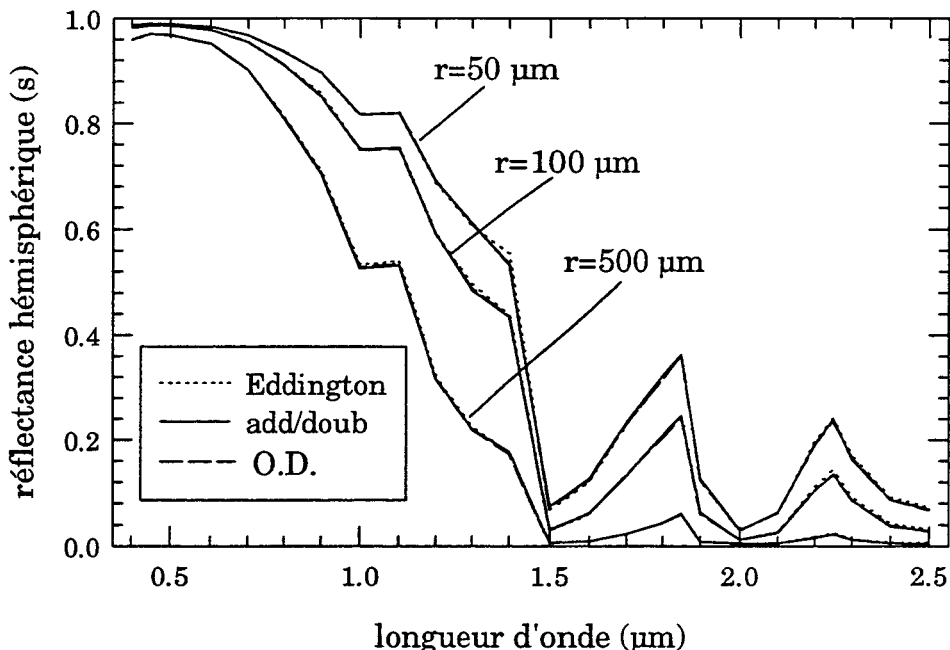


Figure 3.3 Réflectances hémisphériques calculées par les trois modèles.

Sur la Figure 3.4, nous n'avons représenté les écarts relatifs entre les trois modèles que pour des sphères de rayon  $500 \mu\text{m}$  pour des raisons de clarté de

graphique. Ces résultats sont représentatifs de l'ensemble des résultats pour les autres rayons 50 et 100  $\mu\text{m}$ .

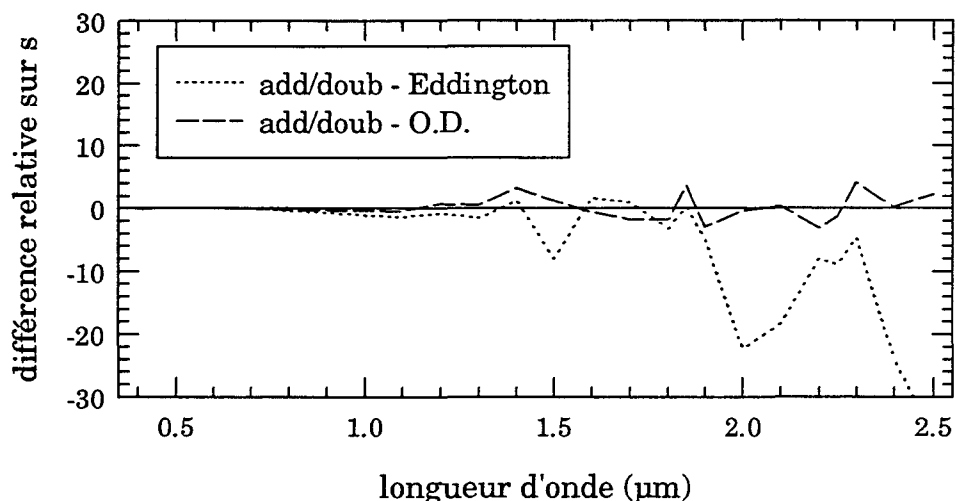


Figure 3.4 Ecart relatif entre les réflectances hémisphériques calculées par le modèle adding / doubling et celles calculées par l'approximation Eddington et les O.D. dans le cas de sphères de rayon égal à 500  $\mu\text{m}$ .

### c) Réflectances hémisphériques-directionnelles

La réflectance directionnelle est plus sensible à la fonction de phase que ne l'est la réflectance hémisphérique car il y a une intégration supplémentaire pour la réflectance hémisphérique qui a pour effet de "lisser" par intégration sur les directions incidentes et réfléchies les effets angulaires de la diffusion. Les écarts entre les deux modèles numériques sont supérieurs à ceux calculés pour la réflectance hémisphérique mais restent inférieurs à 8% (Figures 3.5 et 3.6). Cette différence est sans doute liée pour l'essentiel à des fonctions de phases (troncatures différentes) et des degrés de précisions de calculs demandés qui ne sont pas les mêmes dans les deux codes.

Plus la longueur d'onde est grande et plus les particules sont grosses, plus les différences sont importantes. Ceci est compréhensible car dans le proche infrarouge, la diffusion se rapproche de la diffusion primaire et si les fonctions de phase sont différentes pour les deux codes cet effet sera sensible dans cette partie du spectre solaire. De même, lorsque les particules ont des rayons importants (500  $\mu\text{m}$ ), l'absorption est plus forte que pour les petites tailles et le rayonnement

subira moins de diffusions car absorbé plus tôt, d'où un effet de "lissage" par les diffusions multiples plus faible que pour des petites particules.

Le modèle à deux flux diverge sensiblement des deux modèles exacts dans le proche infrarouge. Les différences en pourcentage relatif avec le modèle adding/doubling sont de l'ordre du pourcent dans le visible, de 12% vers la longueur d'onde 1.2  $\mu\text{m}$  et de 20 à 50% au delà de 1.6  $\mu\text{m}$ .

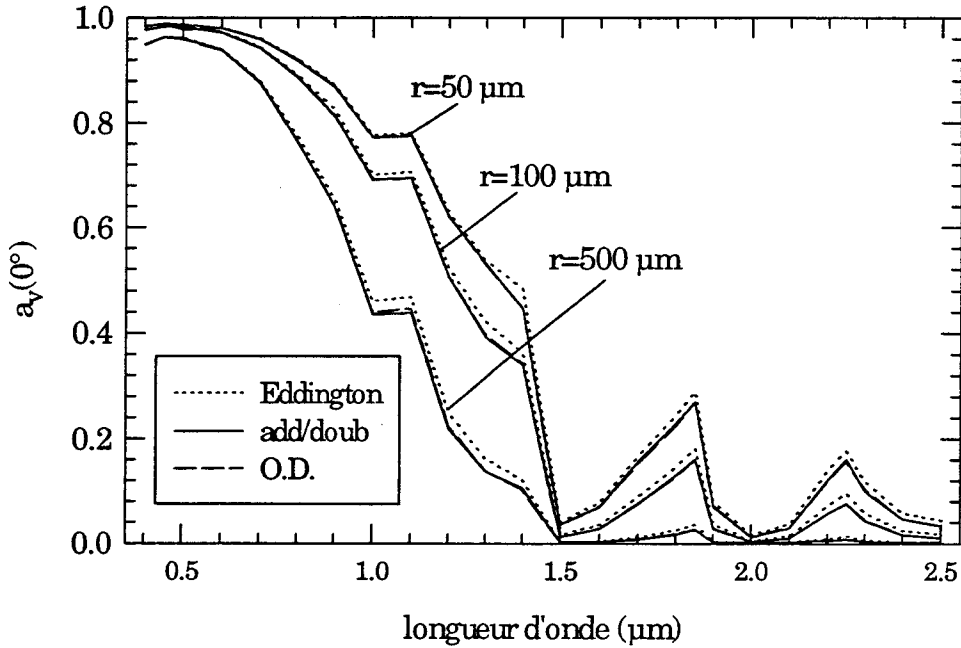


Figure 3.5 Réflectances hémisphériques-directionnelles calculées par les trois modèles.

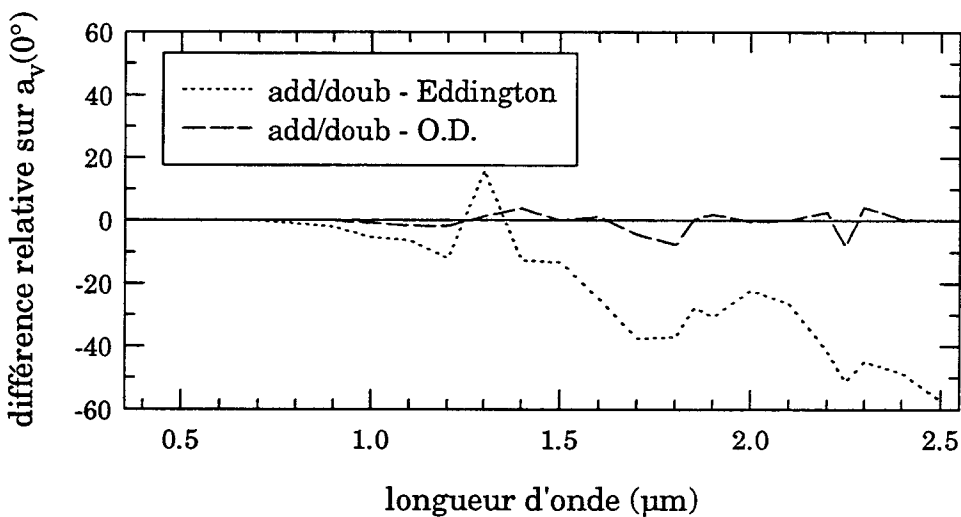


Figure 3.6 Ecart relatif entre les réflectances hémisphériques-directionnelles calculées par le modèle adding/doubling et celles calculées par l'approximation Eddington et les O.D. dans le cas de sphères de rayon égal à 500  $\mu\text{m}$ .

d) Réflectances bidirectionnellesIntroduction

Il s'agit ici de comparer les deux modèles O.D. et adding/doubling dans le cas de deux géométries solaires  $\theta_s=40^\circ$  et  $70^\circ$ . Les longueurs d'ondes retenues sont 0.56 et 1.65  $\mu\text{m}$ . Nous sommes ainsi dans les mêmes conditions que celles rencontrées lors de la campagne de mesures au dessus des Alpes en Avril et Décembre 1992 (Bourdelle et al., 1994; Fily et al., 1996). Ce travail avait mis en évidence le désaccord des mesures avec le modèle des O.D. de Stamnes dans l'infrarouge.

Effet de la longueur d'onde

La géométrie retenue est:  $\theta_s=40^\circ$  et  $\theta_v=0^\circ$ , la mesure a lieu dans le plan solaire. L'écart en pourcentage entre les deux modèles est de l'ordre de 1 à 2% dans le visible et de 10% dans l'infrarouge (Figures 3.7 et 3.8). Les réflectances de Stamnes sont supérieures à celles de adding/doubling pour  $r=500 \mu\text{m}$ . Les écarts observés sur les réflectances hémisphériques-directionnelles sont amplifiés ici car il n'y a pas de "lissage" de l'effet angulaire par intégration sur les directions réfléchies.

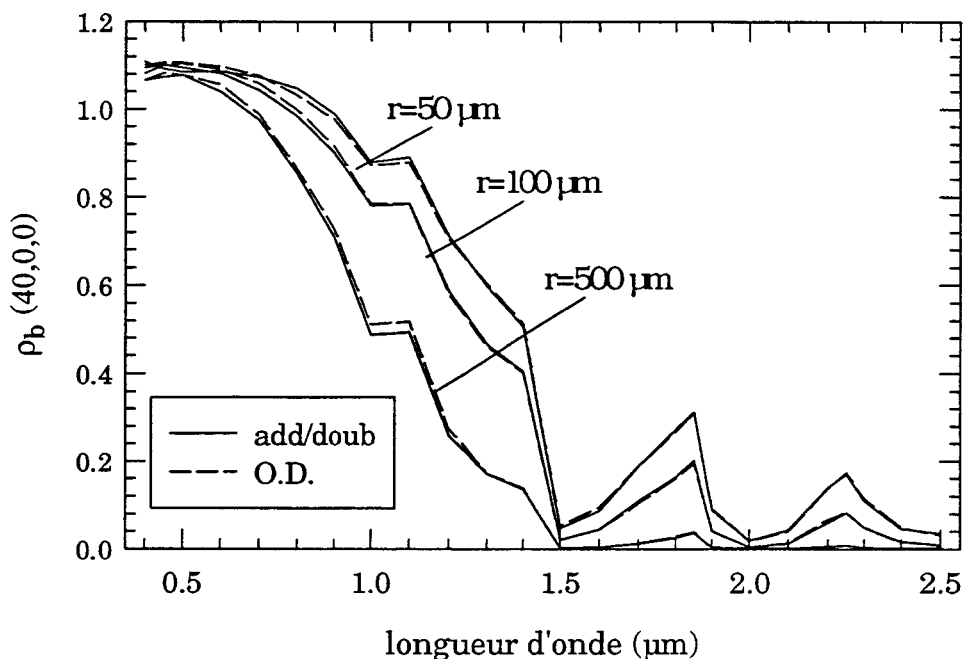


Figure 3.7 Réflectances bidirectionnelles  $\rho_b(40,0,0)$  calculées par les deux modèles O.D. et adding/doubling en fonction de la longueur d'onde.

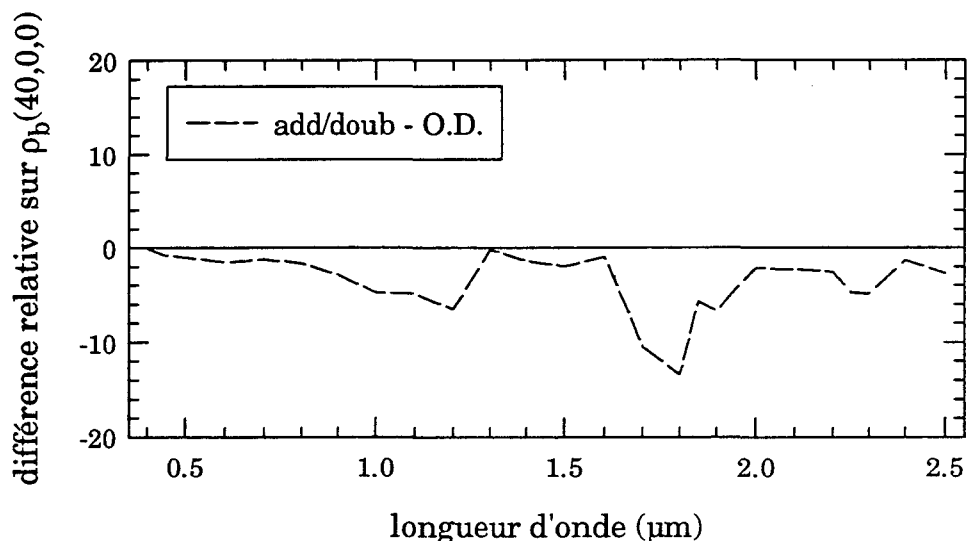


Figure 3.8 Ecart relatif entre les réflectances bidirectionnelles calculées par le modèle adding/doubling et celles calculées par les O.D. dans le cas de sphères de rayon égal à 500  $\mu\text{m}$ .

### Effet de la taille

Les géométries étudiées sont:  $(\theta_s=40^\circ, \theta_v=0^\circ)$  et  $(\theta_s=70^\circ, \theta_v=0^\circ)$  pour les deux longueurs d'onde 0.56  $\mu\text{m}$  et 1.65  $\mu\text{m}$ .

A 0.56  $\mu\text{m}$ , la réflectance fournie par le modèle aux ordonnées discrètes est supérieure à celle du code adding/doubling (Figure 3.9).

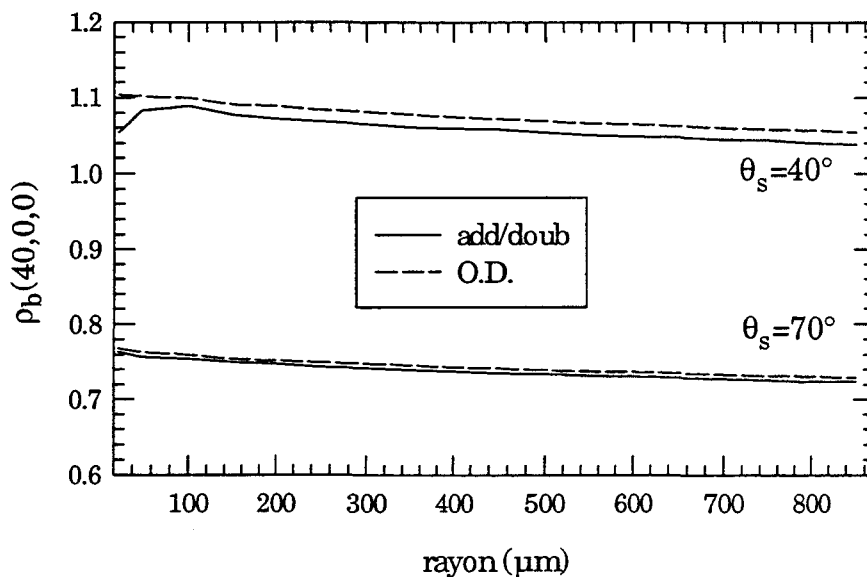


Figure 3.9 Réflectances bidirectionnelles  $\rho_b(40,0,0)$  et  $\rho_b(70,0,0)$  calculées par les deux modèles O.D. et adding/doubling en fonction de la taille, à la longueur d'onde 0.56  $\mu\text{m}$ .

L'écart entre les deux modèles est de 1 à 2% pour  $\theta_s=40^\circ$ . Pour  $\theta_s=70^\circ$ , les divergences sont encore plus faibles ceci sans doute à cause des écarts entre les fonctions de phase entre les deux modèles qui doivent être inférieurs pour les angles de diffusion à  $110^\circ$  (associé à la géométrie  $\theta_s=70^\circ$ ) aux écarts à  $140^\circ$  ( $\theta_s=40^\circ$ ).

A  $1.65 \mu\text{m}$ , les différences entre les deux modèles (Figure 3.10) sont plus importantes que dans le visible pour les raisons déjà invoquées, à savoir une dépendance plus marquée avec la fonction de phase. Ces différences restent inférieures à 12% en relatif ce qui équivaut à des écarts de seulement quelques millièmes en absolu. Ces différences seraient difficilement mesurables par un radiomètre.

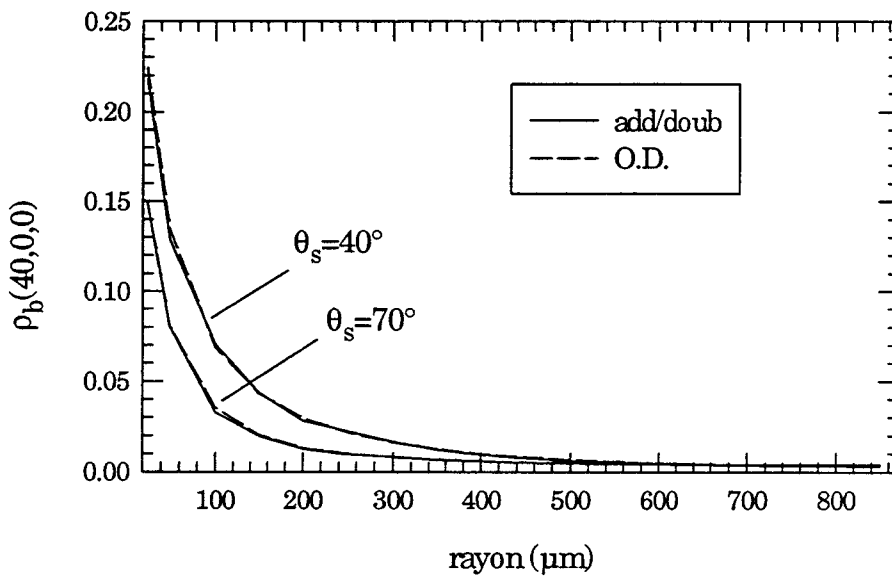


Figure 3.10 Réflectances bidirectionnelles  $\rho_b(40,0,0)$  et  $\rho_b(70,0,0)$  calculées par les deux modèles O.D. et adding/doubling en fonction de la taille, à la longueur d'onde  $1.65 \mu\text{m}$ .

### Effet directionnel

Les angles solaires zénithaux ( $\theta_s$ ) valent successivement  $40^\circ$  et  $70^\circ$ . La direction de visée ( $\theta_v$ ) varie sur tout le demi-espace supérieur. La taille des grains retenue est  $500 \mu\text{m}$  et les longueurs d'onde  $0.56$  et  $1.65 \mu\text{m}$ . On attribura par convention un signe négatif à l'angle de visée lorsque la différence azimutale entre le soleil et le capteur ( $d\phi = |\phi_s - \phi_v|$ ) sera égale à  $180^\circ$  et un signe positif lorsque cette différence sera égale à  $0^\circ$  (Figure 3.11).



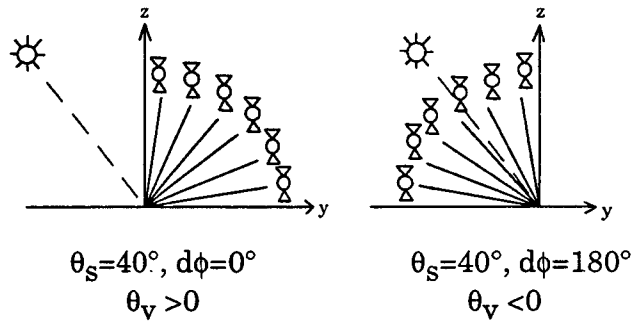


Figure 3.11 Illustration des géométries étudiées pour l'exemple où  $\theta_s=40^\circ$ .

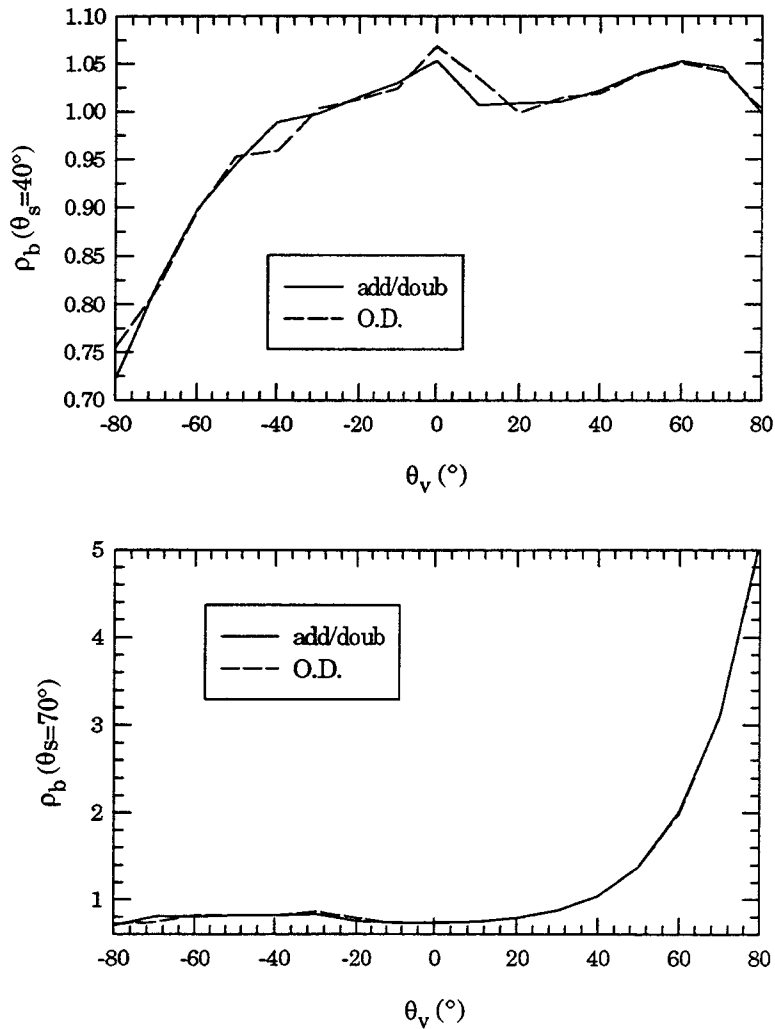


Figure 3.12 Réflectances bidirectionnelles  $\rho_b(40, \theta_v, d\phi)$  et  $\rho_b(70, \theta_v, d\phi)$  modélisées en fonction de la géométrie de visée, à la longueur d'onde  $0.56 \mu\text{m}$ .

Les différences entre les deux modèles sont fonction de l'angle de diffusion ( $\Theta$ ). A  $0.56 \mu\text{m}$ , pour  $\Theta=130^\circ$ , elles sont de l'ordre de 3% (pour  $\theta_s=40^\circ$ ) et 5% (pour  $\theta_s=70^\circ$ ), de l'ordre de 3% ( $\theta_s=40^\circ$ ) et 8% ( $\theta_s=70^\circ$ ) pour  $\Theta=180^\circ$ . Toujours à cette

longueur d'onde mais pour les autres angles de diffusion les écarts entre les deux modèles sont de l'ordre du pourcent (Figure 3.12).

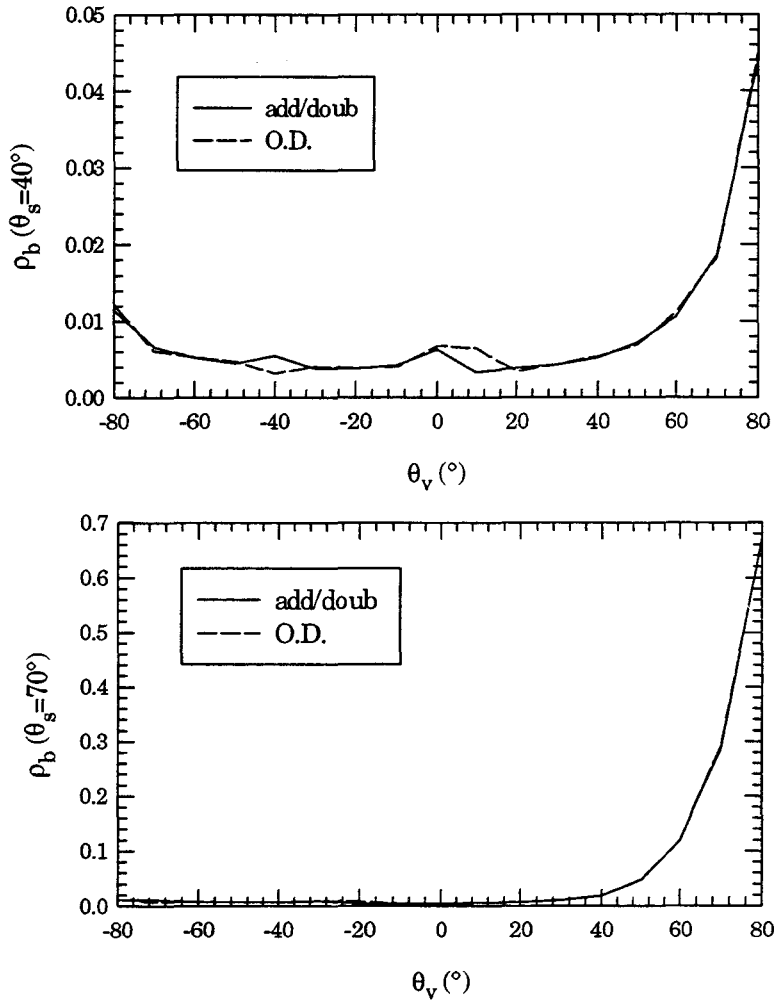


Figure 3.13 Réflectances bidirectionnelles  $\rho_b(40, \theta_v, d\phi)$  et  $\rho_b(70, \theta_v, d\phi)$  modélisées en fonction de la géométrie de visée, à la longueur d'onde  $1.65 \mu m$ .

A  $1.65 \mu m$ , les écarts entre les deux modèles sont en relatif beaucoup plus importants (plus grande sensibilité avec la fonction de phase) et sont de l'ordre de 65% lorsque l'angle de diffusion vaut  $130^\circ$ , ce qui correspond aux géométries:  $(\theta_s=40^\circ, \theta_v=10^\circ)$  et  $(\theta_s=70^\circ, \theta_v=-20^\circ)$ . Ils sont de l'ordre de 55% pour un angle  $\Theta=180^\circ$   $(\theta_s=40^\circ, \theta_v=-40^\circ)$   $(\theta_s=70^\circ, \theta_v=-70^\circ)$ . Aux autres angles de diffusion, les différences sont plus élevées qu'à  $0.56 \mu m$  mais inférieures à 8% (Figure 3.13).

On vient de mettre en évidence les différences au niveau du calcul de la fonction de phase par les deux modèles aux angles de diffusion  $130^\circ$  et  $180^\circ$  et qui sont

sans doute dues à la façon de tronquer la fonction de phase. Ces deux angles correspondent à l'arc de diffusion et à la rétrodiffusion.

Aux deux longueurs d'onde 0.56 et 1.65  $\mu\text{m}$ , les réflectances les plus élevées sont obtenues pour la géométrie ( $\theta_s=70^\circ$ ,  $\theta_v=80^\circ$ ) car la plus proche de la diffusion vers l'avant ( $\Theta=30^\circ$ ).

### 3.4.5 Conclusion

Les trois modèles sont en très bon accord pour le calcul des réflectances hémisphériques et directionnelles hémisphériques. L'écart est très faible entre les deux modèles numériques adding/doubling et O.D. (en moyenne 3 à 4%). En ce qui concerne la réflectance bidirectionnelle, ces deux codes donnent des résultats semblables mais parfois très sensibles à l'effet directionnel. D'où les fortes différences observées selon l'angle de diffusion, dans le proche infrarouge (50, 60% pour  $\Theta=130$  et  $180^\circ$ ).

Les écarts observés au niveau de la réflectance bidirectionnelle sont essentiellement dus à la manière de tronquer la fonction de phase et aux degrés de précisions demandés dans les calculs qui ne sont pas les mêmes dans les deux codes. En règle générale, les différences sont plus importantes dans le proche infrarouge, puisque la réflectance bidirectionnelle est plus sensible à la fonction de phase sur ce domaine que sur le visible.

Nous avons vérifié que ce n'était pas le choix du modèle qui pouvait expliquer les différences observées entre le modèle et les données du satellite Landsat sur les Alpes (Fily et al., 1996)

## 3.5 Effet de la forme des particules sur la réflectance

### 3.5.1 Introduction

Dans le proche infrarouge et moyen infrarouge, la réflectance de la neige est sensible à la taille et à la géométrie des cristaux de glace et varie avec l'angle de diffusion. Ces variations sont étroitement liées aux paramètres de diffusion

simple et à l'allure de la fonction de phase et donc à la forme des particules, surtout en ce qui concerne la réflectance bidirectionnelle.

Nous avons déjà étudié la diffusion simple en fonction de la forme des particules au chapitre 2 (§2.6), il s'agit ici de quantifier cet effet au niveau de la réflectance avec le modèle de diffusion multiple adding/doubling.

Comme dans le chapitre précédent, on notera  $c$  le rayon de la base hexagonale et  $L$  la longueur de la colonne hexagonale. Toutes les particules considérées ont le même rapport surface/volume.

### 3.5.2 Comparaison entre particules hexagonales et sphères

#### a) Effet de la forme en fonction de la longueur d'onde

Nous avons calculé pour les quatre types de particules rencontrées au paragraphe 2.6, les réflectances hémisphériques ( $s$ ) et hémisphériques-directionnelles ( $a_v(0^\circ)$ ) associées (Tableau 3.1). La diffusion simple est calculée tantôt par le code de Mie, tantôt par le code ray-tracing, la diffusion multiple par le code adding/doubling.

Dans le visible, l'effet de la forme est négligeable, les écarts relatifs maximums entre les quatre particules sont de l'ordre de 1 à 5% pour la réflectance hémisphérique et de 1 à 6% pour la réflectance directionnelle. Dans le proche infrarouge et jusqu'à la longueur d'onde  $2 \mu\text{m}$  (limite de notre étude), l'effet de la forme est plus marqué, les différences maximales à la longueur d'onde  $1.015 \mu\text{m}$  sont de l'ordre de 20%, à partir de  $1.65 \mu\text{m}$ , ils sont supérieurs à 150%.

Pour la majorité des longueurs d'onde, la particule de type  $2c/L=1$  a une réflectance supérieure à celle des autres particules. La colonne et la sphère ont des réflectances voisines.

L'hypothèse d'une sphère équivalente de même rapport surface/volume que la particule hexagonale semble bonne ici en ce qui concerne la colonne mais pas pour la plaquette ou la particule caractérisée par  $2c/L=1$ . Plus on s'éloigne du visible (ou l'effet de forme est très faible), plus cette hypothèse est mise à défaut. Pour une longueur d'onde donnée, les écarts entre les réflectances directionnelles des quatre particules sont plus importants que ceux observés entre les

réflectances hémisphériques. On verra que ces différences sont encore plus grandes lorsqu'il s'agit de la réflectance bidirectionnelle.

$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	colonne $c=110 \mu\text{m}$ $L=1300 \mu\text{m}$		$2c/L=1$ $c=129 \mu\text{m}$ $L=258 \mu\text{m}$		plaquette $c=645 \mu\text{m}$ $L=55 \mu\text{m}$		sphère $r=139 \mu\text{m}$	
	s	$a_v(0^\circ)$	s	$a_v(0^\circ)$	s	$a_v(0^\circ)$	s	$a_v(0^\circ)$
.450	.98	.97	.97	.97	.97	.96	.98	.98
.550	.97	.96	.97	.97	.96	.96	.98	.97
.635	.96	.95	.96	.95	.95	.94	.96	.65
.780	.91	.88	.92	.91	.88	.85	.91	.88
1.015	.68	.62	.74	.69	.61	.53	.68	.61
1.100	.72	.66	.77	.72	.6	.58	.71	.65
1.200	.53	.45	.62	.55	.45	.37	.53	.45
1.350	.43	.34	.52	.44	.35	.26	.43	.34
1.400	.38	.29	.47	.38	.29	.21	.37	.28
1.504	.023	.010	.030	.013	.027	.013	.020	.0078
1.650	.074	.040	.11	.064	.061	.031	.071	.035
1.760	.12	.071	.17	.11	.090	.049	.13	.071
2.000	.01	.0039	.010	.0040	.014	.0059	.0080	.0032

Tableau 3.1 Réflectances hémisphériques et directionnelle-hémisphériques pour quatre formes de particules en fonction de la longueur d'onde.

b) Effet de la forme sur s et  $a_v$

Ici, on fait varier les dimensions des particules hexagonales tout en gardant le même rapport surface/volume. On se place aux longueurs d'onde 0.6 et 1.65  $\mu\text{m}$  (Figure 3.14). Le rayon de la sphère équivalente est 410  $\mu\text{m}$ . Pour les paramètres de diffusion simple on se reportera aux graphes 2.3-6 du chapitre 2.

Plus les colonnes sont allongées et de même, plus les plaquettes sont larges, moins elles réfléchissent le rayonnement. Le maximum de réflectance est observé pour la particule de rapport  $2c/L=1$ . A 0.6  $\mu\text{m}$ , lorsque  $c/L$  est supérieur à 2, la sphère équivalente réfléchit plus que les plaquettes et les colonnes. A 1.65  $\mu\text{m}$ ,

quelque soit la forme des particules hexagonales, elles réfléchissent plus que la sphère.

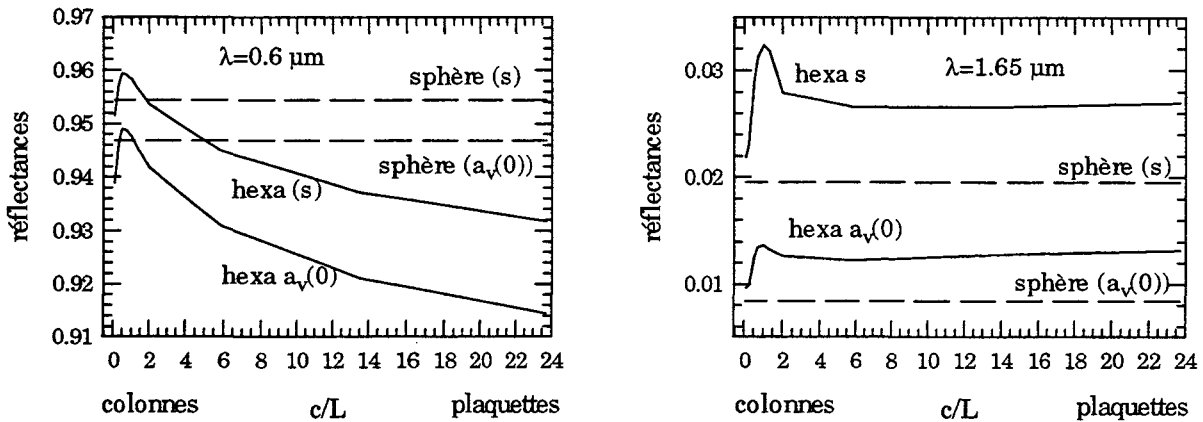


Figure 3.14 Réflectances hémisphériques ( $s$ ) et directionnelles-hémisphériques ( $a_v(0^\circ)$ ) en fonction de la forme des particules à 0.6 et 1.65  $\mu\text{m}$ .

### c) Effet de la forme sur $\rho_b$

On calcule la réflectance bidirectionnelle pour une géométrie incidente  $\theta_s=40^\circ$  et un angle de visée  $\theta_v$  variant de  $0^\circ$  à  $80^\circ$ . En se plaçant dans le plan solaire, cela correspond à un angle de diffusion  $\Theta$  respectivement compris entre  $140^\circ$  et  $60^\circ$ . Nous avons sélectionné trois particules hexagonales et la sphère équivalente de même rapport surface/volume.

Dans le visible, à la longueur d'onde de  $0.6 \mu\text{m}$ , l'effet de la forme sur la réflectance bidirectionnelle est faible (Tableau 3.2). L'écart entre les réflectances des quatre types de particules est de quelques pourcents en restant inférieur à 12%.

A  $1.65 \mu\text{m}$ , l'effet de la forme sur la réflectance bidirectionnelle est important. Les différences peuvent être supérieures à 100% dans certains cas (Tableau 3.3). Elles sont minimales pour des angles de diffusion proches de  $135^\circ$  (comprises entre 3 et 12%) et maximales autour de  $90^\circ$  de diffusion. La réflectance de la sphère est inférieure à celle des particules hexagonales pour les angles de diffusion que nous avons sélectionnés sauf pour les diffusions proches de  $60^\circ$  et  $135^\circ$  (arc de diffusion pour la sphère). La sphère diffuse moins sur les côtés que

les particules hexagonales. Il y a entre la sphère et la plaquette ou entre la sphère et la particule de type  $2c/L=1$  un facteur 2 à 3 pour certaines géométries.

$\theta_v (\Theta)$ en °	colonne $c/L=0.06$	part hexa $2c/L=1$	plaquette $c/L=24$	sphère $r=410 \mu\text{m}$
0 (140)	.99	.97	.95	1.0
10 (130)	.98	.97	.95	1.0
20 (120)	.98	.97	.96	1.0
30 (110)	.99	1.0	.99	1.0
40 (100)	1.0	1.0	.99	1.0
50 (90)	1.0	1.0	1.0	1.0
60 (80)	1.0	1.0	1.0	1.0
70 (70)	1.0	2.0	1.0	1.0
80 (60)	.90	.92	1.0	.99

Tableau 3.2 Réflectances bidirectionnelles pour les 4 types de particules à  $0.6 \mu\text{m}$ ,  $\theta_s=40^\circ$ .

$\theta_v$ et ( $\Theta$ ) en °	colonne $c/L=0.06$	part hexa $2c/L=1$	plaquette $c/L=24$	sphère $r=410 \mu\text{m}$
0 (140)	.010	.010	.011	.010
10 (130)	.008	.009	.012	.0056
20 (120)	.009	.011	.013	.0052
30 (110)	.009	.016	.016	.0057
40 (100)	.013	.026	.022	.0071
50 (90)	.019	.034	.027	.010
60 (80)	.026	.042	.035	.015
70 (70)	.041	.056	.049	.028
80 (60)	.048	.069	.073	.061

Tableau 3.3 Réflectances bidirectionnelles pour 4 types de particules à  $1.65 \mu\text{m}$ ,  $\theta_s=40^\circ$ .

A  $1.65 \mu\text{m}$ , l'allure de la fonction de phase des quatre formes de particules permet d'expliquer les écarts entre les réflectances des différentes particules et leurs variations en fonction de l'angle de diffusion (Figure 2.7, chapitre 2). La réflectance comme la fonction de phase décroît entre  $60$  et  $140^\circ$  de diffusion.

Pour  $\Theta=60^\circ$  et autour de  $140^\circ$ , la sphère diffuse autant que les particules hexagonales, ce que l'on retrouve au niveau de la réflectance dans le tableau ci-dessus. Pour les autres angles de diffusion, au delà de  $60^\circ$ , la sphère diffuse moins que les particules hexagonales. Bien sûr, il faut combiner aux effets de la fonction de phase les paramètres de diffusion simple étudiés au chapitre 2, mais on voit nettement sur la Figure 2.3 une diffusion sur les côtés plus forte pour les particules hexagonales que pour la sphère, d'où une réflectance bidirectionnelle en général plus élevée, compte tenu des géométries solaire et de visée qui sont les nôtres ici.

### 3.5.3 Conclusion

Les particules hexagonales ont un comportement différent de celui de la sphère dite équivalente. Nous l'avons déjà mis en évidence au chapitre 2 avec la diffusion simple, ici cela apparaît nettement au niveau des réflectances hémisphériques ou bidirectionnelles. Entre ces deux types de particules, la réflectance bidirectionnelle aux longueurs d'onde proches de  $1.5 \mu\text{m}$  peut varier d'un facteur 2. On sera donc amené dans la suite à tenir compte de cet effet de forme (chapitre 5).

L'hypothèse d'une sphère équivalente qui aurait le même rapport surface/volume qu'une particule hexagonale et qui donnerait la même réflectance que la particule non sphérique a été mise en défaut dans le proche et moyen infrarouge. Dans le chapitre 4, nous essaierons de déterminer empiriquement une sphère équivalente à partir de la mesure d'un indice de taille (rayon convexe) des grains de neige.

## 3.6 Conclusion

Dans un premier temps, nous avons vérifié que dans le cas d'une neige non polluée, le modèle adding/doubling alimenté par les données d'un code de Mie était en accord avec les deux autres modèles de réflectance dont nous disposons.

Une deuxième étape a consisté à étudier l'effet sur la réflectance de la forme des particules utilisées pour modéliser les grains de neige. Nous avons comparé les



réflectances fournies par le code adding/doubling pour deux types de particules, sphères et colonnes hexagonales, dans le visible et dans le proche infrarouge. Les résultats montrent que pour des angles de diffusion qui sont ceux rencontrés lors des mesures, dans l'infrarouge, la réflectance bidirectionnelle des particules hexagonales est supérieure et d'un facteur 2 à 3 pour certaines géométries à la réflectance de sphères dites équivalentes.

Cet écart peut s'expliquer par l'étude des paramètres de diffusion simple. La variation de la réflectance avec l'angle de diffusion montre une diffusion sur les côtés ( $\Theta$  compris entre 60 et 130°) plus forte dans le cas de particules hexagonales et un pic de diffusion vers  $\Theta=135$  (arc en ciel) qui n'apparaît que pour la sphère. Ces différences sont à relier à l'allure de la fonction de phase.

*Chapitre 4*

**Mesures en laboratoire  
et modélisation**

## 4.1 Introduction

Dans une première étape, la validation du modèle de réflectance de la neige (diffusion simple de Mie adaptée à la neige couplée au modèle adding/doubling) a porté sur des mesures de réflectances hémisphériques-directionnelles effectuées en laboratoire au C.E.N. sur deux domaines spectraux de 0.4 à 1  $\mu\text{m}$  et de 0.8 à 1.5  $\mu\text{m}$ .

Sur le premier domaine spectral, nous étudierons l'effet de la pollution par le carbone suie et nous comparerons les résultats de notre modèle d'incorporation des impuretés dans la neige (chapitre 2, §2.4) avec les mesures obtenues.

Sur la deuxième gamme de longueurs d'onde, nous étudierons l'effet de la taille et de la forme des grains sur la réflectance de la neige. La neige sera modélisée par des sphères de glace. Dans un premier temps nous avons travaillé sur des échantillons de neige constitués d'une couche homogène de neige (un type de neige) puis nous avons fabriqué des échantillons stratifiés (avec deux types de neige). Certains des résultats présentés ici ont fait l'objet de publications (Ieroux et al., 1995 et 1996).

## 4.2 Mesures

### 4.2.1 Mesures radiométriques

#### a) Le dispositif expérimental

Mis en place par le C.E.N. en 1986 (Sergent et al., 1994), cet ensemble expérimental (Figure 4.1) fournit des valeurs de la réflectance hémisphérique-directionnelle d'échantillons de neige soumis à un flux diffus.

Effectuées à l'origine sur le domaine du visible et du très proche infrarouge, les mesures ont été élargies au domaine du proche infrarouge. Dans les deux cas l'intervalle de mesure est 10 nm. Le dispositif expérimental se compose d'une sphère d'intégration (de diamètre 762 mm) dont le revêtement interne est enduit d'un matériau type sulfate de baryum de réflectance proche de 1 quasiment constante sur nos domaines spectraux d'étude (Figure 4.2). L'intérieur de la

sphère est éclairé par une lampe halogène. Cette association est à l'origine du flux diffus qui va illuminer la surface de l'échantillon de neige. Celui-ci est constitué d'un carottier cylindrique (152 mm de diamètre et 250 mm de long) placé dans un orifice de la sphère. La visée du flux réfléchi par l'échantillon se fait perpendiculairement à la surface de ce dernier. Le flux est transmis au monochromateur par une fibre optique. Pour assurer l'hypothèse de semi-infinité de la couche de neige, le revêtement intérieur du carottier est lui aussi parfaitement réfléchissant (en duraflect, Figure 4.3) simulant ainsi un rayonnement qui proviendrait de l'extérieur des 152 mm de diamètre du carottier. La longueur du carottier est telle que même dans le visible le rayonnement est en grande partie absorbé au cours de son trajet dans la neige.

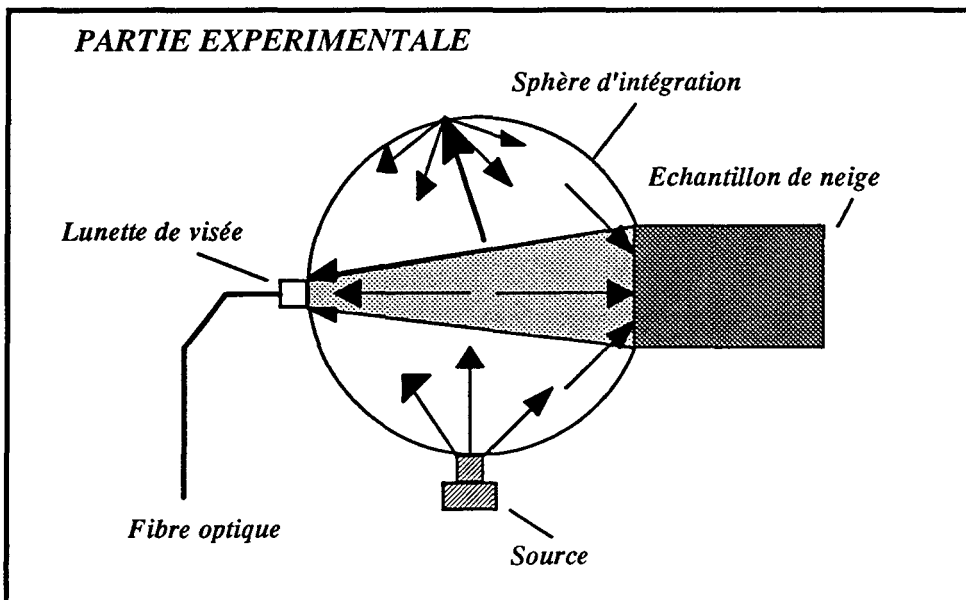


Figure 4.1 Ensemble expérimental de mesures des flux réfléchis (Sergent, 1995).

### b) L'étalonnage

La fibre optique récupère le flux réfléchi par la neige ou une autre surface. Il faut maintenant associer à ce flux une valeur de réflectance hémisphérique-directionnelle ( $a_v(0^\circ)$ ). Pour cela on utilise des surfaces étalons lambertiennes et neutres en longueur d'onde, de réflectances connues: 0.99, 0.80, 0.60, 0.40, 0.20 et 0.02. On établit alors des courbes d'étalonnage (Figure 4.4) pour chaque longueur d'onde du spectre étudié (par pas de 10 nm). Ces courbes permettent d'associer à une valeur mesurée  $R_x$  (flux réfléchi par l'étalon  $x$  / flux réfléchi par l'étalon de réflectance 0.99) la réflectance directionnelle hémisphérique de l'étalon  $x$ .

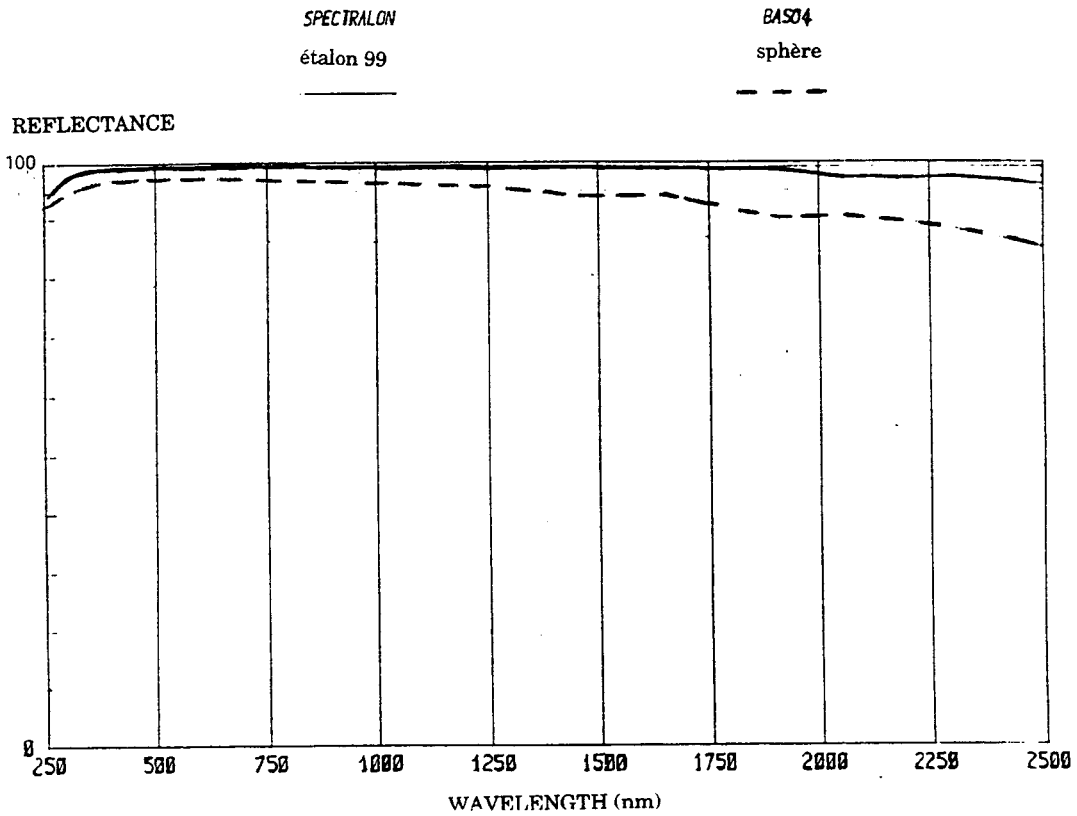
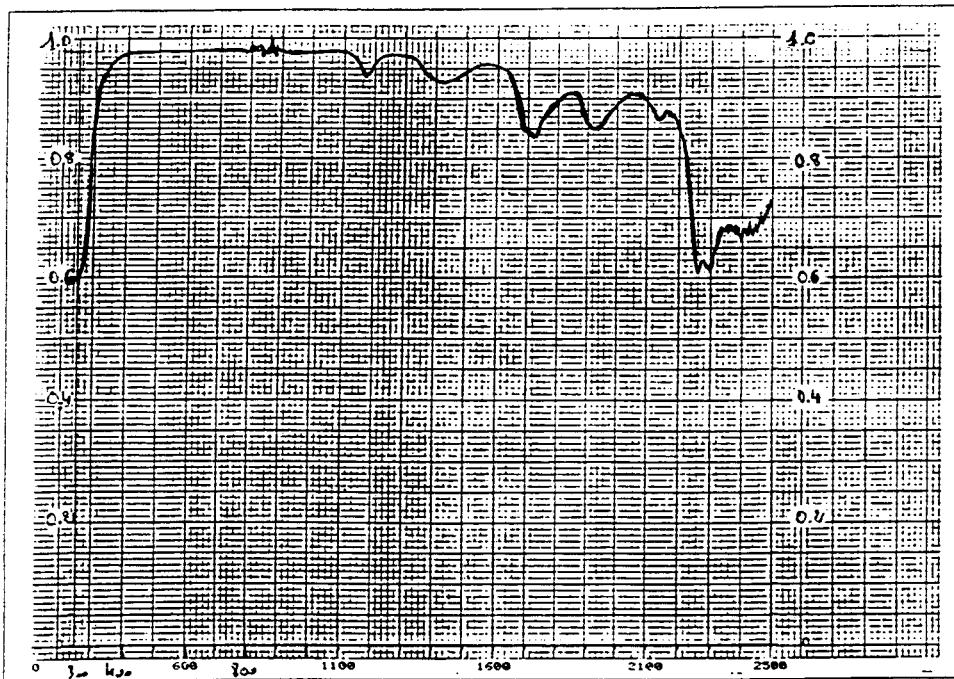


Figure 4.2 Réflectance du revêtement intérieur de la sphère (sulfate de baryum).



A typical curve of the diffuse reflectance of Duraflect coating.

Figure 4.3 Réflectance du revêtement interne du carottier (duraflect).

L'équation des courbes d'étalonnage est de la forme:

$$A_x = f(R_x) \quad (4.1)$$

où  $R_x = \frac{F_x}{F_{99}}$  et  $A_x$  est la réflectance de l'étalon  $x$  donnée par le constructeur.

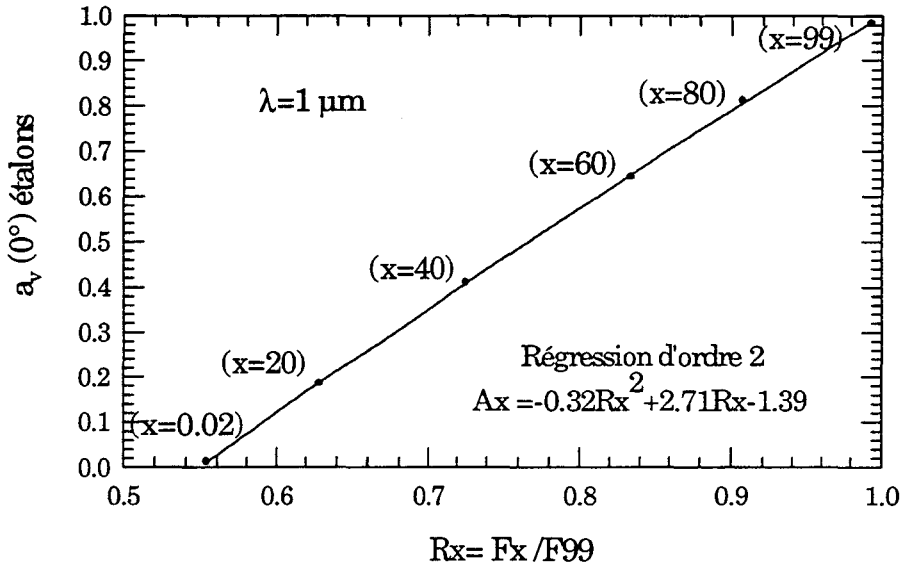


Figure 4.4 Exemple de courbe d'étalonnage établie à partir des étalons ici, pour la longueur d'onde  $1 \mu\text{m}$ .

A partir des courbes d'étalonnage, on déduit de deux mesures de flux réfléchis par la neige et par l'étalon 99 la réflectance hémisphérique-directionnelle de la neige ( $A_n$ ). Dans ce cas:  $R_n = \frac{F_n}{F_{99}}$  et la relation (4.1) nous fournit  $A_n$ .

Sur la Figure 4.4, pour chacun des étalons, le rapport des flux ( $R_x$ ) est largement supérieur à la valeur de réflectance de l'étalon ( $a_v(0^\circ)$ ), car la fibre optique vise un disque plus large que la surface du carottier, englobant ainsi une partie du revêtement intérieur de la sphère. Ceci, renforce encore l'utilité d'un tel étalonnage à partir de rapports de flux de référence.

Les incertitudes sur l'étalonnage sont difficiles à évaluer car chaque étalonnage se déroule dans des conditions spécifiques. Par exemple, la puissance de la lampe source n'est pas toujours la même d'une expérimentation à l'autre, à cause de son usure avec le temps (perte de puissance). Ces incertitudes sont elles mêmes fonctions des incertitudes sur les valeurs de réflectance des étalons (données par le constructeur). En effectuant plusieurs étalonnages à la suite on peut avoir une idée de la dérive des mesures. Pour quantifier cette incertitude C. Sergent a

effectué 4 étalonnages à la suite et déterminé pour une mesure de flux réfléchi, les quatre réflectances associées. L'incertitude sur la réflectance (issue de l'incertitude sur l'étalonnage) est estimée en relatif, à environ: 1% pour les longueurs d'onde inférieures à 1.1  $\mu\text{m}$ , 3% entre 1.1  $\mu\text{m}$  et 1.35  $\mu\text{m}$  et 7% environ au delà, jusqu'à 1.45  $\mu\text{m}$ . Pour des longueurs d'onde supérieures à 1.45  $\mu\text{m}$  l'incertitude est supérieure à la mesure.

#### **4.2.2 Caractérisation des grains de neige**

Les carottes de neige sont fabriquées à partir de neiges prélevées sur le terrain dans une même couche du manteau neigeux. La neige est tamisée afin de lui conférer une certaine homogénéité.

Après la mesure de la réflectance du carottier de neige, on prélève des grains de neige sur l'échantillon étudié en vue d'une caractérisation de leur taille. On visualise et enregistre un cinquantaine de cristaux placés sur une mire à l'aide d'une caméra vidéo. Un logiciel digitalise les images et, à partir des pixels composant la frontière du grain, détermine entre autre, un histogramme des rayons convexes des pixels des grains (inverse des courbures).

Le rayon convexe est un paramètre objectif de taille qui caractérise un échantillon de neige. Ce n'est pas le rayon physique des grains car ceux ci sont rarement sphériques ce qui nécessiterait l'introduction de plusieurs paramètres de caractérisation. De plus, la détermination du rayon convexe se fait à l'aide d'une visée selon deux dimensions sans tenir compte de l'épaisseur du cristal. Les cristaux déposés sur la mire ont tendance à présenter leurs deux dimensions les plus grandes alors que leur épaisseur est masquée (typiquement on visualisera la largeur d'une plaquette mais pas son épaisseur).

Le programme de diffusion simple a été adapté pour y inclure une granulométrie discrète de particules (chapitre 2, §2.2.3) en application aux mesures de tailles effectuées au C.E.N..

#### **4.2.3 Mesures de la pollution de la neige**

Sur le spectre 0.4 à 1  $\mu\text{m}$ , la pollution doit être introduite dans le modèle. On mesure pour chaque échantillon de neige analysé le contenu en carbone suie qui lui est associé selon la procédure décrite au chapitre 2 (§2.4).

### 4.3 Comparaisons mesures-modèle sur le spectre 0.4-1 $\mu\text{m}$

#### 4.3.1 Mise en évidence des effets de la pollution

Dans un premier temps, nous avons modélisé la réflectance hémisphérique-directionnelle d'un échantillon de grains ronds sans tenir compte de la pollution (Figure 4.5). Les tailles caractéristiques des pixels composant la frontière des grains (rayons convexes) sont répertoriées par l'histogramme fourni après l'étape de visualisation et de digitalisation décrite au §4.2.2. On note  $r_{cvx}$  le rayon convexe moyen. On utilisera par la suite uniquement le rayon convexe moyen et non l'histogramme, la raison en sera donnée au §4.3.2.

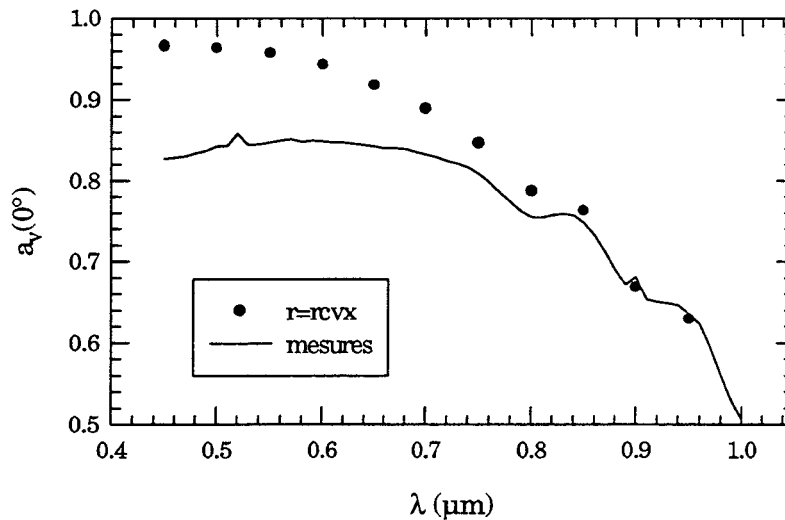


Figure 4.5 Réflectances mesurées et modélisées sur le domaine 0.4-1  $\mu\text{m}$ . Le rayon convexe moyen (ici, 411  $\mu\text{m}$ ) est fourni par la digitalisation de l'échantillon.

Les réflectances modélisées pour une neige pure sont supérieures à celles mesurées, mais le rôle de la pollution s'amenuise au fur et à mesure que l'on s'approche du proche infrarouge.

L'effet de la pollution est loin d'être négligeable; pour cet échantillon, il engendre une diminution de la réflectance de l'ordre de 14% à la longueur d'onde 0.5  $\mu\text{m}$ .

#### 4.3.2 Distribution et rayon moyen

La Figure 4.6 représente l'histogramme des rayons convexes obtenu après digitalisation de l'échantillon. Le rayon convexe moyen ( $r_{cvx}$ ) vaut 411  $\mu\text{m}$ . Nous



avons calculé la réflectance hémisphérique-directionnelle à partir des tailles de grains donnés par l'histogramme et à partir du rayon convexe moyen (particules monodispersées).

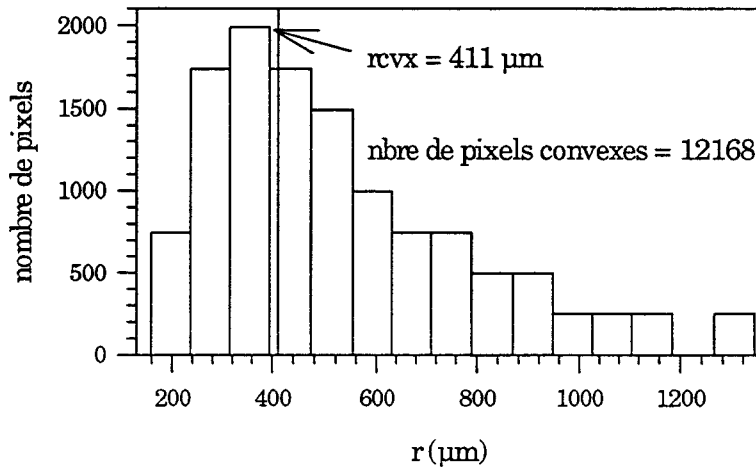


Figure 4.6 Histogramme des rayons convexes et rayon convexe moyen ( $rcvx=411 \mu m$ ).

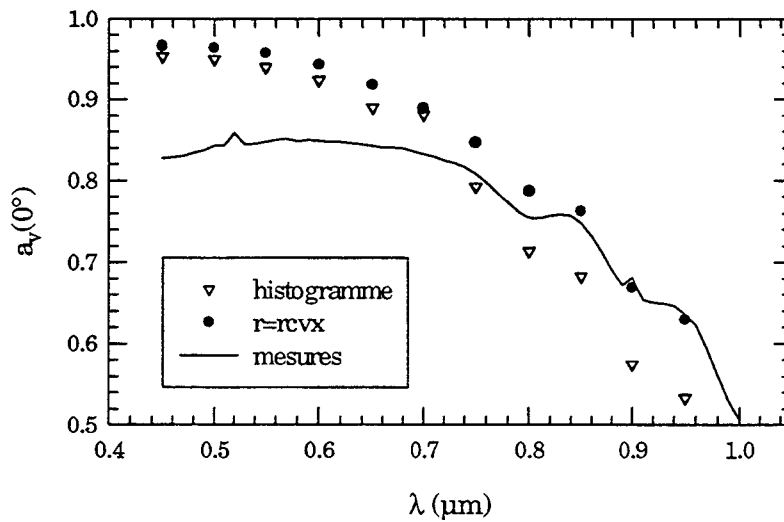


Figure 4.7 Réflectances mesurées et modélisées sur le domaine  $0.4-1 \mu m$ . Les tailles sont fournies par la digitalisation de l'échantillon (cf. Figure 4.6).

L'effet de la taille, faible aux petites longueurs d'onde, devient important dès  $0.75 \mu m$  (Figure 4.7). On observe alors de grosses divergences entre les réflectances modélisées avec la fonction de distribution des rayons et celles modélisées avec le rayon convexe moyen, les premières étant inférieures aux secondes sur tout le spectre étudié. En effet, la Figure 4.6 montre bien que le rayon convexe moyen ( $rcvx$ ) coïncide avec le début de la fonction de distribution; cette dernière prend donc plus en compte les grosses particules et donne une

réflectance plus faible que celle calculée à partir du rayon convexe moyen. L'histogramme représente les tailles des pixels des grains et non les tailles des grains, il donne plus de poids aux gros grains (grand nombre de pixels ayant un rayon élevé) par rapport aux petits grains. Il faudrait pouvoir associer le nombre de pixels aux nombres de grains. Les réflectances modélisées avec l'histogramme étant trop éloignées des mesures, nous avons laissé de côté la distribution discrète de particules et travaillerons par la suite avec des sphères monodispersées dont le rayon sera pris égal au rayon convexe moyen.

### 4.3.3 Résultats

La pollution a été introduite dans le modèle selon la procédure décrite au chapitre 2, paragraphe 2.4.2 avec deux types de mélange; interne et externe. Nous présentons les résultats obtenus avec deux échantillons de grains ronds. Les grains du premier échantillon (Figure 4.8) sont assimilés à des sphères de rayon égal au rayon convexe mesuré par digitalisation ( $r_{cvx}=261 \mu\text{m}$ ). La masse volumique de l'échantillon de neige vaut  $373 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ , sa concentration en carbone suie est  $0.36 \text{ ppmw}$  ce qui correspond à un nombre de particules de glace  $N_{ice}=5.46 \cdot 10^9 \text{ m}^{-3}$ , et de particules de carbone suie de  $N_{soot}=2.44 \cdot 10^{13} \text{ m}^{-3}$ . Le rayon des particules de carbone suie est pris égal à  $0.1 \mu\text{m}$  (Warren et Wiscombe, 1980).

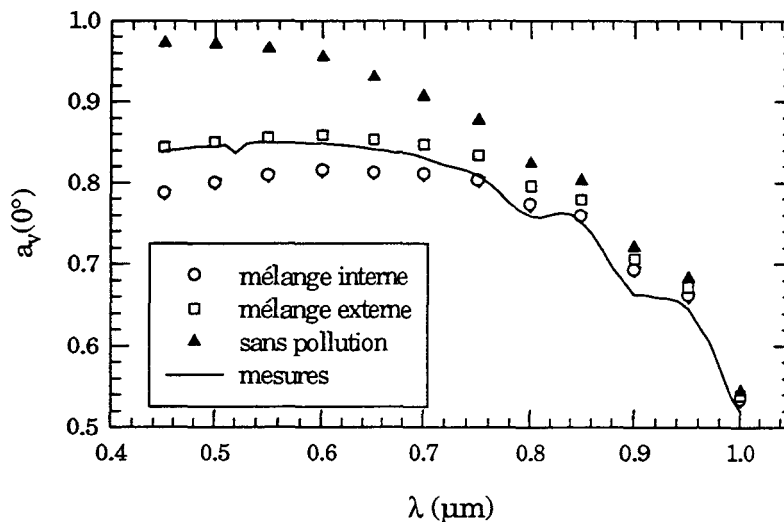


Figure 4.8 Réflectances mesurées et modélisées avec et sans pollution sur le domaine  $0.4-1 \mu\text{m}$ . Le rayon convexe moyen de l'échantillon est  $261 \mu\text{m}$ .

Le deuxième échantillon (Figure 4.9) a un rayon convexe de  $211 \mu\text{m}$ , une masse volumique de  $278 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ , une concentration en carbone suie de  $0.224 \text{ ppmw}$  ce

qui correspond à un nombre de particules de glace  $N_{\text{ice}}=7.7 \cdot 10^9 \text{ m}^{-3}$ , et de particules de carbone suie de  $N_{\text{soot}}=1.1 \cdot 10^{13} \text{ m}^{-3}$ .

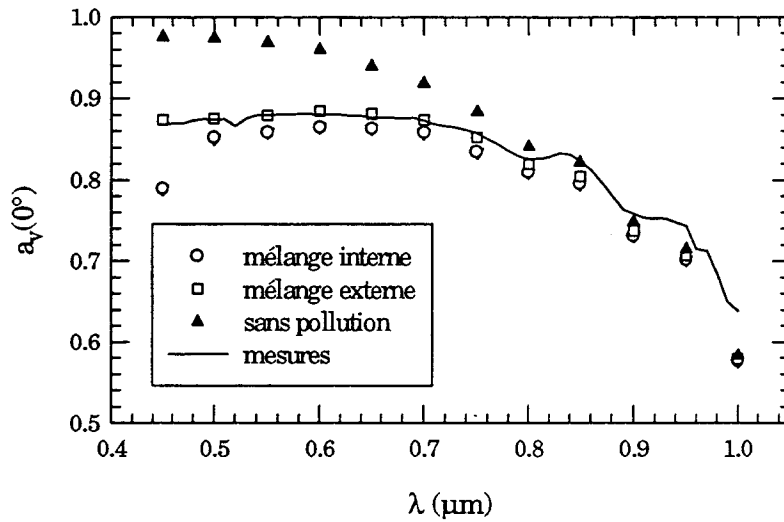


Figure 4.9 Réflectances mesurées et modélisées avec et sans pollution sur le domaine 0.4-1  $\mu\text{m}$ . Le rayon convexe moyen de l'échantillon est 211  $\mu\text{m}$ .

D'après ces deux résultats, il semblerait que le mélange interne surestime l'effet de la pollution. Le mélange externe semble plus adapté. La difficulté essentielle de la modélisation provient de la méconnaissance de la forme, taille et indice de réfraction du carbone suie (Bohren, 1986; Bourdelles, 1994).

Dans le proche infrarouge, à partir de 0.85  $\mu\text{m}$ , comme on pouvait s'y attendre, compte tenu de l'ordre de grandeur des contenus en carbone suie des neiges analysées (teneur inférieure à 1ppmw), l'influence de la pollution est négligeable. Le modèle avec et sans pollution et les points de mesures se rapprochent.

## 4.4 Comparaisons mesures-modèle sur le spectre 0.8-1.5 $\mu\text{m}$

### 4.4.1 Effet de la taille

A partir de 1  $\mu\text{m}$ , la pollution n'agit plus sur la réflectance de la neige car la glace est elle même fortement absorbante et il faudrait avoir des contenus en carbone suie bien supérieurs à ceux rencontrés dans nos neiges pour diminuer la réflectance dans l'infrarouge. C'est donc essentiellement l'influence de la taille et de la forme des grains (grains sphériques ou anguleux) qui sera abordée ici.

Nous avons modélisé à l'aide de sphères la réflectance d'un échantillon de grains à faces planes et d'un échantillon de grains ronds (Figures 4.11 et 4.13). Les caractéristiques sont résumées par chacun des histogrammes (Figures 4.10 et 4.12).

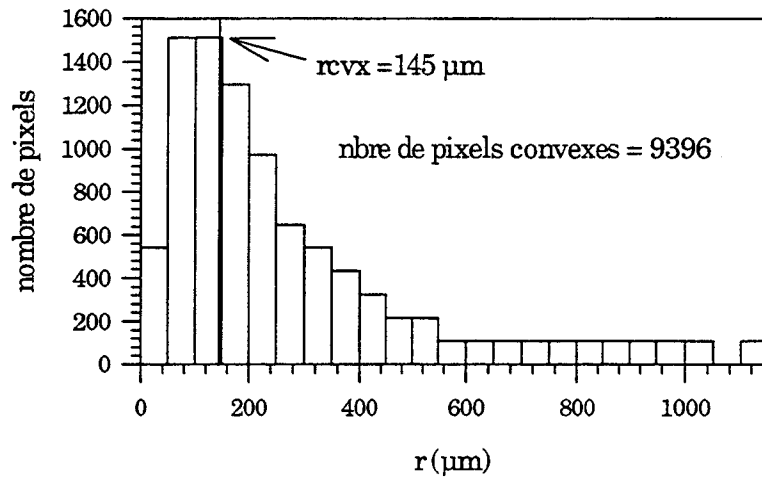


Figure 4.10 Histogramme des rayons convexes et rayon convexe moyen ( $rcvx=145 \mu\text{m}$ ) de l'échantillon de grains à faces planes.

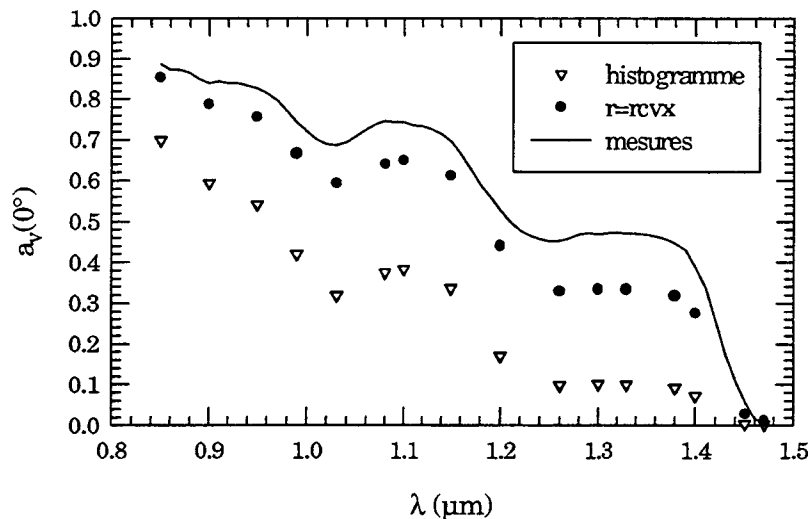


Figure 4.11 Réflectances mesurées et modélisées sur le domaine 0.8-1.5  $\mu\text{m}$ . Échantillon de grains à faces planes. Les tailles sont fournies par la digitalisation de l'échantillon (cf. Figure 4.10).

On vient de mettre en évidence l'effet de la taille sur les réflectances du domaine proche infrarouge, puisque l'on observe des réflectances sensiblement différentes pour des tailles de particules différentes selon que l'on utilise l'histogramme ou le rayon convexe moyen.

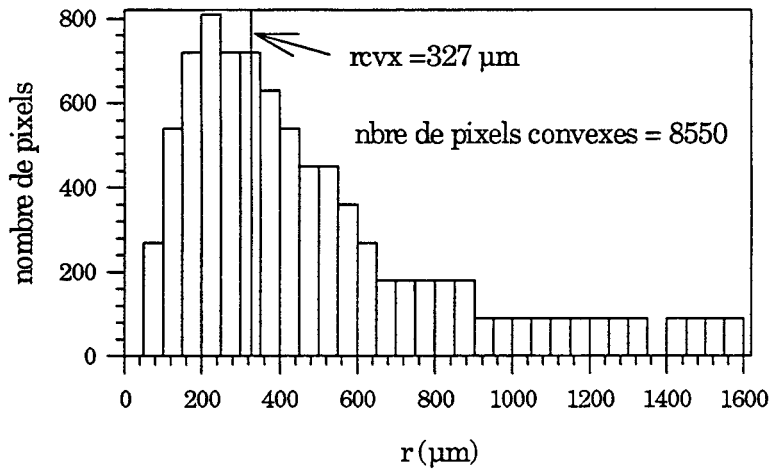


Figure 4.12 Histogramme des rayons convexes et rayon convexe moyen ( $rcvx=327 \mu\text{m}$ ) de l'échantillon de grains ronds.

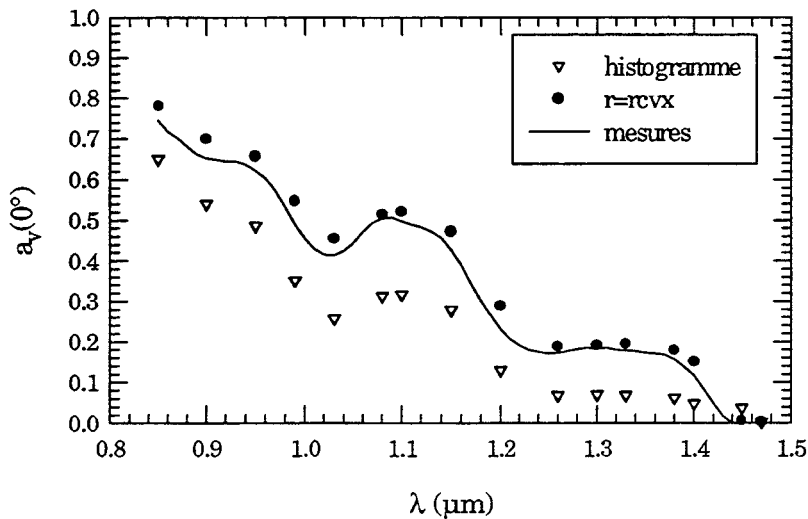


Figure 4.13 Réflectances mesurées et modélisées sur le domaine 0.8-1.5  $\mu\text{m}$ . Echantillon de grains ronds. Les tailles sont fournies par la digitalisation de l'échantillon (cf. Figure 4.12).

L'utilisation brute de l'histogramme ou du rayon convexe moyen ne permet pas de retrouver les valeurs expérimentales surtout pour ce qui est des faces planes. Nous allons donc essayer de trouver le rayon optique des sphères modélisées qui permette de retrouver les valeurs expérimentales. Ce travail qui consiste à "inverser" les mesures expérimentales pour en déduire un rayon optique (s'il existe), serait trop ardu avec une distribution en taille de particules.

#### 4.4.2 Introduction du rayon optique

Nous avons supposé que la réflectance hémisphérique-directionnelle de la neige pouvait être modélisée à partir de sphères de glace que nous prenons identiques. On cherche un rayon (le rayon optique) indépendant de la longueur d'onde, qui, une fois introduit dans le modèle, donne la même réflectance que la réflectance mesurée (Sergent, 1993 et 1995). Ce rayon optique peut être relié au rayon convexe moyen (Figure 4.14).

Nous avons choisi d'établir cette relation à 0.99  $\mu\text{m}$  car cette longueur d'onde nous permet de grouper les mesures obtenues sur les deux spectres (0.4-1  $\mu\text{m}$  et 0.8-1.5  $\mu\text{m}$ ). Nous avons moyenné les mesures sur les trois longueurs d'onde 0.98, 0.99 et 1  $\mu\text{m}$ , afin de "lisser" les possibles oscillations. Pour chaque réflectance mesurée à 0.99  $\mu\text{m}$  (chaque point correspond à un échantillon analysé), nous avons cherché le rayon optique correspondant à rentrer dans le modèle pour retrouver la réflectance mesurée.

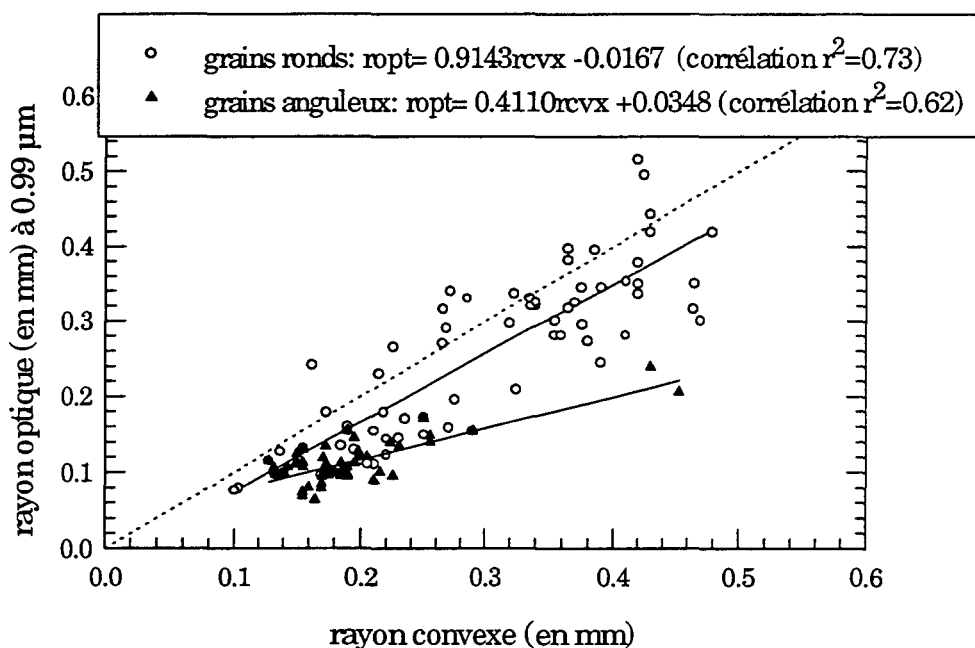


Figure 4.14 Relation rayon optique-rayon convexe établie à partir des mesures et du modèle adding/doubling à 0.99  $\mu\text{m}$  pour des grains sphériques et anguleux.

Les résultats de la Figure 4.14 concernent un peu plus d'une centaine d'échantillons. Par grains sphériques, on entend grains ronds et grains fins. La classe grains anguleux comprend les autres types de neige; neige fraîche, faces planes, gobelet. On se reportera à l'annexe 1 pour la description des différents

types de grains. La différence entre les rayons convexes et optiques est faible pour le cas de neige à grains ronds ou fins.

En ce qui concerne les grains anguleux, on pourrait expliquer l'écart entre les rayons convexes et optiques correspondant, par la nature même de la diffusion qui n'est pas la même pour une particule anguleuse et une sphère (chapitre 2, §2.6, Figure 2.7). Pour un même rapport surface/volume, une sphère réfléchit plus vers l'avant et moins vers les côtés qu'une particule irrégulière. La réflectance mesurée correspond à une visée perpendiculairement à la surface, ce qui pour une direction incidente rasante du flux correspond à un angle minimal de diffusion de  $90^\circ$ . Les angles de diffusion étant compris entre  $90$  et  $180^\circ$  (diffusion sur les côtés), la réflectance sera plus élevée avec une particule anguleuse. Pour retrouver cette même réflectance avec une sphère il faut une sphère de petite taille car celle-ci réfléchit plus sur les côtés qu'une sphère de grosse dimension. D'où un rayon optique (assimilé au rayon d'une sphère) beaucoup plus petit que le rayon convexe de la particule anguleuse.

#### 4.4.3 Résultats sur différents types de neige

Nous avons cherché le rayon qui, introduit dans le modèle adding/doubling, permettait de retrouver la réflectance mesurée et ce pour différents types de neige. Les résultats de cet ajustement fournissent les rayons optiques mentionnés sur la Figure 4.15.

Si on avait utilisé la relation de la Figure 4.14, on aurait obtenu des rayons optiques de  $45 \mu\text{m}$ ,  $94 \mu\text{m}$ ,  $106 \mu\text{m}$  et  $282 \mu\text{m}$  respectivement pour la neige fraîche, les faces planes, les grains fins et les grains ronds.

On voit ici la limite de la relation empirique qui donne des rayons optiques parfois très différents de ceux que nous avons déterminés directement à partir des quatre échantillons. Cette limite était déjà visible de par la dispersion des résultats sur la Figure 4.14. Cependant, la Figure 4.15 nous montre qu'il est possible de modéliser la réflectance hémisphérique directionnelle de la neige à partir de sphères.

Pour les exemples étudiés ici (Figure 4.15), l'accord mesures-modèle est très bon jusqu'à la longueur d'onde  $1.2 \mu\text{m}$ , au delà le modèle semble légèrement sous estimer la réflectance (en relatif de 1 à 5% sur les échantillons étudiés). Les origines possibles de cet écart seront discutées plus loin au paragraphe 4.5.

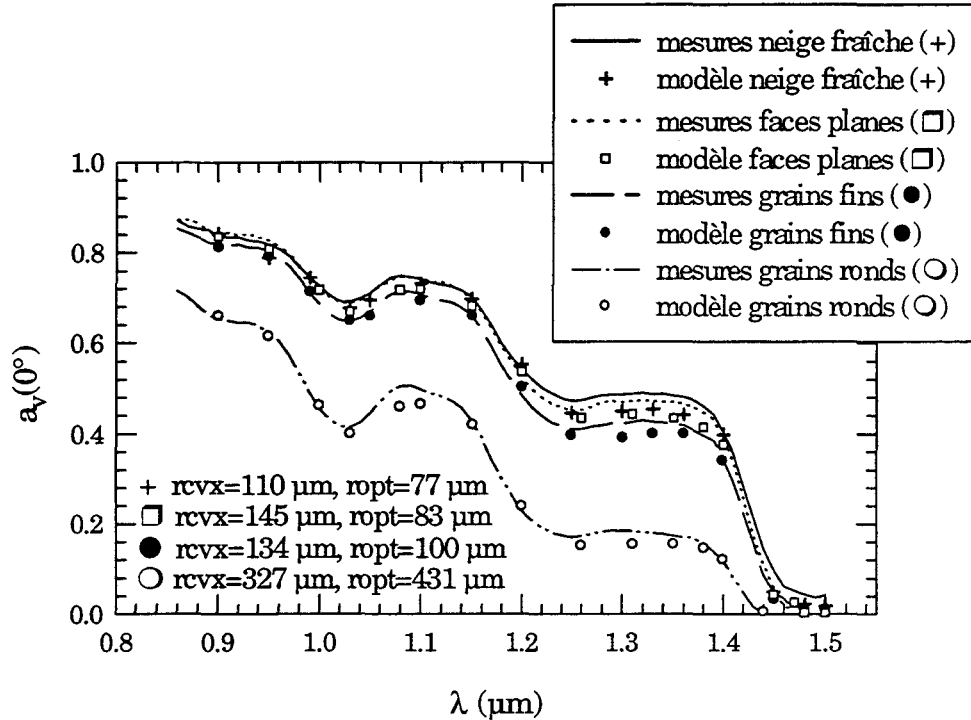


Figure 4.15 Réflectances mesurées et modélisées à partir du rayon optique sur le spectre 0.8-1.5  $\mu\text{m}$  pour différents types de neige.

#### 4.4.4 Résultats sur des échantillons stratifiés

Le manteau neigeux étant constitué de la superposition de couches de neige de compositions différentes, il nous a semblé intéressant de reproduire en laboratoire ce type de stratification. Ce travail a été effectué dans le cadre d'un stage de maîtrise dont j'ai eu la responsabilité (Guirado, 1996).

Sur le spectre considéré ici (de 0.8 à 1.5  $\mu\text{m}$ ), le rayonnement est absorbé dans les tous premiers centimètres et ne dépend essentiellement que de la neige de surface. Pour cette raison, nous avons fabriqué des échantillons de neige avec une couche superficielle d'épaisseur successivement de 1 puis 0.3 cm, la couche inférieure remplissant le reste du carottier. Nous présentons ici un extrait de l'ensemble des résultats obtenus lors de cette étude.

L'échantillon de neige est constitué d'une couche de neige de grains à faces planes au dessus d'une couche de grains ronds. On a fait varier l'épaisseur de la couche superficielle prise égale à 1 cm et 0.3 cm. On présente les résultats (mesures et modèle) pour cet échantillon et pour les deux échantillons



monocouches constitués des deux types de grains faces planes et grains ronds (Figure 4.16).

L'épaisseur optique de la couche de surface de l'échantillon bicouche est calculée selon la procédure décrite au chapitre 3 (§3.3). La masse volumique de la neige superficielle ( $\rho_{\text{neige}}$ ) est déterminée à partir de la monocouche constituée de cette même neige. Le rayon ( $r_{\text{ice}}$ ) est le rayon optique calculé à partir du rayon convexe de la neige de surface et de la relation établie Figure 4.14.

En diminuant l'épaisseur de la couche superficielle (de 1 à 0.3 cm) le rayonnement pénètre plus dans la couche inférieure et l'influence de cette dernière sur la réflectance est plus marquée. La courbe de réflectance de l'échantillon stratifié se rapproche de la courbe de l'échantillon monocouche constitué des grains de la couche inférieure (grains ronds).

L'écart entre les deux bicouches avec 0.3 et 1 cm est plus prononcé avec le modèle qui laisse pénétrer le rayonnement plus profondément dans la couche inférieure que dans la réalité. L'épaisseur optique modélisée semble être sous estimée pour les deux cas à 0.3 et 1 cm.

Les différences observées entre le modèle et les mesures au niveau de la réflectance de l'échantillon bicouche pourraient être dues à une mauvaise détermination de l'épaisseur optique. Celle-ci, de plus, est évaluée en partie (pour la masse volumique) à partir de données sur l'échantillon homogène formé des mêmes grains que ceux de sa surface. Or, entre ces deux mesures (monocouche et bicouche) la neige de surface a pu évoluer. Par exemple pour le cas d'une couche de surface de 0.3 cm, l'échantillon homogène est constitué de faces planes de rayon convexe moyen 145  $\mu\text{m}$  et la couche supérieure de l'échantillon stratifié de faces planes de rayon convexe moyen 160  $\mu\text{m}$ . L'épaisseur optique tient aussi compte de l'épaisseur physique de la couche superficielle et est fonction de son incertitude (mesure rendue difficile car portant sur quelques mm).

Cependant, les résultats sont corrects malgré les difficultés de caractérisation des grains et de mesure de l'épaisseur de la couche superficielle. Ils mettent en évidence l'influence de la stratification en surface entre 0 et 1 cm dans le proche et moyen infrarouge.

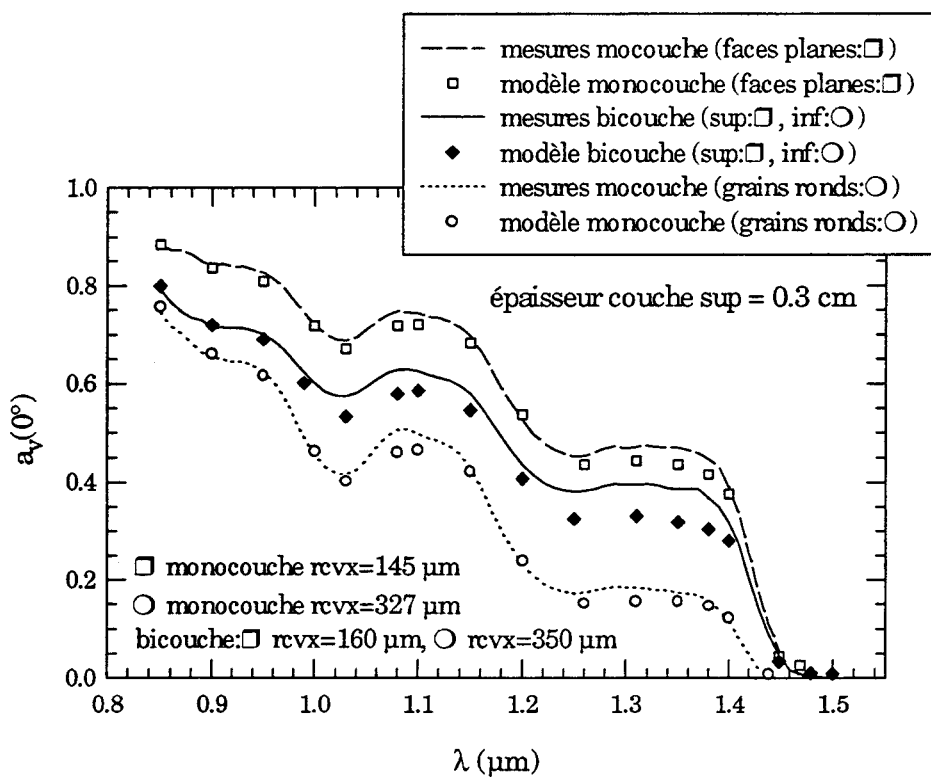
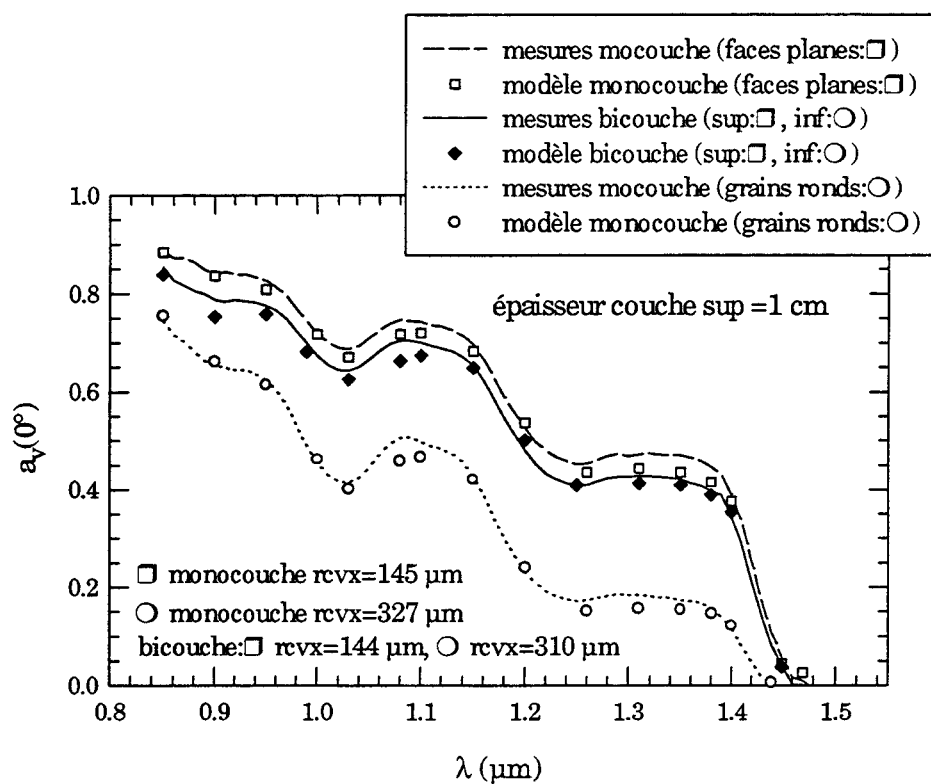


Figure 4.16 Réflectances mesurées et modélisées de l'échantillon stratifié et des échantillons monocouches. L'épaisseur de la couche supérieure vaut 1 cm puis 0.3 cm.

## 4.5 Discussion sur les différences mesures-modélisations

### 4.5.1 Incertitudes expérimentales

Elles sont essentiellement liées aux incertitudes sur les courbes d'étalonnage que nous avons déjà quantifiées (de 1 à 7%). Elles peuvent aussi être dues à l'hypothèse de semi-infinité du milieu qui n'est pas forcément assurée par le revêtement du carottier. C'est un point important car le modèle simule un milieu semi-infini. De plus, la réflectance de ce revêtement n'est pas totalement constante et indépendante de la longueur d'onde (Figure 4.3). Ces deux effets (semi-infinité et revêtement) ont pour conséquence une diminution de la réflectance mesurée par rapport à la réflectance vraie (absorption par les parois du carottier). On fera remarquer aussi que de par la position horizontale de l'échantillon, il peut y avoir apparition (cela a déjà été observé) d'un phénomène de guide d'onde entre le carottier et la neige qu'il contient et qui peut fausser les mesures.

A partir de 1.45  $\mu\text{m}$ , les mesures ne sont plus fiables car le flux rétrodiffusé par la neige est très faible et à peine supérieur au bruit sur la mesure.

### 4.5.2 Modélisations

Dans le visible, les écarts observés entre la modélisation et les mesures sont dus à une mauvaise connaissance des propriétés physiques et optiques du carbone suie qui sont des données essentielles pour le modèle de mélange glace-carbone suie.

Les désaccords entre les mesures et le modèle sont plus prononcés à partir de 1.2  $\mu\text{m}$  à l'approche des fortes bandes d'absorption de la glace. Mais c'est aussi pour ces longueurs d'onde que les incertitudes expérimentales atteignent 3% et plus. Dans le proche infrarouge et infrarouge, l'absorption est importante, la diffusion se rapproche de la diffusion primaire et l'influence de la forme de la fonction de phase des particules est déterminante. La fonction de phase peut être très différente selon le type de cristal étudié. L'effet de la forme des grains sur la réflectance n'est peut être pas suffisamment pris en compte dans la modélisation. La relation entre le rayon convexe et le rayon optique pour des grains anguleux

gobelets ...) qui pourtant ne diffusent pas de manière analogue le rayonnement. De plus, il n'est pas sûr qu'un seul paramètre de taille (le rayon optique) suffise pour décrire le comportement de grains irréguliers.

### 4.5.3 Incertitudes sur l'indice imaginaire de la glace

Dans ces régions de forte absorption, il faut tenir compte des incertitudes sur les indices imaginaires de la glace. Les valeurs de l'indice de réfraction de la glace que nous avons utilisées ont été tabulées par Warren (1984). Il s'agit d'une compilation des mesures effectuées par différents auteurs et qui s'étend de l'ultraviolet aux micro-ondes. Ces indices présentent des incertitudes dues aux difficultés expérimentales rencontrées pour les déterminer.

Warren précise que sur la gamme de longueur d'onde 1.4-2.8  $\mu\text{m}$ , les valeurs fournies sont imprécises d'un facteur deux et qu'autour de 1.45  $\mu\text{m}$  l'indice de la glace imaginaire est surestimé. Ces remarques vont dans le sens de nos observations à savoir des réflectances modélisées légèrement inférieures aux mesures. En effet, si l'indice imaginaire de la glace (et par conséquent son absorption) que l'on utilise dans les modèles est trop élevé, les réflectances modélisées sont trop faibles. Si on diminuait l'indice imaginaire de réfraction de la glace on obtiendrait des résultats plus proches des mesures.

Il existe une autre compilation des indices de la glace (Kou et al., 1994) mais uniquement sur le spectre 1.44-2.5  $\mu\text{m}$ . Le recouvrement avec notre intervalle de mesures est donc restreint (1.44-1.50  $\mu\text{m}$ ) et ne peut rien apporter étant données les incertitudes de mesures qui sont présentes en bout de spectre.

Nous avons cherché l'indice imaginaire ( $I_m$ ) de la glace qu'il fallait introduire dans le modèle pour retrouver quelques réflectances expérimentales à 1.4  $\mu\text{m}$ . Les échantillons étudiés sont ceux de la Figure 4.15.

Les indices à donner (Tableau 4.1) sont tout à fait raisonnables et rentrent dans la marge d'incertitude (50%) citée par Warren.

On voit ici que l'indice nécessaire pour retrouver les valeurs expérimentales et l'indice donné par Warren à 1.4  $\mu\text{m}$  sont du même ordre de grandeur (colonnes 2 et 3 du Tableau 4.1). Les écarts en pourcentage relatif entre ces deux indices sont inférieurs à l'incertitude sur la mesure à 1.4  $\mu\text{m}$  (environ 7%). On estimera donc que l'incertitude sur l'indice imaginaire de la glace est négligeable ici.

échantillon (ropt)	Im Warren réflectance	indice à donner Im réflectance	mesure
+ (77 $\mu\text{m}$ )	$1.98 \cdot 10^{-5}$ .3985	$1.93 \cdot 10^{-5}$ .4031	.4031
□ (83 $\mu\text{m}$ )	$1.98 \cdot 10^{-5}$ .3762	$1.93 \cdot 10^{-5}$ .3901	.3903
• (100 $\mu\text{m}$ )	$1.98 \cdot 10^{-5}$ .3404	$1.94 \cdot 10^{-5}$ .3440	.3442
○ (431 $\mu\text{m}$ )	$1.98 \cdot 10^{-5}$ .1221	$2.05 \cdot 10^{-5}$ .1178	.1179

Tableau 4.1 Indice imaginaire de la glace à utiliser dans le modèle pour retrouver les valeurs expérimentales à 1.4  $\mu\text{m}$ .

## 4.6 Conclusion

Dans le visible, sur les deux échantillons étudiés, nous avons vu qu'une modélisation grossière de l'effet de la pollution par un mélange externe composé de sphères de glace et de carbone suie suffisait à retrouver l'ordre de grandeur des valeurs expérimentales. Et ceci, sans avoir fait intervenir un quelconque ajustement. Ces résultats sont même surprenants compte tenu des faibles informations dont nous disposons sur les caractéristiques physiques et optiques du carbone suie et sur son mode d'incorporation dans la neige.

Dans le proche infrarouge, le rayon convexe ne permet pas de retrouver les valeurs expérimentales. En cherchant à ajuster le modèle aux mesures de réflectances hémisphériques-directionnelles, nous avons déterminé une sphère équivalente dont la taille est indépendante de la longueur d'onde (notion de rayon optique).

Les premiers résultats que nous avons obtenus sont très encourageants malgré des petites divergences avec les mesures pour les fortes bandes d'absorption de la glace qui semblent être dus aux incertitudes expérimentales (7%).

Il serait intéressant d'étudier plus en détails les effets de forme des particules sur la réflectance. Ces comparaisons demandent à être confirmées sur un plus grand nombre d'échantillons.

*Chapitre 5*

**Mesures terrain et  
modélisation**

## 5.1 Introduction

Dans le cadre d'une collaboration entre le C.E.N. (C. Sergent) et le L.O.A. (J.L. Deuzé, P. Goloub), des mesures terrain de la réflectance bidirectionnelle de la neige ont été effectuées les 11, 12 et 13 mars 1996 sur trois sites des Alpes.

En parallèle ont aussi eu lieu des prélèvements de neige en vue de la caractérisation des grains et de la teneur en carbone suie.

Les mesures se déroulant sur une journée beaucoup de données sont disponibles; nous avons sélectionné pour chaque jour et pour chaque site une mesure par ciel clair (la moins perturbée par les variations atmosphériques). Pour cela, nous avons tenu compte de l'épaisseur optique atmosphérique en fonction de l'heure (Figures 5.5-7), qui nous permet d'éliminer les passages nuageux.

Les sites et les conditions de mesure que nous avons sélectionnés pour notre étude sont répertoriés dans le Tableau 5.1.

site	date	heure (TU)	latitude	longitude	altitude (m)	$\theta_s$ (°)
Col de Porte	11 mars	14h42mn	45°16' N	5°42' E	1300	62.36
Col de Porte	11 mars	14h50mn	45°16' N	5°42' E	1300	63.47
Lautaret	12 mars	13h50mn	45°01' N	6°24' E	2020	55.74
Chamrousse	13 mars	11h26mn	45°11' N	5°51' E	2250	48.23

*Tableau 5.1 Caractéristiques des sites de mesure.*

La durée d'une mesure est d'environ 3 minutes.

L'angle solaire ( $\theta_s$ ) est calculé par un modèle astronomique (POSSOL) contenu dans le programme 6S (Tanré et al., 1986; Vermote et al., 1996).

Dans ce chapitre, nous donnerons les caractéristiques des trois instruments utilisés lors de cette campagne de mesure. Les valeurs mesurées de la taille des grains et du contenu en carbone suie de la neige prélevée sur le terrain seront présentées sous formes de Tableaux (5.3-5). Nous décrirons ensuite la modélisation des flux atmosphériques et de la réflectance polarisée de la neige. Les grains de neige seront assimilés soit à des sphères soit à des particules hexagonales. Les résultats sont décrits sous forme de courbes et on comparera les réflectances mesurées et modélisées.

## 5.2 Les instruments utilisés et leur étalonnage

### 5.2.1 Introduction

Les trois instruments (Cimel, Refpol et M.I.R.) ont été utilisés en parallèle pour avoir un ensemble de mesures atmosphériques et de données sur la neige le plus complet possible. Les instruments Refpol et M.I.R. mesurent tous les deux la réflectance de la neige, ce qui nous permettra entre autre de vérifier la fiabilité des mesures.

### 5.2.2 Instrument Cimel

L'appareil mesure des épaisseurs optiques atmosphériques totales (aérosols et moléculaires) à 0.45, 0.68, 0.87 et 1.02  $\mu\text{m}$ . Du fait de la diffusion moléculaire plus importante dans le visible, l'atténuation du rayonnement est plus forte pour la longueur d'onde 0.45  $\mu\text{m}$  que pour les trois autres. Les mesures effectuées dans le canal 1.02  $\mu\text{m}$  ne sont pas très fiables (effet de la température).

L'instrument positionné en "mode épaisseur optique" est étalonné par la technique des droites de Bouguer. Celle ci est applicable lorsque l'on dispose de mesures stables de transmission sur le soleil. Cette méthode permettait, dans le temps où les mesures n'étaient faites que depuis le sol, de déterminer la constante solaire (éclairage solaire hors atmosphère). On se placera à une longueur d'onde donnée (0.45, 0.68, 0.87 ou 1.02  $\mu\text{m}$ ). On note  $e^{-m\tau}$  la transmission directe atmosphérique avec  $m$  la masse d'air,  $m=1/\cos\theta_s$ ,  $\theta_s$  est l'angle solaire zénithal et  $\tau$  l'épaisseur optique atmosphérique totale. Si  $E$  est l'éclairage au sol et  $E_0$  la constante solaire pour la longueur d'onde considérée, on a la relation suivante:

$$E = E_0 e^{-m\tau} \quad (5.1)$$

Différentes mesures pour une variation de l'angle solaire font apparaître une dépendance linéaire entre  $\ln E$  et  $m$ :

$$\ln E = \ln E_0 - m\tau \quad (5.2)$$



La valeur extrapolée de  $\ln E$  en  $m=0$  correspond au cas d'une épaisseur optique nulle donc à la valeur de l'éclairement hors atmosphère,  $E_0$  (Figure 5.1). L'épaisseur optique est donnée par la pente de la droite d'équation (5.2).

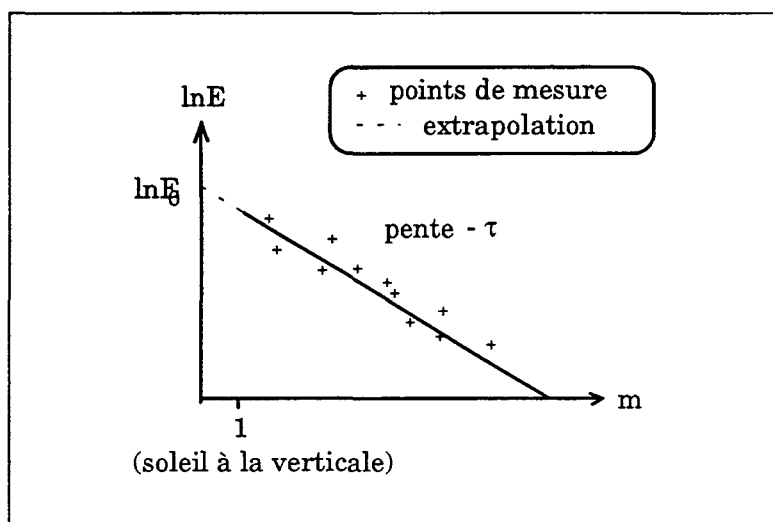


Figure 5.1 Illustration de la méthode de Bouguer.

L'étalonnage des quatre canaux de l'instrument Cimel est supposé linéaire, (coefficient d'étalonnage  $k$ ); on lit sur l'appareil une mesure en comptes numériques (CN) de l'éclairement  $E$  (soit  $E=kCN$ ); on extrapole à la valeur hors atmosphère  $E_0$  (soit  $kCN_0$ ); on trace la droite de Bouguer:

$$\ln CN = \ln CN_0 - m\tau \quad (5.3)$$

On en déduit la pente de la droite d'où la valeur de l'épaisseur optique pour le canal choisi.

La validité de la méthode est assurée à condition que l'atmosphère soit stable pendant la durée des mesures. L'étalonnage est meilleur lorsque l'on a un large domaine de variation de la masse d'air  $m$  et beaucoup de points de mesure. Une erreur sur  $CN_0$  se répercute directement sur la détermination de  $\tau$ . L'incertitude sur  $\tau$  peut être calculée lors de la régression linéaire. Dans notre étude, on a estimé qu'une imprécision de 1% sur  $CN_0$  entraînait une erreur absolue d'environ 0.01 en épaisseur optique ce qui est de l'ordre de grandeur des épaisseurs optiques vers 0.7, 0.8  $\mu\text{m}$ .

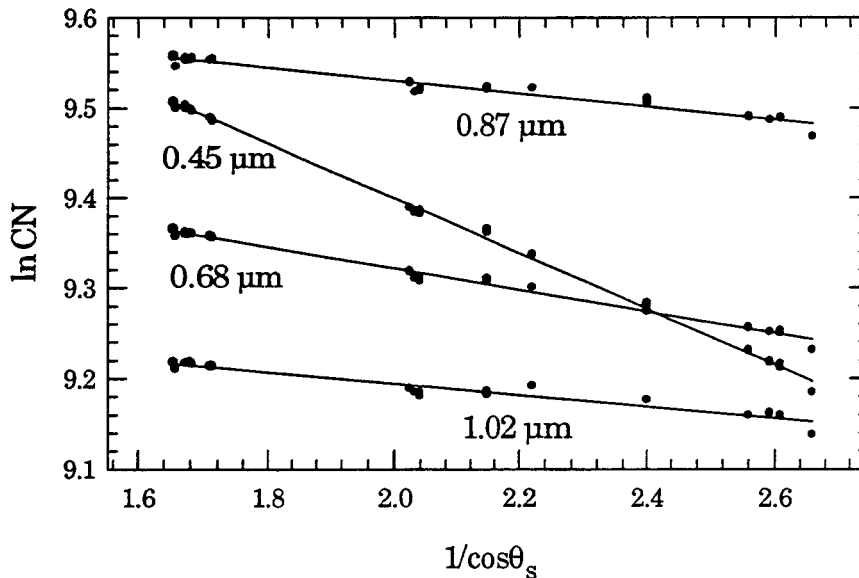


Figure 5.2 Courbe d'étalonnage de l'instrument Cimel (11 mars) et interpolation par une fonction linéaire.

### 5.2.3 Radiomètre Refpol

Le luminancemètre placé à environ 2 mètres du sol mesure le rayonnement polarisé et non polarisé renvoyé par le sol. Un étalonnage préalable en laboratoire de l'instrument nous a permis d'en déduire la réflectance polarisée de la neige.

Les mesures ont été effectuées dans le plan solaire. L'appareil balaie le plan pour des angles zénithaux compris entre  $-80^\circ$  à  $+80^\circ$  en effectuant deux passages consécutifs ( $\theta_v$  est négatif lorsque les segments soleil-sol et sol-instrument sont du même coté par rapport à la normale au sol). Quelques mesures dans le plan perpendiculaire au plan solaire ont aussi été faites.

L'angle d'ouverture de l'appareil est de  $6^\circ$ , ce qui pour une hauteur de 2 mètres correspond à un diamètre de la tâche visée au sol d'environ 0.14 m au nadir et d'environ 1 m pour une visée à  $50^\circ$ .

Le cycle de mesures se déroule de manière à ce que l'instrument vise la surface, puis mesure les luminances du ciel et vise à nouveau la surface lors d'un deuxième passage.

L'étalonnage de l'instrument porte sur les quatre canaux de l'instrument 0.45, 0.65, 0.85 et 1.65  $\mu\text{m}$ . Il est effectué en laboratoire à l'aide d'une sphère

d'intégration alimentée par une ou plusieurs lampes situées à l'intérieur. Une photodiode placée dans la sphère sert de référence, le constructeur donnant pour quelques valeurs de la photodiode les luminances spectrales correspondantes. Le luminancemètre placé devant l'ouverture de la sphère fournit des comptes numériques (CN).

Pour des raisons de commodité, on préfère travailler avec des réflectances dites équivalentes (ou luminances normalisées) définies comme étant le rapport du flux réfléchi par une surface quelconque et du flux solaire hors atmosphère perpendiculaire à la surface. Soit à une longueur d'onde:

$$\rho_e = \frac{\pi L}{E_0} \quad (5.4)$$

Où  $L$  est la luminance spectrale de la surface et  $E_0$  la constante solaire.

Dans le cas de notre étalonnage,  $L$  est connue grâce à la photodiode,  $\rho_e$  la luminance normalisée de la sphère est donc déterminée et associée à la valeur CN mesurée par le luminancemètre. On en déduit un coefficient d'étalonnage  $K_{rpol}$ .

$$K_{rpol} = \frac{\rho_e}{CN} \quad (5.5)$$

Les cause d'erreur sur l'étalonnage sont dues aux incertitudes du constructeur (estimées à 2%) sur la luminance de la sphère donnée par la photodiode, aux réflectances parasites (1 %) sur le luminancemètre lors de la mesure ...On estime que l'incertitude sur la mesure de la réflectance est comprise entre 5 et 10%.

#### 5.2.4 Radiomètre M.I.R.

L'appareil (Radiomètre Moyen Infrarouge) est aussi un luminancemètre que l'on place à la verticale de la surface et qui fournit la luminance renvoyée par le sol aux longueurs d'onde, 0.43, 0.65, 0.863 et 1.65  $\mu\text{m}$ .

L'angle d'ouverture de l'instrument est de 8°. Lorsqu'il est placé à une cinquantaine de centimètres au dessus de la surface, le diamètre de la tache au sol est d'environ 7 cm au nadir.

L'étalonnage de l'instrument a lieu sur le site de mesure à l'aide d'une plaque de référence de réflectance connue,  $\rho_{pl}$  supposée lambertienne.

On appellera  $K_{\text{mir}}$  le coefficient d'étalonnage de l'instrument. La mesure s'effectue aux quatre canaux 0.43, 0.65, 0.863 et 1.65  $\mu\text{m}$ .

#### 5.2.4 Bandes spectrales des appareils

Le Tableau 5.2 donne les caractéristiques spectrales des radiomètres Refpol et M.I.R. On note  $\lambda_c$  la longueur d'onde centrale du filtre et  $\Delta\lambda$  la largeur à mi-hauteur de la bande spectrale du filtre.

Refpol (nm)		M.I.R. (nm)	
$\lambda_c$	$\Delta\lambda$	$\lambda_c$	$\Delta\lambda$
453	32	443	18
652	35	666	20
850	37	870	40
1650	100	1650	100

Tableau 5.2 Bandes spectrales des appareils Refpol et M.I.R..

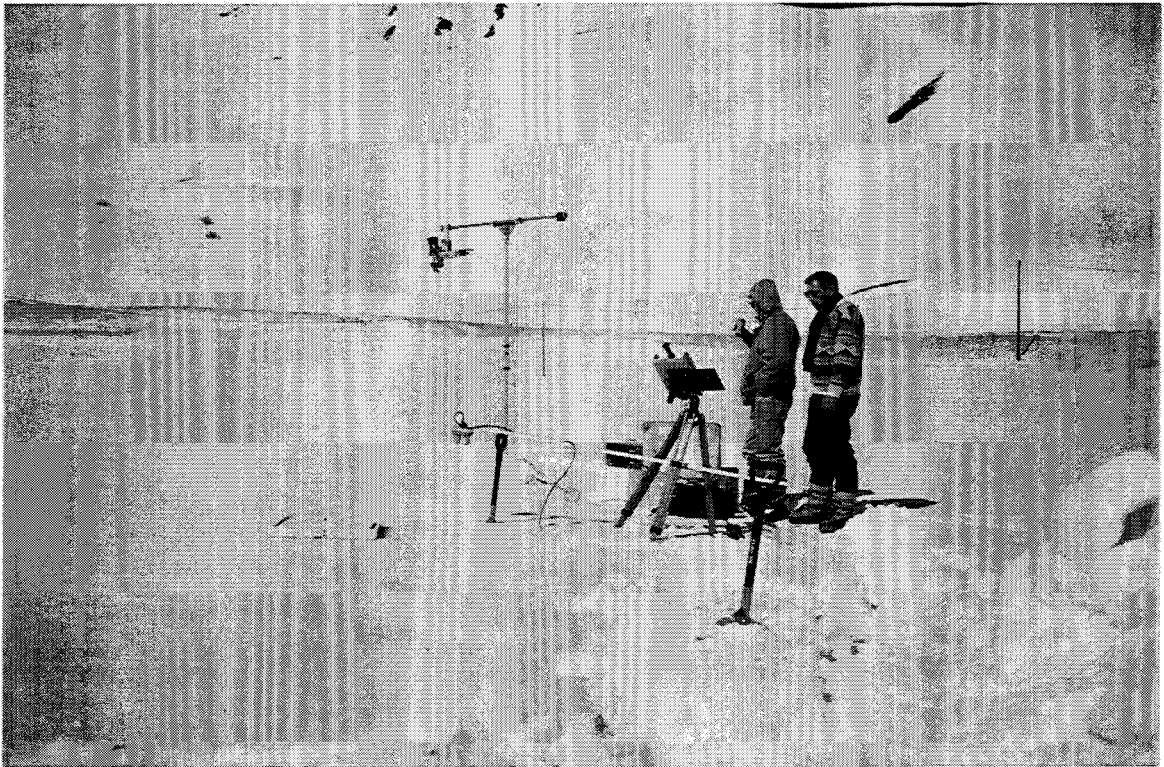


Figure 5.3 Instruments de mesure: M.I.R. en premier plan, Refpol au fond et Cimel au centre. Site du Lautaret, (photo C. Sergent).

## 5.3 Caractérisation microphysique de la neige

### 5.3.1 Introduction

Pour chacun des trois jours, le profil stratigraphique du manteau neigeux a été déterminé. Des échantillons de grains de neige ont été prélevés dans les différentes strates et enfermés dans des flacons d'isooctane afin de stopper leur métamorphisme. Après la prise d'images numériques et traitement de ces images au C.E.N., on peut associer à chaque strate du manteau neigeux une taille caractéristique, le rayon convexe moyen (rcvx). Pour plus de détails, on se reportera au chapitre 4, paragraphe 4.2.2. Des prélèvements de neige ont donné lieu à des analyses chimiques. Les filtrages en carbone suie ont été effectués au C.E.N. et envoyés au C.F.R. de Gif sur Yvette (chapitre 2, §2.4).

Parallèlement, des mesures de la réflectance hémisphérique-directionnelle d'échantillons homogènes de neiges issues des 3 sites ont été effectuées au C.E.N.. Ces mesures ne pourront nous servir dans cette étude, car sur le terrain, on détermine la réflectance bidirectionnelle de l'ensemble du manteau neigeux. Il aurait fallu réaliser des échantillons stratifiés en laboratoire. A 1.65  $\mu\text{m}$  (canal infrarouge de mesure de Refpol), des comparaisons avec les mesures en laboratoire auraient été possibles, le rayonnement étant absorbé au cours de sa traversée dans la couche superficielle, il n'est pas utile de fabriquer des échantillons stratifiés, mais les mesures en laboratoire s'arrêtent malheureusement à 1.5  $\mu\text{m}$ .

### 5.3.2 Profil stratigraphique des manteaux neigeux

Les symboles utilisés dans les tableaux qui suivent pour décrire le type de grains, on été introduits dans l'annexe 1.

Les différentes valeurs du contenu en carbone suie répertoriées dans les Tableaux 5.3-5 sont issues de prélèvements de neige effectués directement sur le terrain ou de prélèvements lors de manipulations en laboratoire (élaboration de carottiers) à partir de malles de neige prises sur les sites de mesure. La discussion sur le contenu en carbone suie sera abordée au paragraphe 5.3.3.

Pour les trois jours, la neige de la couche superficielles est issue des chutes des 8 et 9 mars.

Le 11 mars, l'augmentation avec le temps du rayon convexe moyen des grains de la surface s'explique par un grossissement des grains ronds dû à un réchauffement de la surface par le soleil (Tableau 5.3).

Les deux valeurs du contenu en carbone suie de la couche superficielle (Tableau 5.3) sont très différentes, l'une semble trop faible, l'autre trop élevée par rapport aux contenus habituellement rencontrés. Il y a peut être eu contamination de la neige lors de son séjour dans la malle. Mais quoiqu'il en soit; le facteur 17 entre les deux valeurs est difficilement explicable et montre bien la difficulté à déterminer une valeur fiable de la pollution utilisable pour les modèles.

Nous avons dans la suite estimé à 0.7 ppmw le contenu en carbone suie de la surface, valeur intermédiaire entre ces deux mesures extrêmes.

profondeur (cm)	type de grains	taille rcvx ( $\mu\text{m}$ ) flacons isooctane à 12h et 14h TU		carbone suie (ppmw)
surface 0	O	200	263	0.073 (in situ)
2				1.2 (malle)
2	O •	126	120	pas de mesure
4				
4	△ • /	128	pas de mesure	0.06 (malle)
23				0.011 (malle)

Tableau 5.3 Profil du manteau neigeux du Col de Porte (11 mars).

Le 11 mars, la teneur en carbone suie de la couche superficielle déterminée à partir des prélèvements "in situ" est inférieure à celle mesurée à partir de la neige contenue dans les malles. Pour le 12 mars (Tableau 5.4), c'est l'inverse qui se produit, la neige de la malle étant plus propre que celle directement prélevée pour l'analyse chimique. Dans la suite, la pollution sera prise égale à 0.485 ppmw car nous accordons plus de crédit à une mesure à partir d'un prélèvement direct effectué sur le terrain et cette valeur nous semble plausible (alors qu'une pollution de 0.07 ppmw pour le 11 mars ne l'était pas).

profondeur (cm)	type de grains	taille rcvx ( $\mu\text{m}$ ) flacons isoocane 10h30 et 14h00 TU		carbone suie (ppmw)
surface 0	$\square \bullet \circ$	139	134	0.485 (in situ) 0.168 (malle)
0.5	$— \circ \circ$	253	288	pas de mesure
1	$\wedge \bullet \bullet$	123	107	pas de mesure
6	$— \circ \circ$	pas de mesure	pas de mesure	pas de mesure
6.5	$\bullet \bullet \wedge$	pas de mesure	pas de mesure	0.05 (malle)
13.5				

Tableau 5.4 Profil du manteau neigeux du Col du Lautaret (12 mars).

Le symbole (—) indique la présence de croûtes de regel dans le manteau neigeux.

Le 13 mars, ne disposant que d'une seule mesure de pollution de la couche de surface, nous introduirons dans le modèle une valeur de 0.139 ppmw pour le contenu en carbone suie (Tableau 5.5).

Il faut noter que le champ de mesure à Chamrousse avait été piétiné par des skieurs et que la surface n'était plus lisse. Les mesures ont dû être influencées par ces traces (effet de relief).

Le symbole V est utilisé pour décrire le givre de surface au sommet du manteau neigeux.

profondeur (cm)	type de grains	taille rcvx ( $\mu\text{m}$ ) flacons isoctane 11h00 et 14h00 TU		carbone suie (ppmw)
surface 0	V □	141	163	0.139 (in situ)
0.5	— O O	164	pas de mesure	pas de mesure
2	••	136	pas de mesure	pas de mesure
8	• O	182	pas de mesure	pas de mesure
15	• Δ	151	pas de mesure	pas de mesure
40				

Tableau 5.5 Profil du manteau neigeux de Chamrousse (13 mars).

### 5.3.3 Mesure de la teneur en carbone suie

Les impuretés sont essentiellement concentrées dans les tous premiers millimètres de la surface. Plus le temps s'écoule entre deux chutes de neige et plus les impuretés se déposent sur le manteau neigeux par dépôt sec. Or, il est très difficile de prélever la neige en vue d'analyse chimique, sur une épaisseur aussi infime.

Nous avons évoqué au chapitre 2 (§2.4.3) les difficultés inhérentes à la mesure du contenu en carbone suie liées à sa grande inhomogénéité spatiale. On comprend dès lors, que les taux de pollution mesurés pour une même couche de neige (Tableaux 5.3-5) soient aussi disparates. Par ailleurs, les prélèvements de neige effectués directement pour l'analyse chimique et ceux destinés à être utilisés pour des mesures en laboratoire et enfermés dans les malles n'ont pas eu lieu au même endroit à quelques mètres près. De plus, il n'y a pas eu de prélèvements au niveau des surfaces visées par Refpol ou M.I.R. pour ne pas perturber la mesure, car les prélèvements devaient aussi être effectués environ aux mêmes heures que les mesures de réflectance.



Il n'est pas étonnant de constater que la pollution soit plus importante au Col de Porte et au Lautaret; cela est essentiellement dû à la présence de la route à proximité du site de mesures (d'où pollution par les véhicules). Le site de Chamrousse placé au milieu de la station de ski ne présente pas cet inconvénient, il est aussi plus élevé en altitude.

Dans la modélisation nous ne tiendrons compte que de la pollution de la couche superficielle car nous estimons que c'est elle qui a le plus d'impact sur la réflectance.

## 5.4 Modélisation

### 5.4.1 Introduction

Il s'agit ici de modéliser la luminance que reçoivent les radiomètres Refpol et M.I.R. visant la surface de neige. Pour cela on doit tenir compte de la présence de l'atmosphère le long du trajet soleil-sol (Figure 5.4). La réflectance propre de la surface (sans tenir compte de l'atmosphère) est déterminée par le code adding/doubling. On introduira la polarisation dans la modélisation pour comparer les résultats théoriques aux mesures de réflectances polarisées acquises par Refpol.

### 5.4.2 Détermination des flux atmosphériques

#### a) Introduction

La surface reçoit le flux solaire direct atténué par la traversée de l'atmosphère (que l'on appellera  $F_{dir}$ ) et le flux diffus provenant de la diffusion atmosphérique et des rétrodiffusions entre l'environnement de la cible et l'atmosphère (soit  $F_{diff}$  ce flux diffus total). Dans la modélisation, le flux exoatmosphérique ( $E_0$ ) que recevrait une surface perpendiculaire à la direction du faisceau est pris égal à  $\pi$ . En adoptant cette convention, les flux directs et diffus sont des nombres sans dimension (sinon ils s'exprimeraient en  $W.m^{-2}$ ).

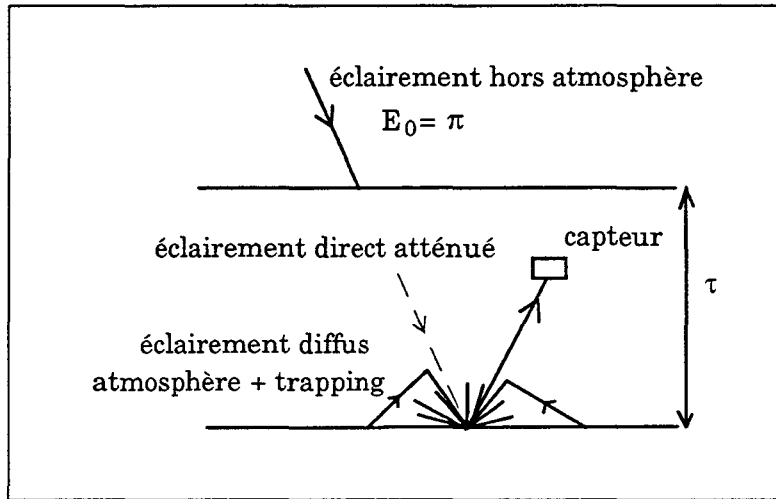


Figure 5.4 Rayonnement incident et réfléchi par la cible.

b) Flux direct

Il tient compte de l'atténuation du flux solaire direct par l'atmosphère. Si  $\tau$  est l'épaisseur optique atmosphérique totale et  $\theta_s$  ( $\mu_s = \cos\theta_s$ ) l'angle zénithal solaire, il s'écrit:

$$F_{\text{dir}} = \mu_s E_0 \exp - \left( \frac{\tau}{\mu_s} \right) \quad (5.6)$$

Les Figures 5.5-7 donnent les valeurs des épaisseurs optiques atmosphériques totales mesurées par l'instrument Cimel pendant les trois jours de mesure.

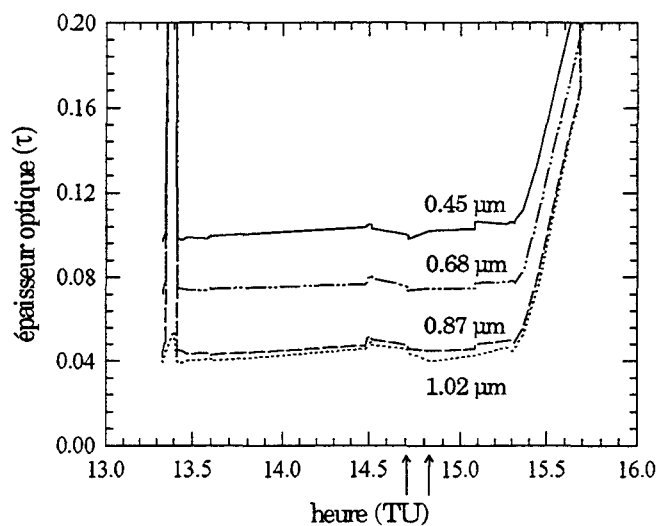


Figure 5.5 Epaisseurs optiques atmosphérique mesurées par l'instrument Cimel en fonction de l'heure pour la journée du 11 mars.

Les flèches sur les Figures 5.5-7 indiquent les heures sélectionnées pour effectuer les comparaisons modèle-mesures (cf. Tableau 5.1).

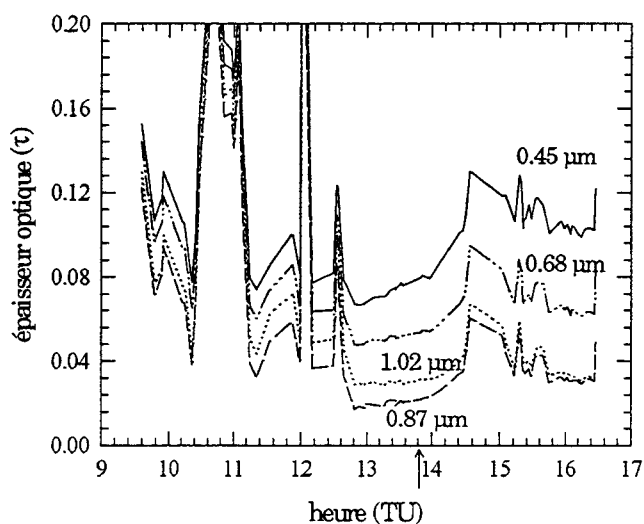


Figure 5.6 Epaisseurs optiques atmosphérique mesurées par l'instrument Cimel en fonction de l'heure pour la journée du 12 mars.

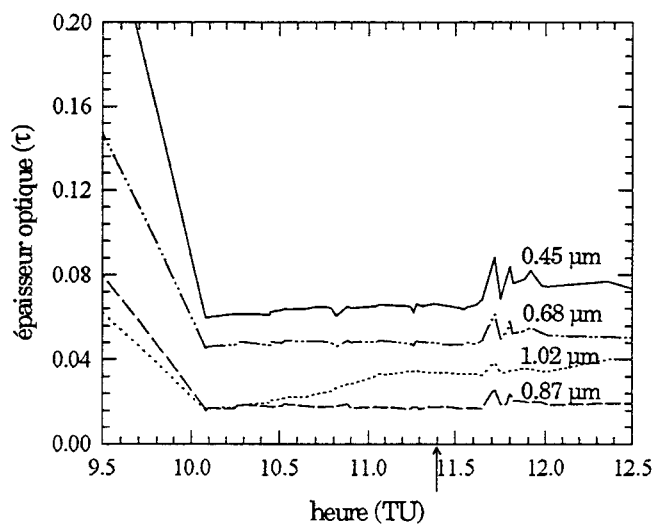


Figure 5.7 Epaisseurs optiques atmosphérique mesurées par l'instrument Cimel en fonction de l'heure pour la journée du 13 mars.

L'épaisseur optique totale comprend l'épaisseur moléculaire ( $\tau_{\text{mol}}$ ) et l'épaisseur aérosol ( $\tau_{\text{aéro}}$ ):

$$\tau = \tau_{\text{mol}} + \tau_{\text{aéro}} \quad (5.7)$$

*Épaisseur optique moléculaire*

On détermine les épaisseurs optiques moléculaires pour les quatre canaux de l'instrument Cimel et les quatre canaux de Refpol.

Si  $\tau_0$  est l'épaisseur optique moléculaire pour une altitude de 0 mètre (calculée par le modèle 6S, Tableau 5.6); h, l'altitude en kilomètres du site considéré (se rapporter au Tableau 5.1), alors, l'épaisseur optique moléculaire s'exprime par la relation:

$$\tau_{\text{mol}} = \tau_0 \exp\left(-\frac{h}{8}\right) \quad (5.8)$$

8 km est la hauteur d'échelle pour la troposphère et caractérise l'atténuation exponentielle de la pression à température constante.

$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	$\tau_0$
0.45	0.2157
0.65	0.0481
0.85	0.0163
1.65	0.0011

*Tableau 5.6 Épaisseurs optiques moléculaires à 0 mètre d'altitude pour les quatre canaux de mesure de Refpol.*

*Épaisseur optique aérosol*

A titre indicatif, le Tableau 5.7 donne l'épaisseur optique aérosol à la longueur d'onde 0.55  $\mu\text{m}$  pour les trois jours de mesure. L'épaisseur optique aérosol diminue fortement en fonction de l'altitude.

site	altitude (m)	$\tau_{\text{aéro}}$
Col de Porte	1300	0.049
Lautaret	2020	0.021
Chamrousse	2250	0.015

*Tableau 5.7 Épaisseurs optiques aérosol à la longueur d'onde 0.55  $\mu\text{m}$ .*

L'instrument Cimel mesure l'épaisseur optique totale (molécules et aérosols). Connaissant l'épaisseur optique moléculaire d'après (5.8), on en déduit l'épaisseur optique des aérosols aux longueurs d'onde 0.45, 0.68, 0.87, 1.02  $\mu\text{m}$ .

On interpole les valeurs des épaisseurs optiques aérosol connues pour les canaux 0.45, 0.68, 0.87 et 1.02  $\mu\text{m}$  aux canaux 0.45, 0.65, 0.85 et 1.65  $\mu\text{m}$  de Refpol à l'aide de la loi d'Angström. Soit  $\alpha$  le coefficient d'Angström:

$$\alpha = -\left(\frac{\ln\tau - \ln\tau'}{\ln\lambda - \ln\lambda'}\right) \quad (5.9)$$

avec  $\lambda=0.45 \mu\text{m}$  et  $\lambda'=0.87 \mu\text{m}$  (car la mesure n'est pas fiable à 1.02  $\mu\text{m}$ ).

et:

$$\frac{\tau(\lambda)}{\tau(\lambda')} = \left(\frac{\lambda}{\lambda'}\right)^{-\alpha} \quad (5.10)$$

A partir du coefficient  $\alpha$  et de l'épaisseur optique déterminée à la longueur d'onde  $\lambda$ , on en déduit l'épaisseur optique à la longueur d'onde  $\lambda'$  (équation (5.10)). Le coefficient  $\alpha$  (Tableau 5.8) a été calculé avec les épaisseurs optiques fournies par l'instrument Cimel aux deux longueurs d'ondes 0.45 et 0.87  $\mu\text{m}$  suivant l'équation (5.9).

site	$\alpha$
Col de Porte	1.1
Lautaret	1.96
Chamrousse	1.97

Tableau 5.8 Coefficients d'Angström pour les 3 sites de mesure.

### c) Flux diffus

Il est calculé par un programme basé sur la méthode des ordres successifs de diffusion, appelé O.S. (Deuzé, 1974; Deuzé et al., 1989). Il tient compte de la polarisation atmosphérique due à la diffusion Rayleigh par les molécules et à la diffusion de Mie par les aérosols. Il résout l'équation de transfert radiatif en décomposant la luminance selon les ordres de diffusion:

$$\tilde{L}(\tau, \mu, \phi) = \sum_{n=1}^{\infty} \tilde{L}^n(\tau, \mu, \phi) \quad (5.11)$$

$\tilde{L}^n$  est la luminance diffusée n fois. Le premier terme du développement (n=1) correspond à la diffusion primaire. Comme dans les méthodes adding/doubling et des ordonnées discrètes, la lumière est décomposée en série de Fourier de l'azimut et la fonction de phase en polynômes de Legendre. La boucle sur les ordres de diffusion est incluse dans celles sur les composantes de Fourier. Les entrées sont l'épaisseur optique totale, l'angle solaire et les angles de visée, la réflectance (supposée lambertienne) pour l'évaluation du terme de diffusion par l'environnement (trapping). Le résultat est la matrice de Stokes  $\tilde{L}^\downarrow$  descendante, d'où l'éclairement diffus:

$$F^\downarrow(\tau) = \int_0^1 \int_0^{2\pi} \mu L^\downarrow(\tau, \mu, \phi) d\mu d\phi \quad (5.12)$$

La méthode est adaptée au cas de luminances rapidement décroissantes lorsque l'ordre de diffusion augmente (épaisseurs optiques et diffusions faibles). Pour calculer le flux diffus atmosphérique, il faut se donner un modèle d'aérosols. Une loi de Junge modifiée a été retenue pour décrire la granulométrie des aérosols supposés sphériques (v est la pente de la loi avec  $v=3-\alpha$ )

$$\begin{aligned} N(r) &= 0 && \text{si } R < R_{\min} \\ N(r) &= R_0^v && \text{si } R_{\min} < R < R_0 \\ N(r) &= R^v && \text{si } R_0 < R < 100 \\ R_{\min} &= 0.005 \mu\text{m} \\ R_0 &= 0.01 \mu\text{m} \end{aligned} \quad (5.13)$$

On en déduit la fonction de phase des aérosols.

### 5.4.3 Expression de la luminance réfléchie

L'expression générale de la luminance réfléchie par le sol dans la direction du capteur est :

$$L^\uparrow(\mu_v, \phi_v) = \frac{\rho_b(\mu_s, \mu_v, \phi_s, \phi_v) F_{\text{dir}}}{\pi} + \frac{1}{\pi} \int_0^1 \int_0^{2\pi} \rho_b(\mu', \mu_v, \phi', \phi_v) L_{\text{ciel}}^\downarrow(\mu', \phi') \mu' d\mu' d\phi' \quad (5.14)$$

Où  $\rho_b$  est la réflectance bidirectionnelle propre de la surface.

Le premier terme de l'équation décrit la contribution du rayonnement direct et le second terme celle du rayonnement diffus.

Le deuxième terme de (5.14) nécessite de connaître tous les termes  $\rho_b(\mu', \mu_v, \phi', \phi_v)$  et de les intégrer sur les directions incidentes. C'est pourquoi nous avons fait l'approximation que la luminance descendante était isotrope, c'est à dire:  $L_{ciel}^\downarrow(\mu', \phi') = L_0$ . Cette approximation est meilleure dans le visible du fait de la forte diffusion atmosphérique, elle est plus discutable dans l'infrarouge. Nous reviendrons sur ce point au paragraphe 5.5.3. Si de plus, on fait l'hypothèse seulement dans le deuxième membre que la réflectance bidirectionnelle est indépendante de l'azimut (on suppose le sol lisse), alors (5.14) s'écrit plus simplement:

$$L^\uparrow(\mu_v, \phi_v) = \frac{\rho_b(\mu_s, \mu_v, \phi_s, \phi_v) F_{dir}}{\pi} + \frac{1}{\pi} a_v(\mu_v) F_{diff} \quad (5.15)$$

où

$$a_v(\mu_v) = 2 \int_0^1 \rho_b(\mu', \mu_v) \mu' d\mu' \quad (5.16)$$

$a_v$  est la réflectance hémisphérique directionnelle et  $F_{diff} = \pi L_0$  est le flux diffus supposé isotrope.

Dans notre modélisation,  $\rho_b$  et  $a_v$  sont calculés par le code adding/doubling, pour un rayon convexe donné et à la longueur d'onde centrale de la mesure.  $F_{dir}$  et  $F_{diff}$  seront déterminés par le modèle atmosphérique (O.S.) décrit au paragraphe précédent.

Dans le cas du radiomètre M.I.R. il faut déterminer théoriquement le coefficient d'étalonnage  $K_{mir}$ . La luminance au dessus de la plaque de référence a pour expression à une longueur d'onde donnée, d'après (5.4) et l'hypothèse d'un flux diffus isotrope:

$$L_{pl}^\uparrow = \frac{1}{\pi} \rho_{pl} (F_{dir} + F_{diff}) \quad (5.17)$$

La plaque étant quasi lambertienne, les réflectances bidirectionnelles et directionnelles sont égales à  $\rho_{pl}$ .

Connaissant la réflectance de la surface étalon et après modélisation des flux direct et diffus, on relie la valeur du compte numérique (CN) à la luminance modélisée (5.17), par:

$$K_{MIR} = \frac{L_{pl}^\uparrow}{CN} \quad (5.18)$$

Le M.I.R. visant maintenant une surface quelconque, l'équation (5.18) fournit la luminance mesurée à comparer à la luminance modélisée donnée par l'équation (5.15). En réalité, on travaillera plutôt avec les réflectances équivalentes définies précédemment (équation (5.4), §5.2.2).

Il est à noter que si la surface visée est lambertienne, le rapport des luminances mesurées (en CN) de la surface et de la plaque est égale au rapport des réflectances, on obtient directement la réflectance propre de la surface.

#### 5.4.4 Prise en compte de la polarisation

En tenant compte de la polarisation, le rayonnement réfléchi s'exprime en terme de matrices:

$$\begin{pmatrix} L^\uparrow \\ Q^\uparrow \\ U^\uparrow \\ V^\uparrow \end{pmatrix} = \frac{1}{\pi} \left[ \begin{pmatrix} \rho_{11} & \rho_{12} & \rho_{13} & \rho_{14} \\ \rho_{21} & \rho_{22} & \rho_{23} & \rho_{24} \\ \rho_{31} & \rho_{32} & \rho_{33} & \rho_{34} \\ \rho_{41} & \rho_{42} & \rho_{43} & \rho_{44} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} F_{\text{dir}} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} a_v F_{\text{diff}} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \right] \quad (5.19)$$

Pour alléger l'écriture on omet les directions du soleil et de la visée.

En réalité, le flux diffus descendant (deuxième terme de (5.19)) est aussi polarisé du fait de la diffusion atmosphérique. On fera l'approximation que le flux diffus réfléchi par la neige est non polarisé.

En introduisant les réflectances équivalentes, la réflectance polarisée de la neige s'écrit:

$$\rho_{\text{epol}} = \frac{Q^\uparrow}{\mu_s} \quad (5.20)$$

et la réflectance équivalente:

$$\rho_e = \frac{L^\uparrow}{\mu_s} \quad (5.21)$$

Puisque par convention  $E_0 = \pi$ .

$L^\uparrow$  et  $Q^\uparrow$  sont déterminés par l'équation (5.19).



## 5.5 Présentation des comparaisons mesures-modèle

### 5.5.1 Introduction

Les luminances réfléchies mesurées par Refpol, pour les journées du 11, 12 et 13 mars ont été effectuées dans le plan solaire (Figure 5.8) qui est déterminé par la direction solaire et la normale à la surface. Ce qui correspond à une différence azimutale ( $d\phi$ ) entre la direction incidente et la direction de visée soit nulle, soit égale à  $180^\circ$ .

Pour la journée du 11 mars, nous disposons en plus d'une mesure dans le plan perpendiculaire à la direction solaire incidente (Figure 5.9) effectuée à 14h50 (TU) peu après la mesure dans le plan solaire (14h42).

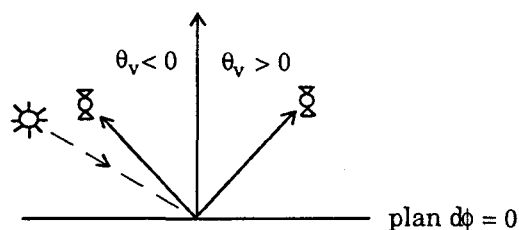


Figure 5.8 Description des mesures dans le plan solaire.

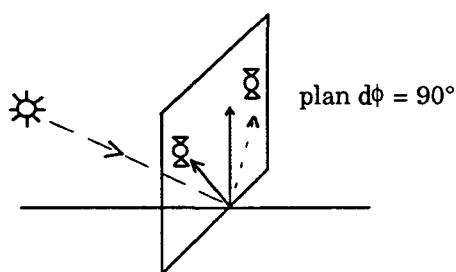


Figure 5.9 Description des mesures dans le plan perpendiculaire à la direction solaire.

Le reflectancemètre Refpol effectue deux passages successifs au dessus de la surface. On se propose ici de comparer ces valeurs expérimentales aux luminances calculées par le modèle dans les quatre canaux  $0.45$ ,  $0.65$ ,  $0.85$  et  $1.65 \mu\text{m}$ .

Concernant les résultats présentés dans ce chapitre, nous appellerons "réflectance" la luminance normalisée (ou réflectance équivalente, équation (5.4)).

L'épaisseur optique des différentes strates du manteau neigeux est déterminée à partir du profil stratigraphique et du nombre de particules par unité de volume présentes dans chaque couche. La valeur de ce nombre est fonction de la masse volumique de la neige (cf. chapitre 3, §3.3.2). Or, il n'y a pas eu sur les sites de mesure des masses volumiques (épaisseur des couches souvent trop fine pour y introduire un carottier de mesure). La masse volumique de la neige a donc été grossièrement évaluée à partir du type de grains qui la composent (grains ronds, fins, neige fraîche ...) et des ordres de grandeurs connus pour chacun de ces types (Danielou, 1991).

Dans le visible, la pollution sera modélisée selon la procédure décrite au chapitre 2, paragraphe 2.4.4, avec un mélange externe glace-carbone suie puisque c'est celui qui donnait de bons résultats dans le cadre des comparaisons avec les mesures en laboratoire (chapitre 4).

Aux longueurs d'onde 0.45 et 0.65, on modélise la neige par des sphères dont le rayon est donné par la mesure du rayon convexe moyen ( $r_{cvx}$ ) déterminé au C.E.N. (Tableaux 5.3-5.5).

Aux longueurs d'onde 0.85 et 1.65  $\mu\text{m}$ , l'effet de la taille et de la forme doit être introduit dans le modèle et nous avons calculé le rayon optique correspondant au rayon convexe mesuré. Pour cela on fait appel aux relations déterminées au chapitre 4 pour des grains sphériques et anguleux (chapitre 4, Figure 4.14). Les grains de la couche supérieure sont considérés comme sphériques pour la journée du 11 mars et anguleux pour les deux autres jours (cf. Tableaux 5.3-5).

On rappelle que ces deux relations ont été établies à partir de mesures de réflectances hémisphériques-directionnelles ( $a_v(0^\circ)$ ) effectuées à 0.99  $\mu\text{m}$  sur différents types de neige et ne sont donc peut être pas directement applicables au cas de la réflectance bidirectionnelle.

Dans le moyen infrarouge (1.65  $\mu\text{m}$ ), seule la couche superficielle du manteau neigeux intervient dans la modélisation, car le rayonnement lors de sa traversée est absorbé dans les tous premiers centimètres.

Nous avons utilisé, en plus des sphères, des particules hexagonales, aléatoirement orientées dans l'espace, pour modéliser la réflectance et la réflectance polarisée à cette longueur d'onde. On aurait pu introduire ce type de particules pour modéliser la réflectance aux autres longueurs d'onde mais c'est

surtout à 1.65  $\mu\text{m}$  que l'effet de la forme des particules joue sur la réflectance (cf. notre étude au chapitre 3, §3.5).

Si l'on désire étendre cette analyse aux autres longueurs d'onde, il faut considérer tout le profil vertical du manteau neigeux (alors qu'à 1.65  $\mu\text{m}$ , du fait de l'absorption, seule la surface est concernée) et introduire dans chaque strate un type de particules hexagonales. Il est à noter que l'utilisation du code ray-tracing pour calculer les paramètres de diffusion d'un cristal donné, requiert des moyens informatiques très importants. En se plaçant à une longueur d'onde et en tenant compte de la polarisation, le code a besoin de deux jours de calcul avant de fournir un résultat sur les ordinateurs dont nous pouvons disposer!!

Tous les cristaux hexagonaux ont le même rapport surface/volume que celui d'une sphère caractérisée par le rayon convexe donné par la digitalisation de l'échantillon. On note  $c$  le rayon de la base et  $L$  la hauteur de la colonne hexagonale.

Pour les trois jours, les dimensions des colonnes sont telles que  $c/L=10$  et  $c/L=0.1$  pour les plaquettes. Nous nous sommes limités à ces particules car il existe une infinité de colonnes ou de plaquettes ayant le même rapport surface/volume.

Pour les trois journées de mesure, on émettra des réserves concernant les mesures au delà de  $|\theta_v|=60^\circ$  car la mesure est perturbée par l'environnement (diffusions du rayonnement direct par les forêts ou sommets avoisinant).

Nous avons aussi travaillé sur les mesures M.I.R. qui viennent en complément des mesures Refpol. Elles sont effectuées dans une direction de visée perpendiculaire à la surface ( $\theta_v=0$ ) pour les quatre canaux 0.43, 0.65, 0.863 et 1.65  $\mu\text{m}$ . Nous avons sélectionné les mesures qui ont eu lieu simultanément avec les mesures Refpol (mêmes heures de mesure). Ainsi, les flux atmosphériques modélisés sont identiques pour les deux instruments Refpol et M.I.R. On comparera entre elles les mesures fournies par les deux appareils, à condition de sélectionner les mesures Refpol pour des petits angles de visée (quelques degrés). De plus, on supposera que les canaux de Refpol sont les mêmes que ceux du radiomètre M.I.R. (Tableau 5.2).

Comme pour notre étude avec Refpol, pour modéliser les données M.I.R. à 0.43 et 0.65  $\mu\text{m}$ , on introduira des sphères de rayon égal au rayon convexe et pour le canal 0.863, le rayon sera le rayon optique. A 1.65  $\mu\text{m}$ , on présentera les résultats pour des particules hexagonales.

### 5.5.2 Données d'entrée du modèle adding/doubling

Le Tableau 5.9 récapitule les principales caractéristiques associées aux trois jours de mesure. Les valeurs limites des angles de diffusion ( $\Theta$ ) sont calculées en fonction de l'angle solaire de la mesure, la visée s'effectuant de  $-80$  à  $+80^\circ$ .

jour heure	$\Theta$ ( $^\circ$ )	colonne ( $\mu\text{m}$ )	plaquette ( $\mu\text{m}$ )	sphères ( $\mu\text{m}$ )
11 mars 14h42	de 38 à 180	c=211 L=2110	c=1080 L=108	rcvx=263 ropt=224
11 mars 14h50	de 94 à 116	c=211 L=2110	c=1080 L=108	rcvx=263 ropt=224
12 mars 13h50	de 45 à 180	c=108 L=1080	c=125.5 L=251	rcvx=134 ropt=90
13 mars 11h26	de 52 à 180	c=113 L=1130	c=132 L=264	rcvx=141 ropt=93

Tableau 5.9 Données d'entrée du modèle pour les trois jours de mesure.

### 5.5.3 Valeurs des flux atmosphériques

Pour chaque jour et pour chacun des quatre canaux de mesure de Refpol, nous avons modélisé les flux directs ( $F_{\text{dir}}$ ) et diffus ( $F_{\text{diff}}$ ) atmosphériques associés (cf. 5.4.2) qui interviennent dans la détermination de la réflectance équivalente.

Les résultats sont présentés dans les Tableaux 5.11-14. Le flux direct augmente avec la longueur d'onde puisque c'est une fonction exponentiellement décroissante de l'épaisseur optique atmosphérique et que celle-ci décroît avec la longueur d'onde. L'épaisseur optique moléculaire est maximale dans le visible du fait de la diffusion Rayleigh.

Le flux diffus, lui, diminue avec la longueur d'onde du fait de la diminution de la diffusion atmosphérique et aérosol et de la réflectance du sol.

Pour évaluer le flux diffus à partir des O.S., il faut connaître la réflectance de la neige (supposée lambertienne ici). Nous avons assimilé cette quantité à la réflectance hémisphérique déterminée par le code adding/doubling à partir de des sphères.

Le 11 mars, le flux direct calculé pour un soleil tel que  $\theta_s=63.47^\circ$  doit être inférieur à celui calculé pour  $\theta_s=62.36^\circ$ , car l'atténuation atmosphérique est plus importante dans le premier cas

$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	$F_{\text{dir}}$	$F_{\text{diff}}$
0.45	.7922	.57
0.65	1.11	.30
0.85	1.27	.17
1.65	1.38	.06

Tableau 5.10 Flux directs et diffus pour la journée du 11 mars à 14h42 ( $\theta_s=62.36^\circ$ ).

$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	$F_{\text{dir}}$	$F_{\text{diff}}$
0.45	1.14	.61
0.65	1.49	.28
0.85	1.66	.11
1.65	1.75	.017

Tableau 5.11 Flux directs et diffus pour la journée du 12 mars ( $\theta_s=55.74^\circ$ ).

$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	$F_{\text{dir}}$	$F_{\text{diff}}$
0.45	1.48	.65
0.65	1.83	.28
0.85	2.00	.10
1.65	2.07	.015

Tableau 5.12 Flux directs et diffus pour la journée du 13 mars ( $\theta_s=48.23^\circ$ ).

$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	$F_{\text{dir}}$	$F_{\text{diff}}$
0.45	.7450	.56
0.65	1.07	.30
0.85	1.22	.17
1.65	1.33	.059

Tableau 5.13 Flux directs et diffus pour la journée du 11 mars à 14h50 ( $\theta_s=63.47^\circ$ ).

## 5.6 Résultats en réflectance

### 5.6.1 Réflectance Refpol: cas des sphères

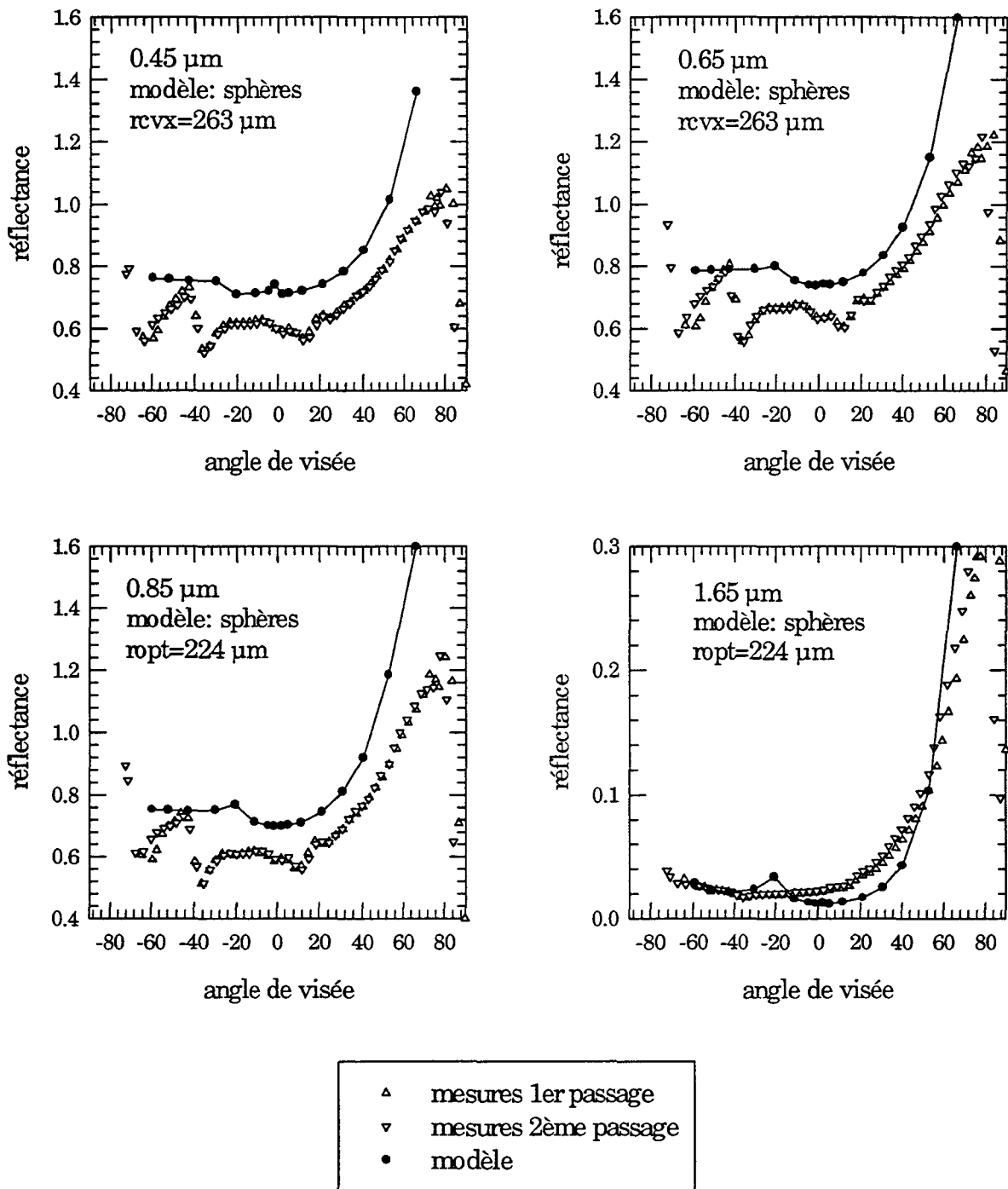
#### a) Dans le plan solaire

Les résultats pour les trois canaux 0.45, 0.65 et 0.85  $\mu\text{m}$  et pour les trois jours de mesure sont représentés sur les Figures 5.10, 5.11 et 5.12. A toutes ces longueurs d'onde, les réflectances mesurées et modélisées augmentent avec la diffusion avant (grands angles de visée) du fait du caractère anisotrope de la diffusion de la neige. La diffusion sur les cotés (ni vers l'avant, ni vers l'arrière, c'est à dire pour les petites valeurs de  $|\theta_v|$ ) est moins grande.

On remarque que sur tous les graphes, les courbes expérimentales présentent une valeur minimale de la réflectance autour de  $|\theta_v|=\theta_s$  qui est due à l'ombre du réflectancemètre puisque celui-ci se trouve presque aligné avec la direction solaire, perturbant ainsi la mesure. Pour le 11 mars à 14h42, cette mesure se situe autour de  $\theta_v=-62.36^\circ$  et autour de  $\theta_v=-63.47^\circ$  à 14h50. Le 12 mars, on la retrouve pour des angles proches de  $\theta_v=-55.74^\circ$  et le 13 mars autour  $\theta_v=-48.23^\circ$ .

A 0.45, 0.65 et 0.85  $\mu\text{m}$ , les valeurs modélisées sont systématiquement supérieures aux mesures, en moyenne, de l'ordre de 18% supérieures pour le 11 mars, 10% pour le 12 mars et 20% pour le 13 mars. Ce sont des valeurs moyennes, car les écarts modèle-mesures varient selon les angles de visée.

Dans le visible, les erreurs de modélisation sont sans doute influencées par une mauvaise estimation du mélange glace-carbone suie (à la fois due à la mesure et au modèle) et à la non prise en compte des effets de la topographie sur la réflectance modélisée (topographie non mesurée sur le terrain). Le rôle de la taille des grains sur la réflectance ne joue pas pour cette gamme de longueurs d'onde. On remarquera que les 11, 12 et 13 mars, les réflectances mesurées et calculées à 0.65  $\mu\text{m}$  sont souvent du même ordre de grandeur et parfois même supérieures aux réflectances à 0.45  $\mu\text{m}$ . Le 11 mars, les réflectances à 0.85  $\mu\text{m}$  sont analogues à celles mesurées à 0.45  $\mu\text{m}$ . On verra au paragraphe 5.8 que la pollution a pour effet d'atténuer les contrastes entre les longueurs d'onde 0.45, 0.65, et 0.85  $\mu\text{m}$ .



11 mars à 14h42 (Col de Porte)

Figure 5.10 Réflectance bidirectionnelle mesurée et modélisée dans le plan solaire, avec des sphères. Journée du 11 mars ( $\theta_s=62.36^\circ$ ). L'arc en ciel est observé autour de  $\theta_v=-20^\circ$ .

A  $0.85 \mu\text{m}$ , l'effet de la pollution, pour des concentrations en carbone suie inférieures à 1 ppmw, est beaucoup moins fort que dans le visible et celui de la taille pas encore très marqué, on aurait pu par conséquent s'attendre à un meilleur accord modèle-mesures. Ce point sera discuté plus en détails au paragraphe 5.8.

A  $1.65 \mu\text{m}$ , la réflectance est très faible de l'ordre de quelques centièmes pour les directions de visée proches de la normale à la surface. On notera le changement d'échelle par rapport aux graphes à  $0.45$ ,  $0.65$  et  $1.65 \mu\text{m}$ .

En relatif, l'écart avec les mesures est plus prononcé que pour les trois autres canaux. Il se situe autour de 39% le 11 mars, 27% le 12 mars et 30% le 13 mars, bien qu'en absolu la différence ne soit que de quelques pourcents.

Le désaccord est maximal autour de l'angle de visée correspondant au pic de l'arc en ciel (diffusion proche de  $135^\circ$ ). Ce pic apparaît dans la modélisation lorsque l'on fait appel à des sphères, il n'apparaît pas du tout dans les mesures, même pour le cas du 11 mars où les grains de la surface étaient plutôt sphériques. Pour ce jour, le pic est associé à l'angle de visée  $\theta_v = -20^\circ$ , le 12 mars, à  $\theta_v = -9^\circ$  et le 13 mars à  $\theta_v = -1^\circ$ . Pour ces angles, l'écart relatif modèle-mesure vaut respectivement pour les 11, 12 et 13 mars: 55, 58 et 28 % à cette longueur d'onde.

Nous avons déjà évoqué cet effet d'arc au chapitre 2, paragraphe 2.6, avec le tracé de la fonction de phase des différents types de particules (Figure 2.7).

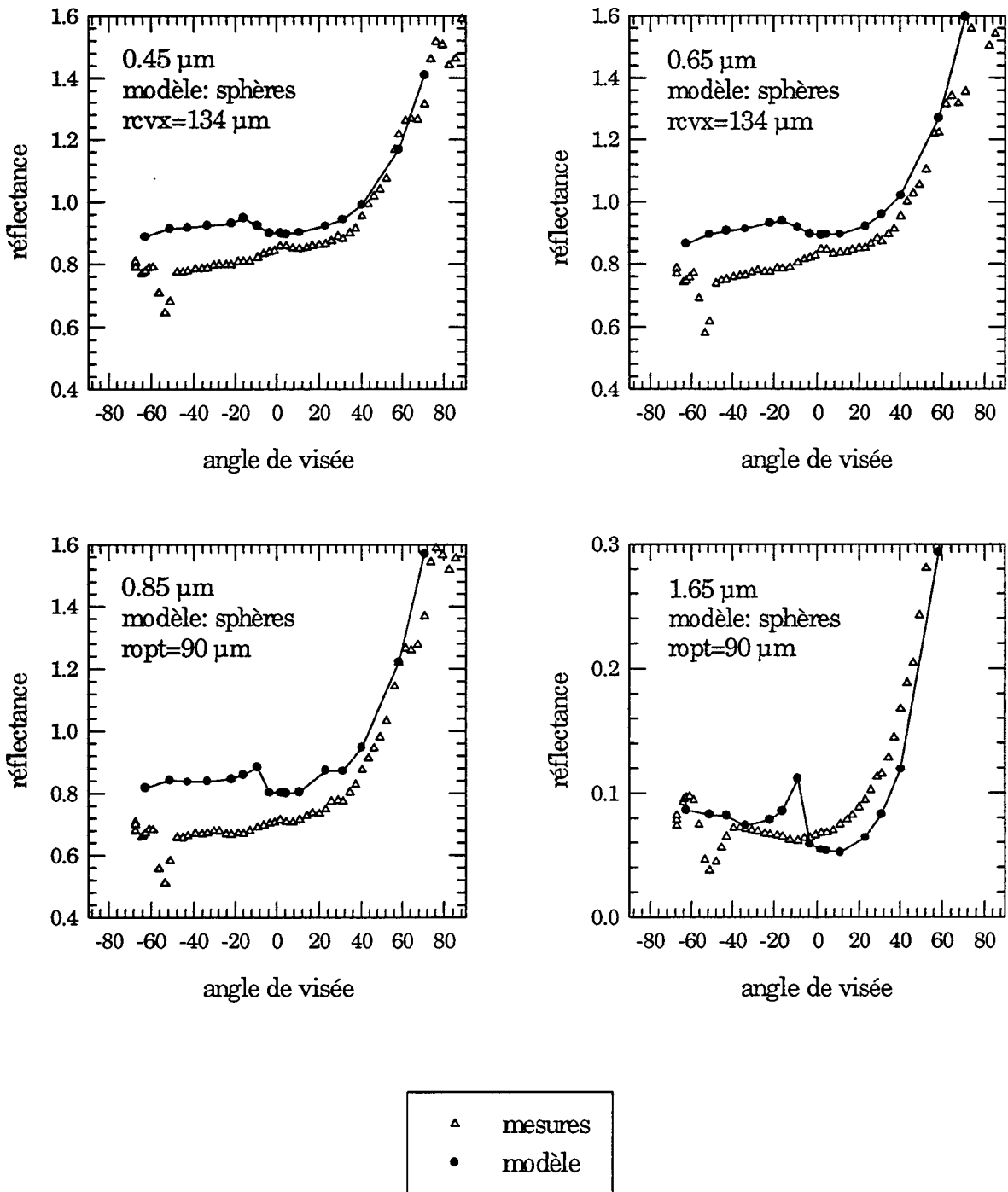
De manière générale, dans le moyen infrarouge, on n'arrive pas à reproduire de façon satisfaisante l'allure de la courbe de réflectance avec des sphères. Les simulations du modèle sont tantôt au dessus des points expérimentaux, tantôt au dessous.

Toujours à  $1.65 \mu\text{m}$ , il faudrait un rayon optique variant avec l'angle de visée pour reproduire l'allure de la réflectance mesurée.

Le désaccord modèle-mesure ne peut être attribué à une mauvaise modélisation des effets atmosphériques puisque ceux ci sont beaucoup moins marqués dans l'infrarouge que dans le visible (cf. Tableaux 5.10-13). Il faut donc chercher une cause en relation avec la taille optique et la forme des grains de neige qui sont deux paramètres très influents à ces longueurs d'onde.

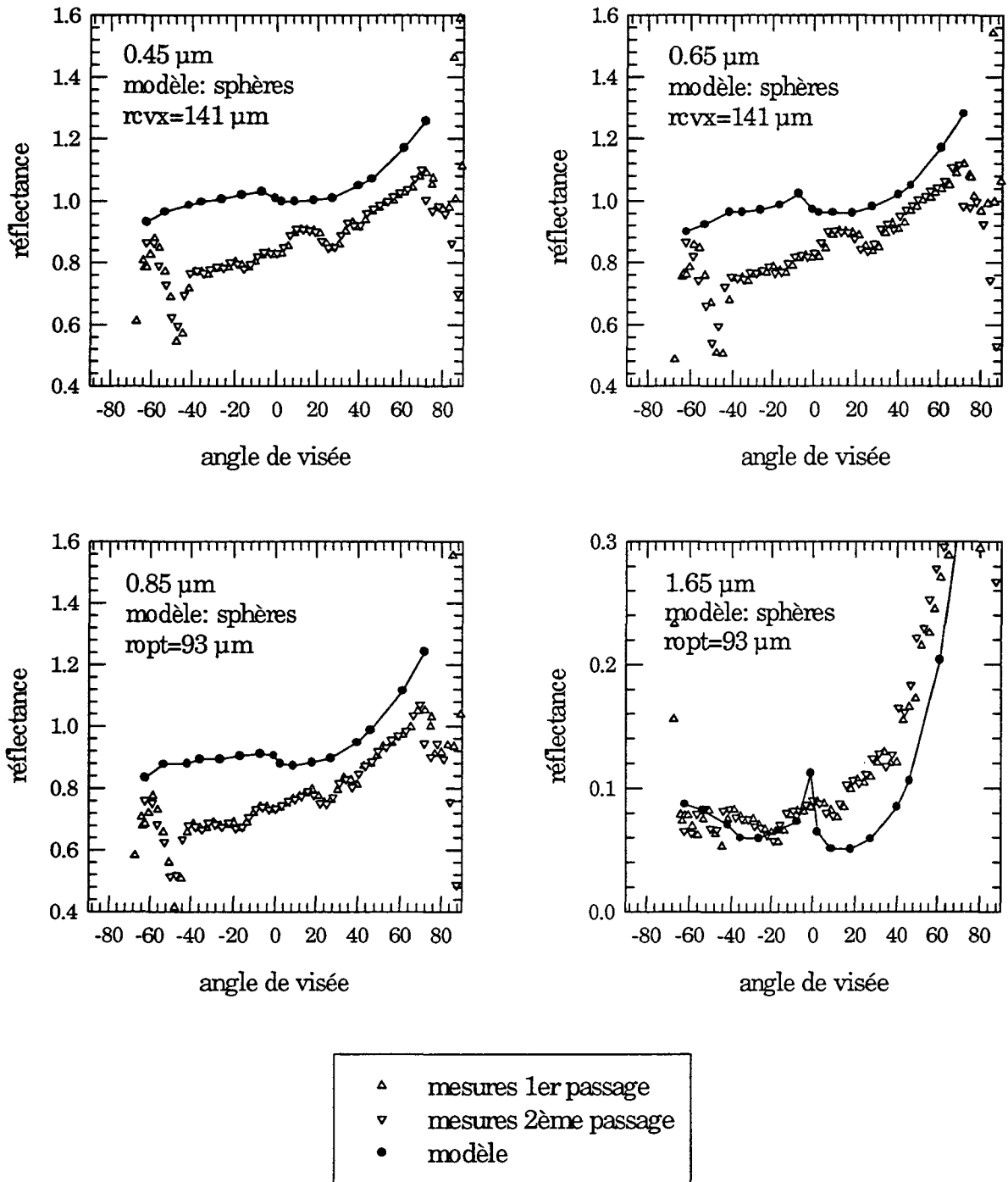
De toute évidence, la relation entre rayon convexe et rayon optique déterminée au chapitre 4 (Figure 4.14) donne des résultats moins bons pour la réflectance bidirectionnelle à  $1.65 \mu\text{m}$  que pour les mesures directionnelles. C'est compréhensible puisque cette relation a été déterminée à partir d'une longueur d'onde donnée ( $0.99 \mu\text{m}$ ), moins sensible à la taille des grains que la longueur





12 mars (Col du Lautaret)

Figure 5.11 Réflectance bidirectionnelle mesurée et modélisée, avec de sphères. Journée du 12 mars ( $\theta_s=55.74^\circ$ ). L'arc en ciel est observé autour de  $\theta_v=-9^\circ$ .



13 mars (Chamrousse)

Figure 5.12 Réflectance bidirectionnelle mesurée et modélisée avec de sphères. Journée du 13 mars ( $\theta_s=48.23^\circ$ ). L'arc en ciel est observé autour de  $\theta_v=-1^\circ$ .

d'onde 1.65  $\mu\text{m}$  et de plus pour une géométrie de visée unique ( $0^\circ$ ) avec un flux incident diffus.

Au niveau de l'allure des courbes expérimentales, on peut faire les remarques suivantes; la réflectance mesurée le 11 mars (Figure 5.10), présente un minimum autour de  $\theta_v = -40^\circ$ , qui est sans doute lié à un problème de mesure dans cette direction pour une raison inconnue ou peut être à une déformation de la surface. Les courbes expérimentales du 13 mars (Figure 5.12) semblent plus "bruitées" ce jour là que les jours précédents, ces oscillations sont peut être dues à la nature de la surface visée qui avait été piétinée auparavant par des passants. Le 11 et 13 mars, les mesures effectuées par Refpol lors du deuxième passage (symbole  $\nabla$ ) au dessus de la cible sont en accord avec celles acquises lors de son premier passage (symbole  $\Delta$ ). On notera que le 12 mars, l'instrument Refpol n'a effectué qu'un passage au dessus de la cible.

#### b) Dans le plan perpendiculaire au plan solaire

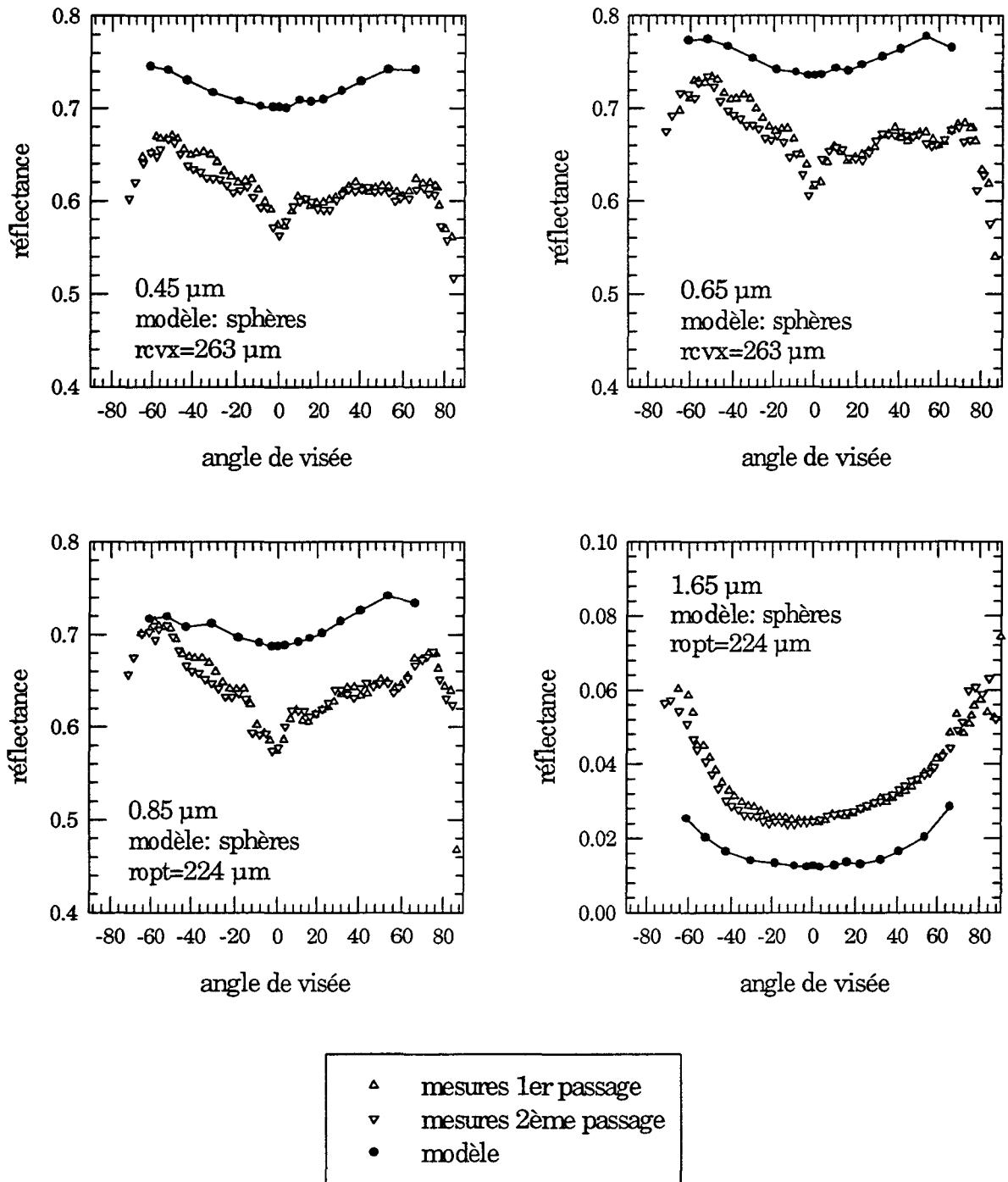
L'angle solaire associé à cette mesure (11 mars, 14h50) est  $63.47^\circ$ . Pour ce cas particulier où la mesure s'effectue dans le plan perpendiculaire au plan solaire ( $d\phi = 90^\circ$ ), il y a théoriquement égalité entre la réflectance mesurée dans la direction ( $\theta_v$ ) et celle mesurée dans la direction opposée ( $-\theta_v$ ). Il y a symétrie des réflectances par rapport à la réflectance au nadir ( $\theta_v = 0$ ). L'angle de diffusion est maximal pour cette visée et la réflectance est en théorie minimale.

Les angles de diffusion correspondant à la géométrie solaire de cette journée et pour un angle de visée variant entre 0 et  $80^\circ$  sont compris entre  $94^\circ$  et  $116^\circ$  et sont déterminés par l'équation suivante:

$$\cos(\pi - \Theta) = \cos\theta_s \cos\theta_v - \sin\theta_s \sin\theta_v \cos(d\phi) \quad (5.22)$$

Cette équation est valable avec la convention sur l'azimut que nous avons adoptée au chapitre 1, paragraphe 1.3.3.

Sur la Figure 5.13, on retrouve à toutes les longueurs d'onde la symétrie énoncée par rapport à la visée au nadir. Cette symétrie prédite par la modélisation est aussi visible sur la mesure à 1.65  $\mu\text{m}$  mais moins marquée en ce qui concerne les mesures aux longueurs d'onde 0.45, 0.65 et 0.85  $\mu\text{m}$ . On peut expliquer ce



11 mars à 14h50 (Col de Porte)

Figure 5.13 Réflectance bidirectionnelle mesurée et modélisée dans le plan perpendiculaire au plan solaire, avec des sphères. Journée du 11 mars ( $\theta_s=63.47^\circ$ ).

phénomène par l'influence de la topographie ou par une répartition horizontale inégale de la pollution de la neige (déjà discutée au paragraphe 5.3.3). En effet, la cible visée par le radiomètre selon un angle  $\theta_v$  n'est pas la même que celle vue sous l'angle opposé  $-\theta_v$ . Ces deux surfaces peuvent avoir des inclinaisons différentes par rapport à l'horizontale ou des contenus en pollution pas forcément identiques, il est normal que leurs réflectances soient différentes.

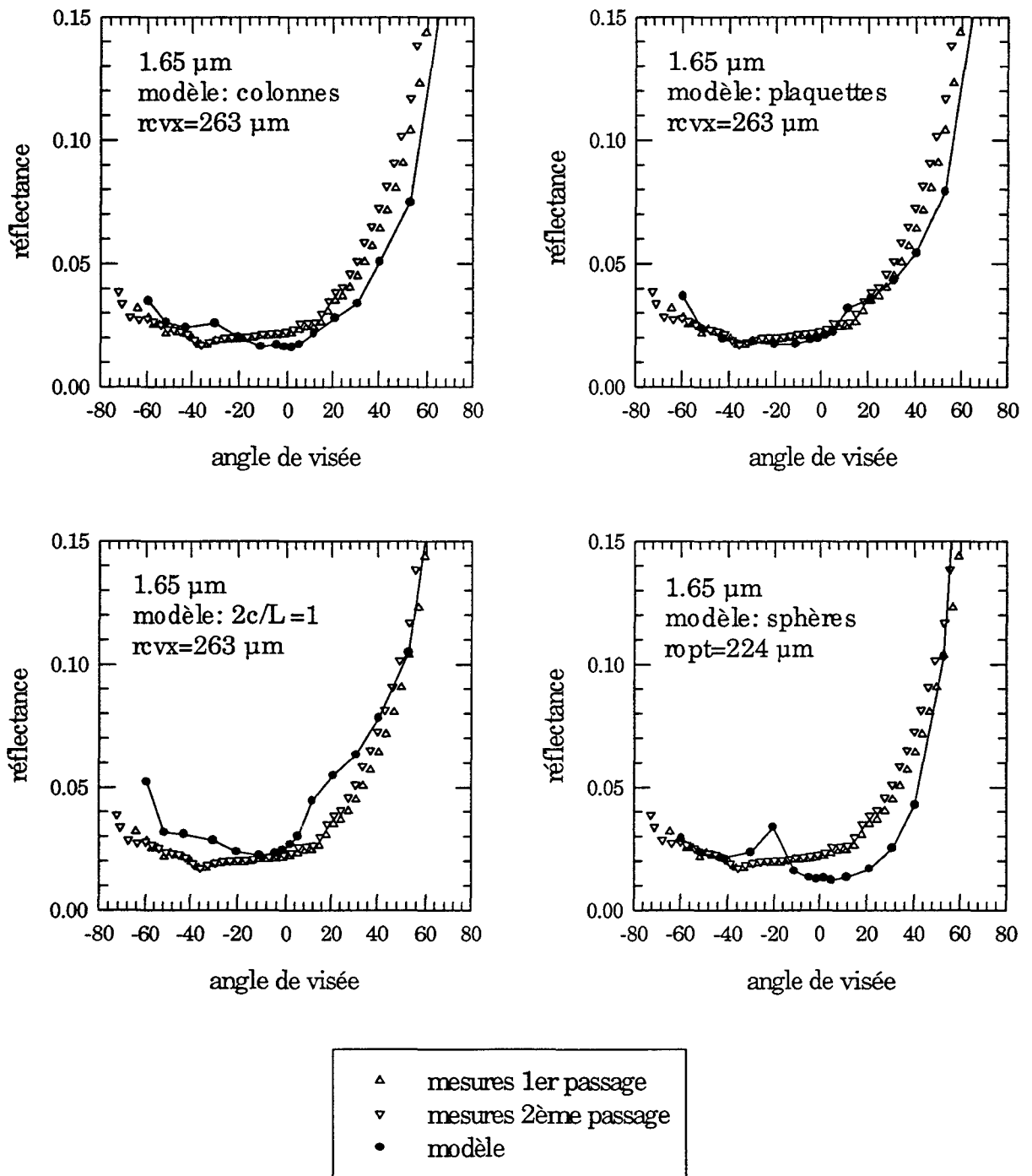
A  $1.65 \mu\text{m}$ , la symétrie par rapport à la mesure au nadir est bien meilleure, peut être parce qu'à cette longueur d'onde, la mesure est insensible à la pollution. Si les mesures à  $1.65 \mu\text{m}$  ne sont pas rigoureusement symétriques cela peut être dû à des tailles de grains légèrement différentes pour les cibles visées à  $\theta_v$  et  $-\theta_v$  ou à des effets de relief sur la surface, ou encore à l'influence de la topographie.

A  $0.45$ ,  $0.65$  et  $0.85 \mu\text{m}$ , la confrontation modèle-mesure donne un écart relatif moyen de l'ordre de 13%. L'écart est à peu près constant avec l'angle de visée puisque l'angle de diffusion varie très peu contrairement au cas de la réflectance dans le plan solaire. Ces différences ont sans doute pour origine, nous l'avons fait remarquer pour les études dans le plan solaire, une mauvaise prise en compte de la topographie et de la pollution dans le modèle.

A  $1.65 \mu\text{m}$ , cet écart est de l'ordre de 60% en relatif (facteur 2 en absolu) et met en défaut l'utilisation de rayon optique pour la réflectance bidirectionnelle à  $1.65 \mu\text{m}$ .

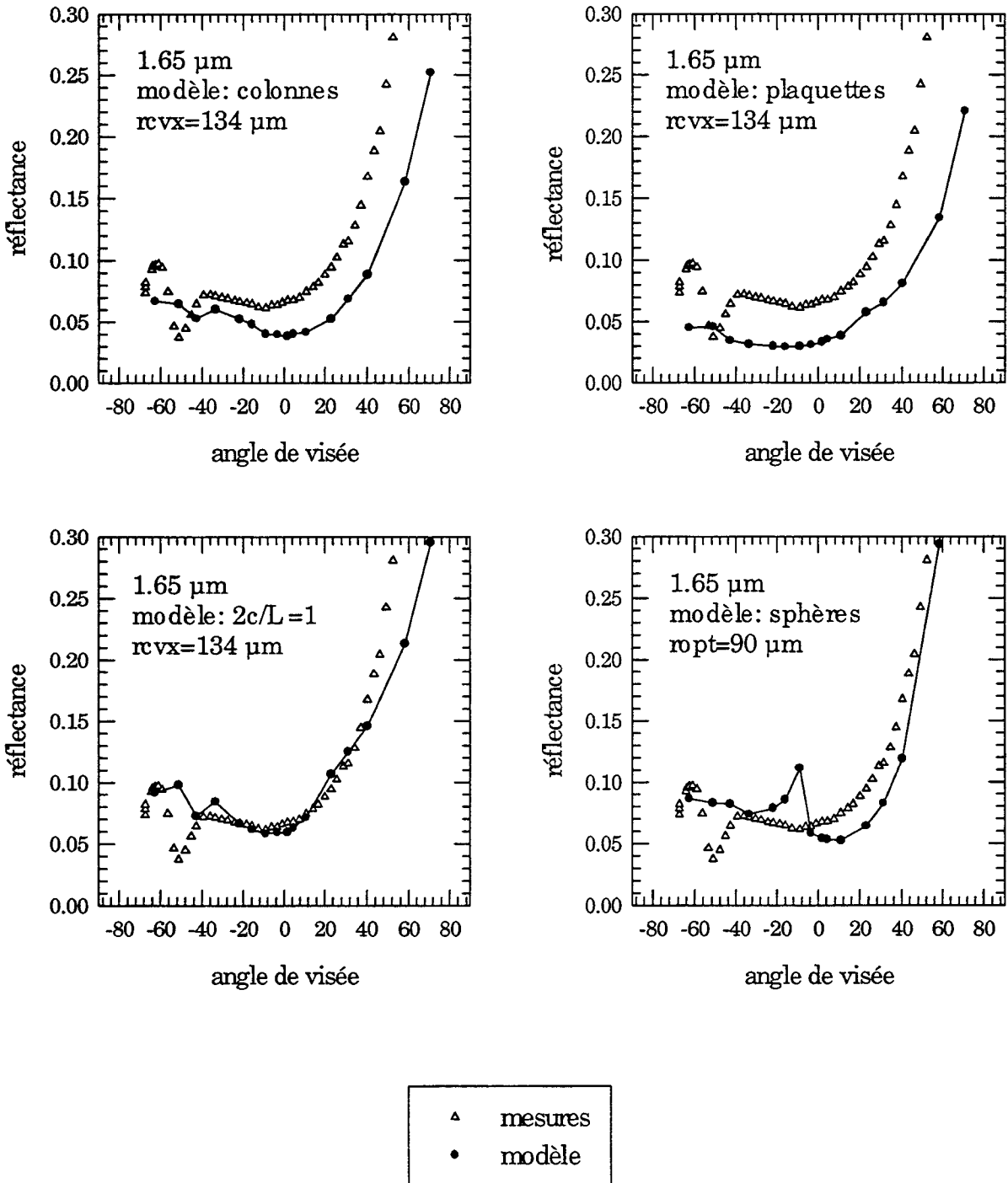
### **5.6.2 Réflectance Refpol: effet de la forme à $1.65 \mu\text{m}$**

A  $1.65 \mu\text{m}$ , nous avons voulu voir si en introduisant d'autres formes de particules (d'où de nouveaux paramètres de diffusion simple et de nouvelles fonctions de phase), on pouvait se rapprocher des valeurs expérimentales. Pour cela, nous avons modélisé la réflectance bidirectionnelle de trois types de particules hexagonales: une colonne, une plaquette et une particule dont le rapport diamètre de la base/longueur de la colonne est pris égal à l'unité. On se référera aux résultats obtenus aux chapitres 2 et 3 sur l'effet de la forme des particules sur la réflectance.



11 mars à 14h42 (Col de Porte)

Figure 5.14 Réflectance bidirectionnelle mesurée et modélisée dans le plan solaire, effet de forme à 1.65  $\mu\text{m}$ . Journée du 11 mars ( $\theta_s=62.36^\circ$ ). L'arc en ciel (pour les sphères) est observé autour de  $\theta_v=-20^\circ$ .



12 mars (Col du Lautaret)

Figure 5.15 Réflectance bidirectionnelle mesurée et modélisée, effet de forme à 1.65  $\mu\text{m}$ .  
 Journée du 12 mars ( $\theta_s=55.74^\circ$ ). L'arc en ciel (pour les sphères) est observé  
 autour de  $\theta_v=-9^\circ$ .

a) Dans le plan solaire

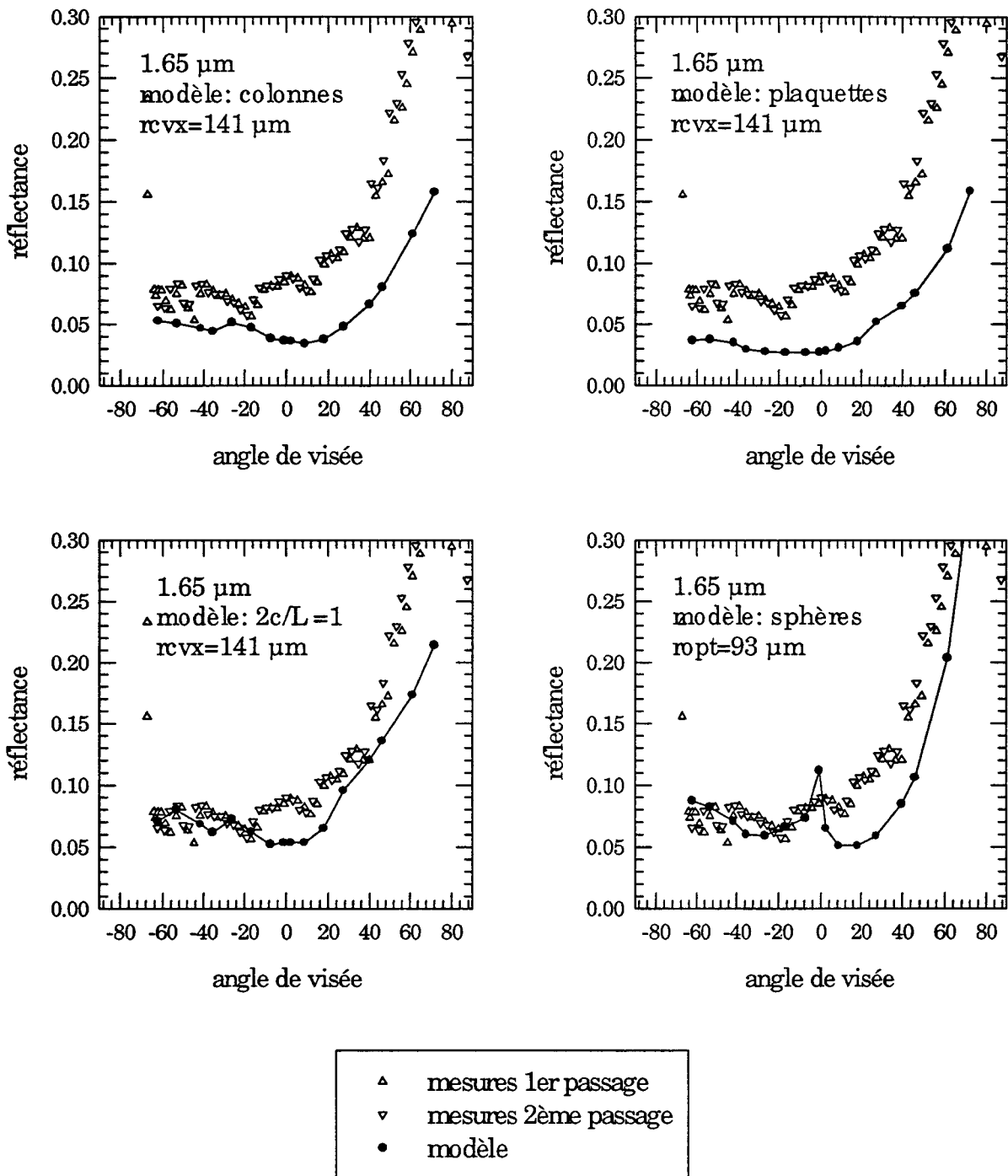
Les résultats sont reportés sur les Figures 5.14, 5.15 et 5.16. Pour les trois jours, l'accord avec les mesures est bon si on utilise des particules de type  $2c/L=1$ . Environ 26% d'écart relatif le 11 mars, 14% le 12 mars et 25% le 13 mars. On notera que les résultats sont encore meilleurs avec la plaquette le 11 mars (15% d'écart). Le pic de l'arc en ciel n'apparaît plus dans la modélisation lorsque l'on fait appel à des particules hexagonales et de façon générale, les résultats sont meilleurs que ceux obtenus à partir des sphères (même pour le 11 mars où les grains de la surface étaient ronds). Cela peut être attribué à une diffusion sur les côtés beaucoup plus importante que dans le cas de la sphère.

La réflectance dépend à la fois des phénomènes d'absorption et de diffusion. L'absorption dans le cristal est fonction de la longueur du trajet parcouru par les photons dans la glace, elle est donc étroitement liée à la forme des particules. La diffusion, comme nous l'avons vu au chapitre 3 (paragraphe 3.5), est elle aussi fortement influencée par la forme des particules.

En comparant les résultats pour les trois jours, on s'aperçoit que la colonne et la plaquette sont peu sensibles à la taille des grains, l'amplitude de la réflectance modélisée est semblable avec des particules de rayon équivalent 263  $\mu\text{m}$  (11 mars), 134  $\mu\text{m}$  (12 mars) ou 145  $\mu\text{m}$  (13 mars). En revanche la particule de type  $2c/L=1$  reproduit bien l'effet de la taille.

Une explication intuitive pour expliquer la très faible dépendance de la réflectance avec la taille des particules colonnes et plaquettes pourrait être basée sur la longueur du trajet parcouru par les photons à l'intérieur du milieu absorbant avant d'émerger. La position de la particule est aléatoire dans l'espace. Pour le cas d'une colonne très allongée, une grande quantité de photons traversera le cristal par ses faces latérales et émergera rapidement. Les photons incidents sur les bases qui parcourent vraisemblablement un trajet plus long dans le cristal, sont beaucoup moins nombreux. Si on agrandit la colonne on augmente très peu le trajet des photons à travers les faces latérales. Dans le cas d'une plaquette très fine et très étendue, la plupart des photons entreront dans le cristal par une des deux bases et en ressortiront par la base opposée, en ayant subi une absorption réduite. En agrandissant la plaquette on augmente très peu son épaisseur. C'est pour cela sans doute que ni la colonne ni la plaquette ne sont capables de modéliser l'absorption dans la neige. Au contraire, le rayonnement



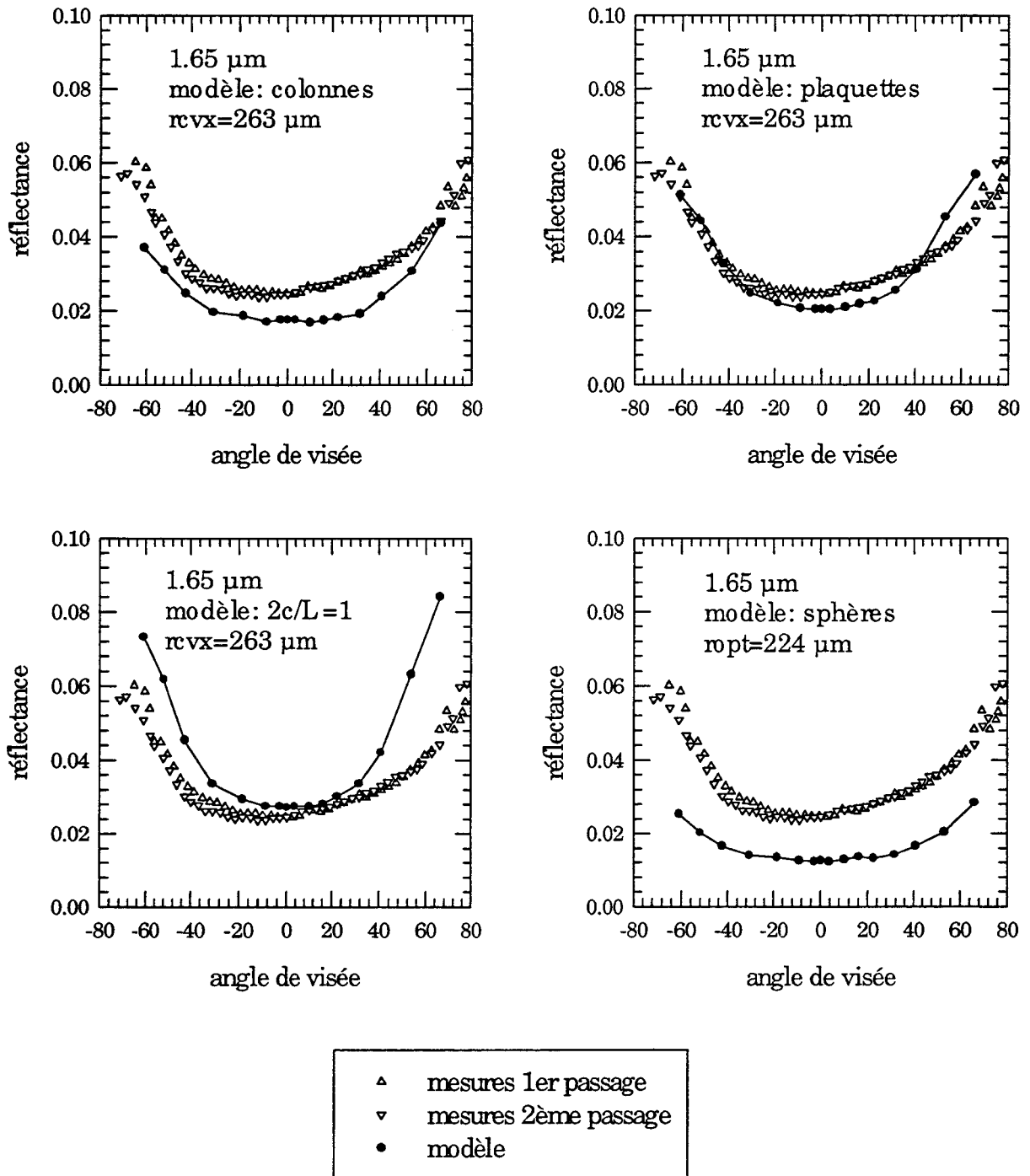


13 mars (Chamrousse)

Figure 5.16 Réflectance bidirectionnelle mesurée et modélisée, effet de forme à 1.65  $\mu\text{m}$ .

Journée du 13 mars ( $\theta_s=48.23^\circ$ ). L'arc en ciel (pour les sphères) est observé

autour de  $\theta_v=-1^\circ$ .



11 mars à 14h50 (Col de Porte)

Figure 5.17 Réflectance bidirectionnelle mesurée et modélisée dans le plan perpendiculaire au plan solaire, effet de forme à 1.65 μm. Journée du 11 mars ( $\theta_s=63.47$ ).

traversant une particule de type  $2c/L=1$  quelle que soit son incidence sur le cristal, sera absorbé de manière sensiblement égale.

#### b) Dans le plan perpendiculaire au plan solaire

Le résultats de la figure (5.17) sont en accord avec les remarques que nous avons faites précédemment dans le cas de la mesure dans le plan solaire. La plaquette et la particule  $2c/L=1$  reproduisent bien le comportement de la réflectance expérimentale à  $1.65 \mu\text{m}$ . L'écart avec la mesure dans le cas de la première particule est de 15% environ et celui avec la particule  $2c/L=1$  de 12% si on ne tient pas compte des résultats au delà de la visée à  $40^\circ$ .

### 5.6.3 Réflectance M.I.R.

Pour modéliser la réflectance mesurée par le radiomètre M.I.R., nous avons utilisé le rayon convexe dans le visible et le rayon optique à  $0.863 \mu\text{m}$ . A  $1.65 \mu\text{m}$ , pour rendre compte de l'effet de forme, nous avons fait appel à la particules de type  $2c/L=1$  puisque c'est celle qui dans le cadre des comparaisons avec Refpol a été la plus à même de fournir des meilleurs résultats.

En comparant les données expérimentales des deux instruments pour les trois jours de mesure (Tableaux 5.14-16), on remarque que dans le visible, les réflectances sont semblables (0.5 à 7% de différence entre les deux appareils). Dans le moyen infrarouge, du fait de la faiblesse du signal mesuré, l'écart relatif se creuse, de 39% pour le 11 mars, 19% pour le 12 mars et 42% pour le 13 mars. Les différences absolues, elles, sont de l'ordre de 2 à 3%.

On retrouve comme avec Refpol des valeurs modélisées supérieures aux mesures à  $0.43$ ,  $0.65$  et  $0.863 \mu\text{m}$ . Pour ces trois canaux, l'écart entre le modèle et le M.I.R. est du même ordre de grandeur que celui observé entre le modèle et Refpol, il est inférieur à 14% le 11 et 12 mars et inférieur à 28% le 13 mars.

A  $1.65 \mu\text{m}$ , l'écart modèle-mesure M.I.R. est inférieur à 6% les 12 et 13 mars et la réflectance modélisée est plus proche des mesures M.I.R. que des mesures Refpol. Au contraire, le 11 mars, ce même écart atteint 56% en relatif et le modèle est davantage en accord avec les mesures M.I.R. que Refpol.

Cela donne l'ordre de grandeur de l'incertitude de la mesure à 1.65  $\mu\text{m}$  (0.01 à 0.02 en absolu) mais cette imprécision est inférieure à l'effet "taille de grains". Par exemple, entre la réflectance mesurée le 11 mars ( $r_{\text{cvx}}=263 \mu\text{m}$ , Figure 5.10) et celle du 12 mars ( $r_{\text{cvx}}=141 \mu\text{m}$ , Figure 5.11), il y a une différence d'environ 0.04 en absolu. On retrouve à peu près cet écart avec la modélisation, ce qui démontre bien que l'on arrive à rendre compte de cet l'impact de la taille des grains sur la réflectance théorique.

$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	mesure M.I.R.	modèle MIR	mesure Refpol ( $\theta_v=1.5^\circ$ )	modèle Refpol ( $\theta_v=1.5^\circ$ )
0.43	.64	.71	.60	.74
0.65	.67	.74	.64	.74
0.863	.63	.65	.59	.70
1.65	.014	.025	.021	.027

Tableau 5.14 Comparaison mesures M.I.R.-modèle pour la journée du 11 mars.

$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	mesure M.I.R.	modèle MIR	mesure Refpol ( $\theta_v=1.5^\circ$ )	modèle Refpol ( $\theta_v=1.5^\circ$ )
0.43	.85	.90	.86	.90
0.65	.81	.89	.85	.89
0.863	.69	.79	.71	.80
1.65	.056	.058	.068	.059

Tableau 5.15 Comparaison mesures M.I.R.-modèle pour la journée du 12 mars.

$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	mesure M.I.R.	modèle MIR	mesure Refpol ( $\theta_v=1.5^\circ$ )	modèle Refpol ( $\theta_v=1.5^\circ$ )
0.43	.77	1.01	.83	1.01
0.65	.84	.96	.82	.97
0.863	.72	.87	.73	.91
1.65	.055	.052	.085	.054

Tableau 5.16 Comparaison mesures M.I.R.-modèle pour la journée du 13 mars.

## 5.7 Résultats en polarisation

### 5.7.1 Réflectance polarisée Refpol: cas des sphères

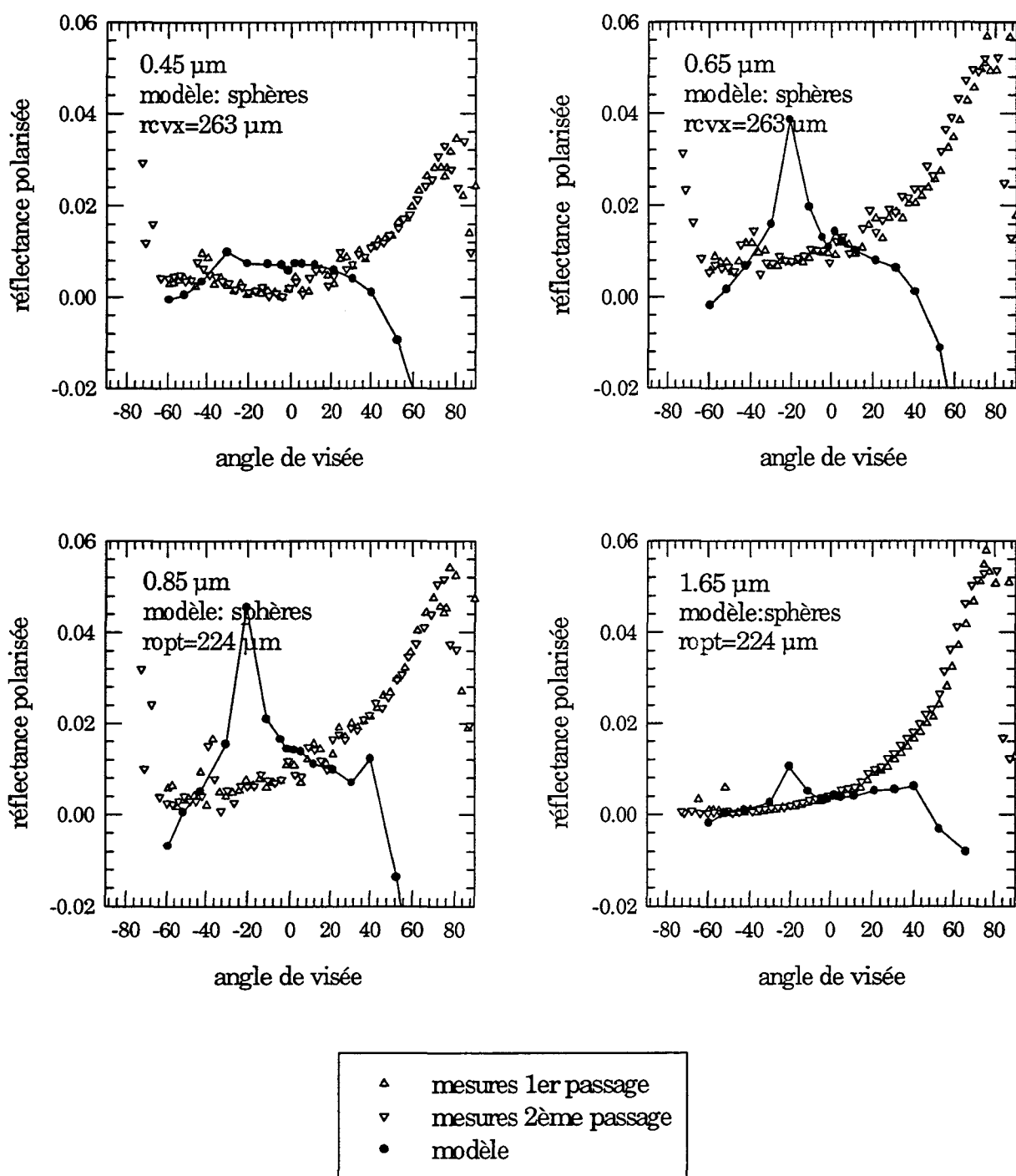
#### a) Dans le plan solaire

On a représenté sur les Figures 5.18, 5.19 et 5.20, la réflectance polarisée (mesurée et modélisée) de la neige avec des particules sphériques pour les quatre canaux de la mesure. La neige polarise très peu le rayonnement réfléchi (réflectance polarisée inférieure à 0.06) et ce, pour les quatre longueurs d'onde. La polarisation n'affecte que les tous premiers ordres de diffusion, d'où des amplitudes du même ordre de grandeur pour les quatre canaux, bien que dans le visible la réflectance concerne un grand nombre de diffusions.

Les résultats de la modélisation sont mauvais, il apparaît clairement que les sphères ne sont pas adaptées pour décrire la polarisation et n'arrivent pas à polariser suffisamment le rayonnement sauf pour des angles de diffusion proches de  $135^\circ$  (arc en ciel). Ce maximum de polarisation caractéristique des sphères avait déjà été mesuré dans les nuages d'eau liquide (Goloub et al., 1992). La forme "en cloche" de la réflectance polarisée modélisée ne suit pas l'allure de la réflectance mesurée.

En comparant à  $1.65 \mu\text{m}$  les mesures des 11, 12 et 13 mars entre elles, on remarque que la réflectance polarisée contrairement à la réflectance est peu sensible à la taille des grains. Il sera donc difficile d'obtenir des informations sur les caractéristiques de la neige à partir de sa signature polarisée.

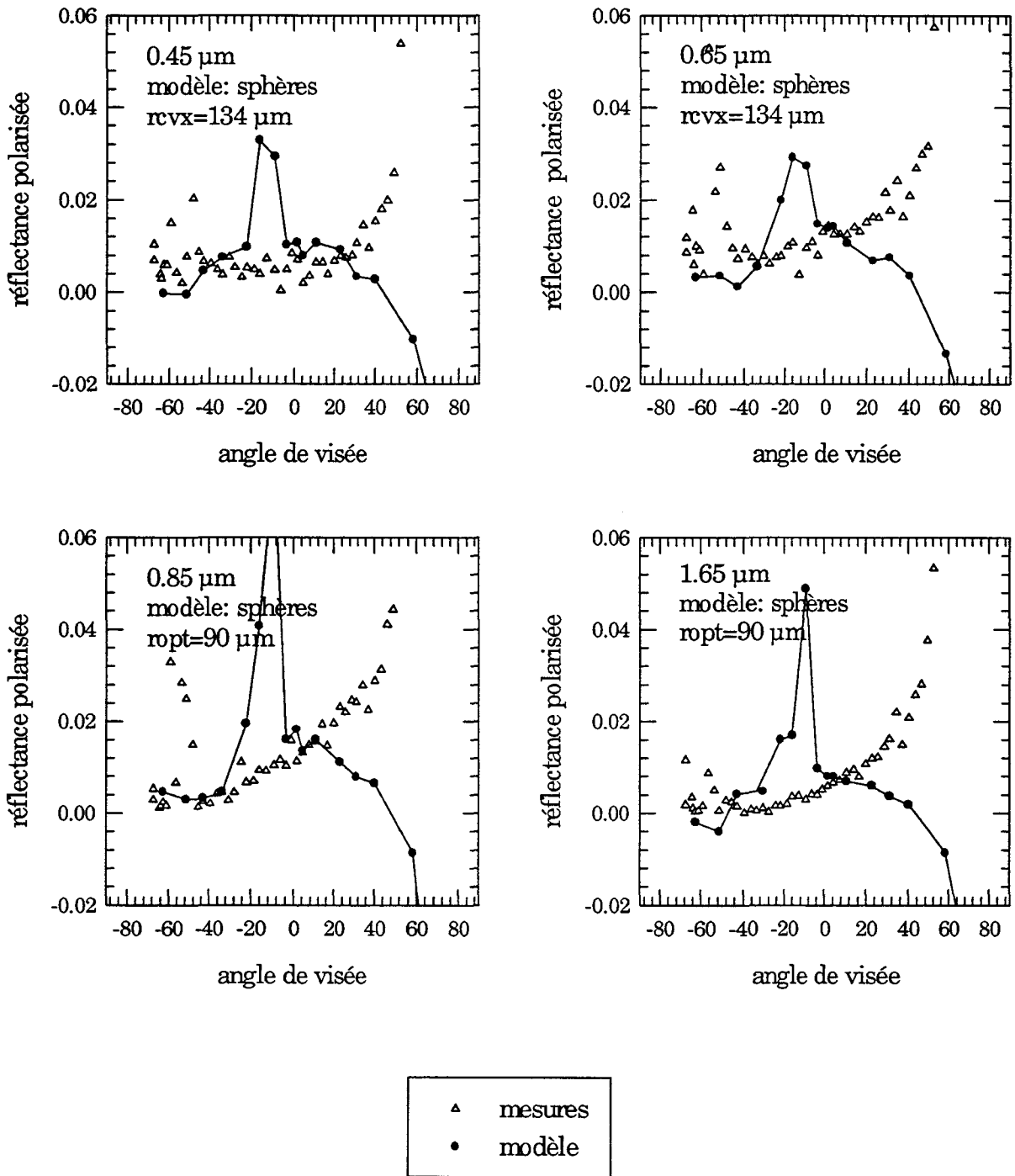
Pour une raison inexplicée, les 11 et 13 mars, aux longueurs d'onde  $0.45$ ,  $0.65$  et  $0.85 \mu\text{m}$ , les mesures polarisées prises par l'appareil lors de son deuxième passage au dessus de la cible reproduisent moins bien les mesures prises lors du premier passage qu'à la longueur d'onde  $1.65 \mu\text{m}$ .



11 mars à 14h42 (Col de Porte)

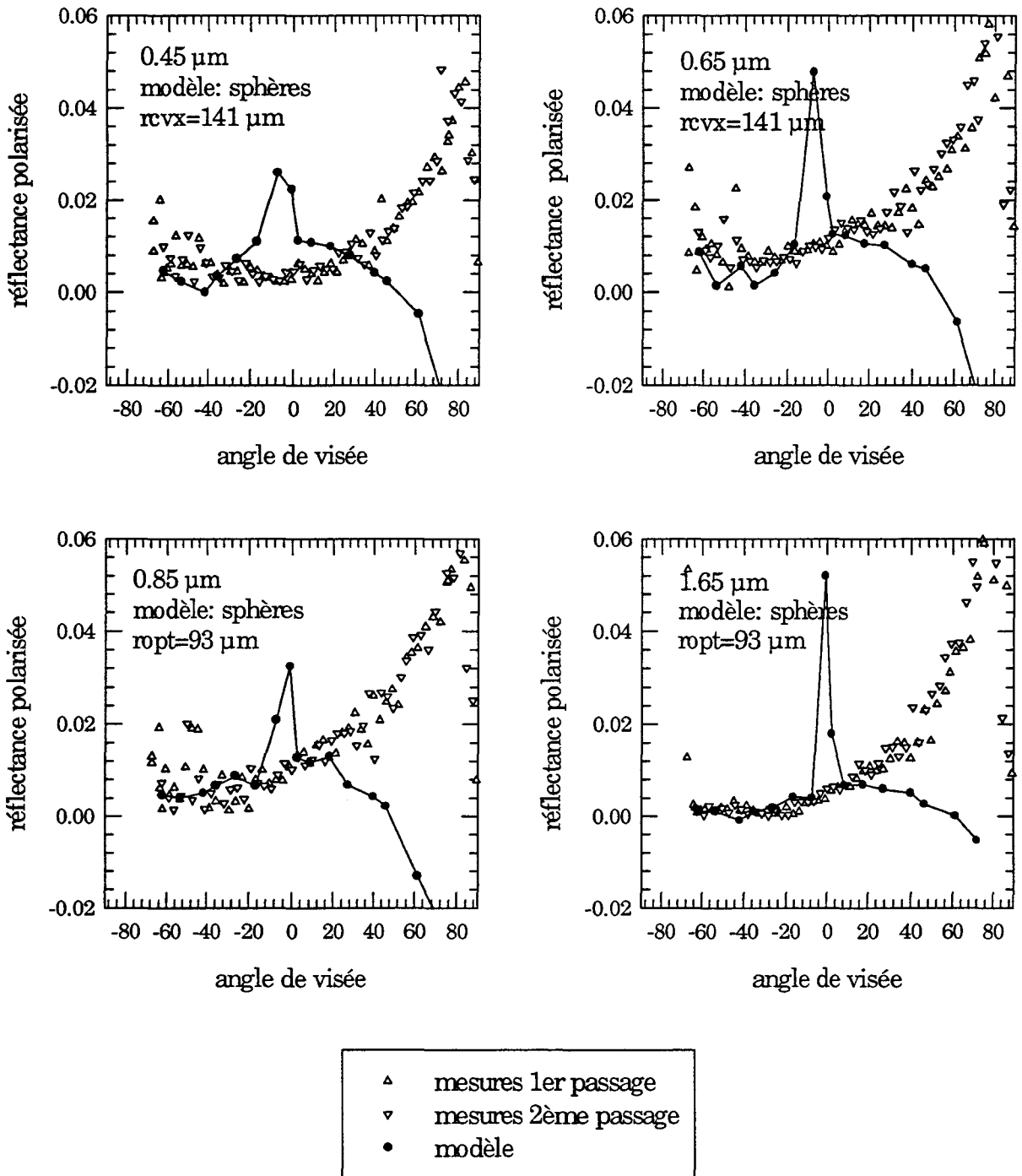
Figure 5.18 Réflectance bidirectionnelle polarisée mesurée et modélisée dans le plan solaire, avec des sphères. Journée du 11 mars ( $\theta_s=62.36^\circ$ ).

L'arc en ciel est observé autour de  $\theta_v=-20^\circ$ .



12 mars (Col du Lautaret)

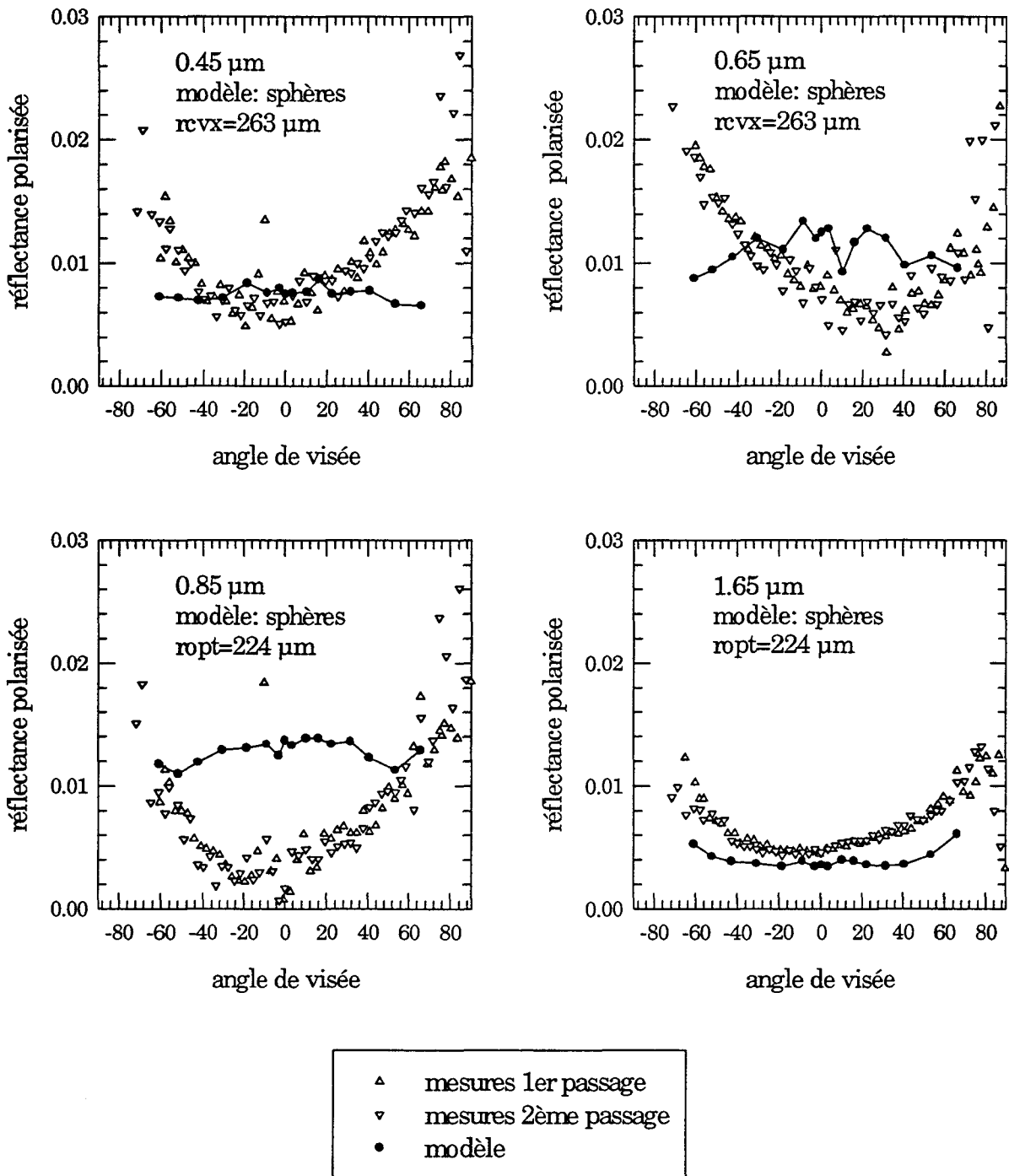
Figure 5.19 Réflectance bidirectionnelle polarisée mesurée et modélisée, avec des sphères. Journée du 12 mars ( $\theta_s=55.74^\circ$ ). L'arc en ciel est observé autour de  $\theta_v=-9^\circ$ .



13 mars (Chamrousse)

Figure 5.20 Réflectance bidirectionnelle polarisée mesurée et modélisée avec des sphères. Journée du 13 mars ( $\theta_s = 48.23^\circ$ ). L'arc en ciel est observé autour de  $\theta_v = -1^\circ$ .





11 mars à 14h50 (Col de Porte)

Figure 5.21 Réflectance bidirectionnelle polarisée mesurée et modélisée dans le plan perpendiculaire au plan solaire, avec des sphères. Journée du 11 mars ( $\theta_s=63.47$ ).

b) Dans le plan perpendiculaire au plan solaire

La Figure 5.21 montre bien que la modélisation de la réflectance polarisée à partir de sphères n'est pas non plus adaptée pour reproduire les mesures dans le plan perpendiculaire au plan solaire.

### 5.7.2 Réflectance $R_{\text{epol}}$ polarisée: effet de la forme à $1.65 \mu\text{m}$

a) Dans le plan solaire

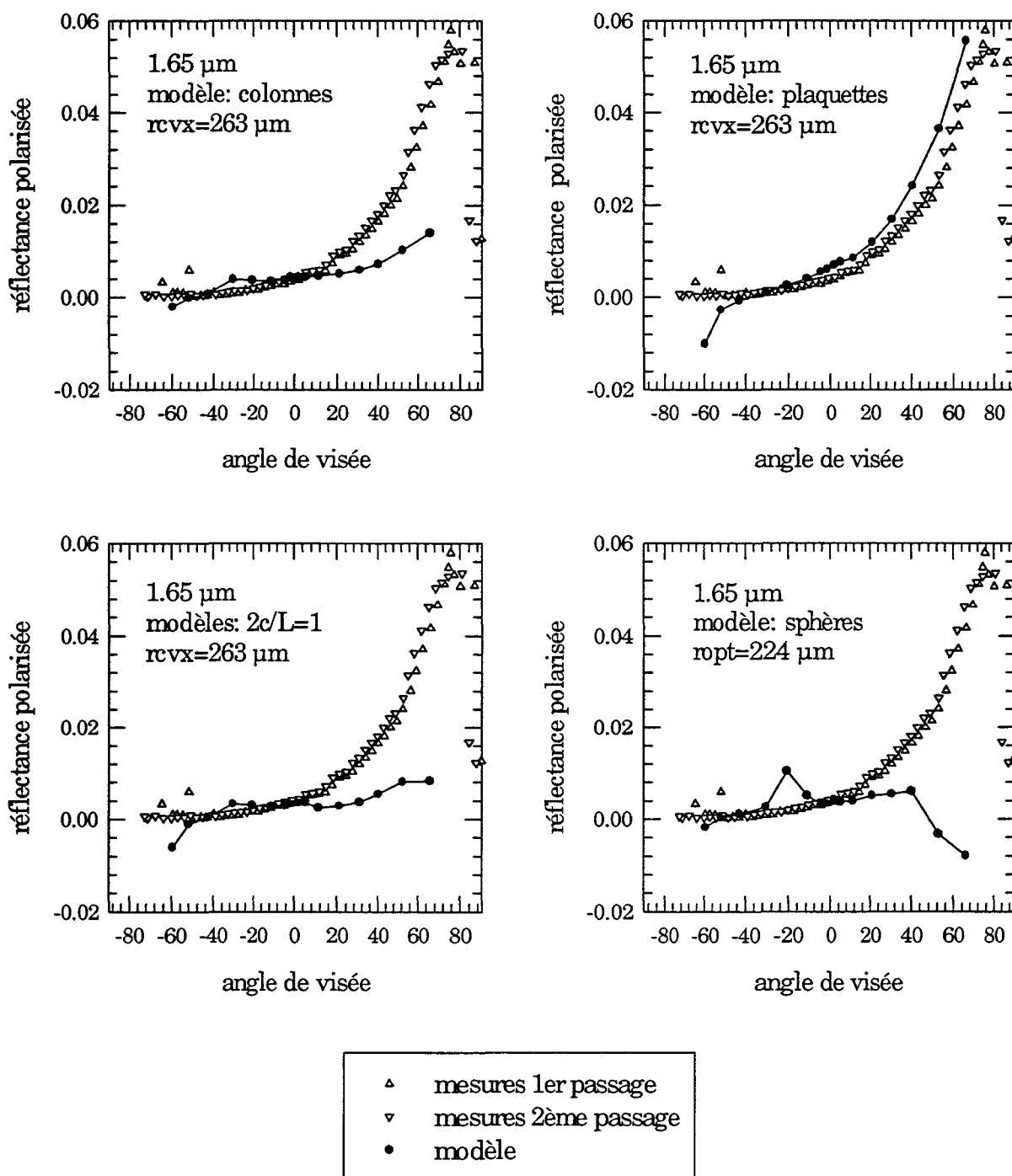
Comme nous l'avons fait pour la réflectance, nous avons travaillé avec des particules hexagonales à  $1.65 \mu\text{m}$ . Les résultats (Figures 5.22-24) sont surprenants avec une bonne modélisation de la polarisation par l'introduction de plaquettes. Avec ce type de particule, les écarts relatifs modèle-mesures sont de l'ordre de 29% pour le 11 mars, 10% pour le 12 mars et 26% pour le 13 mars. En revanche, comme pour le cas des sphères, les deux autres types de particules colonne et cristal tel que  $2c/L=1$  ne polarisent pas suffisamment le rayonnement.

La modélisation de la réflectance polarisée à partir des particules hexagonales, contrairement à celle basée sur l'utilisation de sphères, a l'avantage de ne faire apparaître ni le pic de l'arc en ciel (c'était déjà le cas avec la réflectance, cf. §5.6.2), ni cette forme "en cloche".

Comme nous l'avons remarqué avec les sphères, que ce soit avec des colonnes, des plaquettes, ou des particules de type  $2c/L=1$ , la réflectance polarisée modélisée et mesurée est peu sensible à la taille des particules. Pour un type de particule donné, la réflectance polarisée sera du même ordre de grandeur pour les trois sites de mesure.

b) Dans le plan perpendiculaire au plan solaire

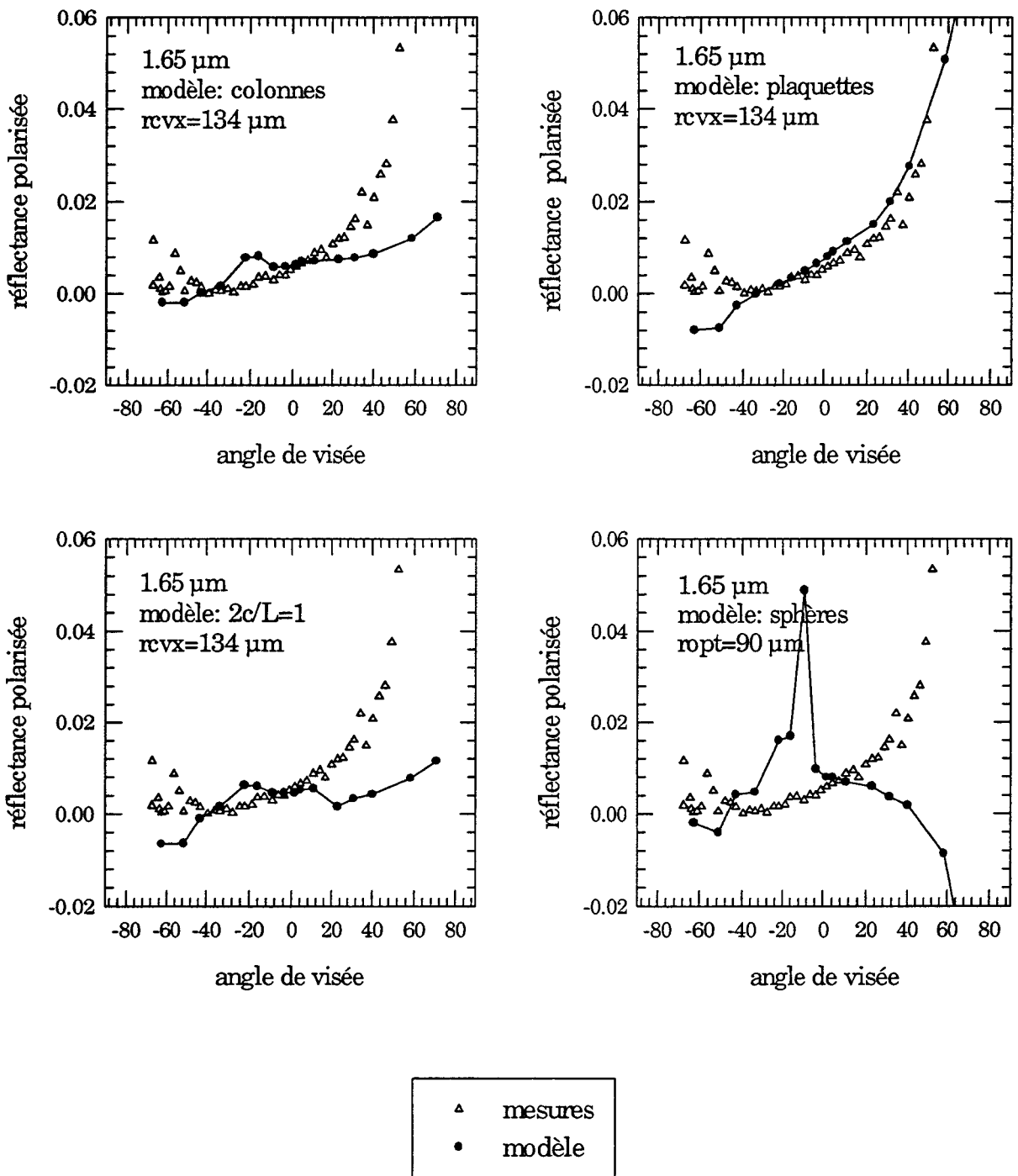
Les résultats de la Figure 5.25 confirment ceux obtenus précédemment dans le plan solaire. Là encore, à  $1.65 \mu\text{m}$ , les plaquettes reproduisent assez bien l'allure de la réflectance polarisée mesurée alors que les autres types de particules ne polarisent pas assez le rayonnement. L'écart moyen modèle-mesure pour ce type de particule est de l'ordre de 27%.



11 mars à 14h42 (Col de Porte)

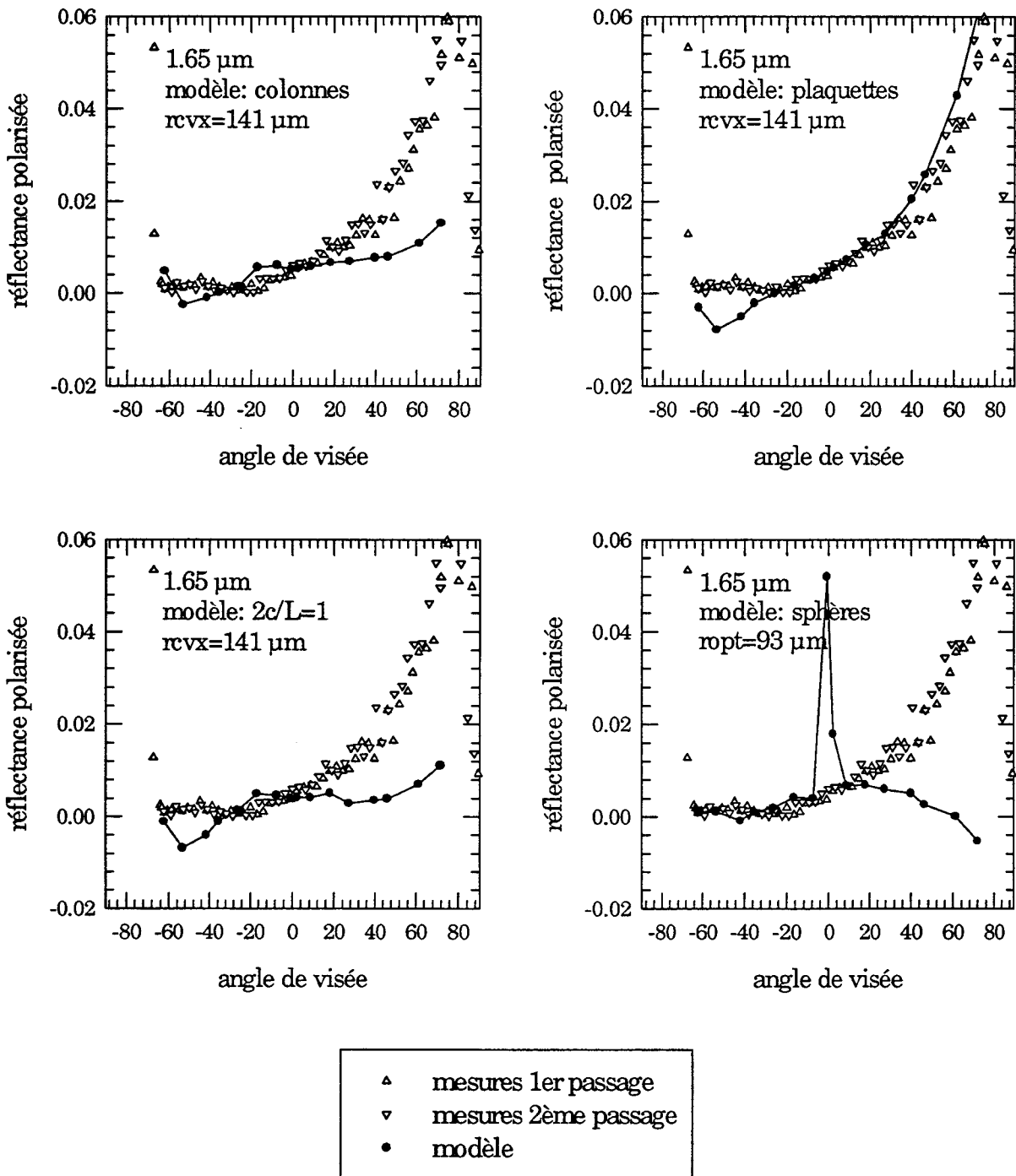
Figure 5.22 Réflectance bidirectionnelle polarisée mesurée et modélisée dans le plan solaire, effet de forme à 1.65 μm. Journée du 11 mars ( $\theta_s=62.36^\circ$ ).

L'arc en ciel (pour les sphères) est observé autour de  $\theta_v=-20^\circ$ .



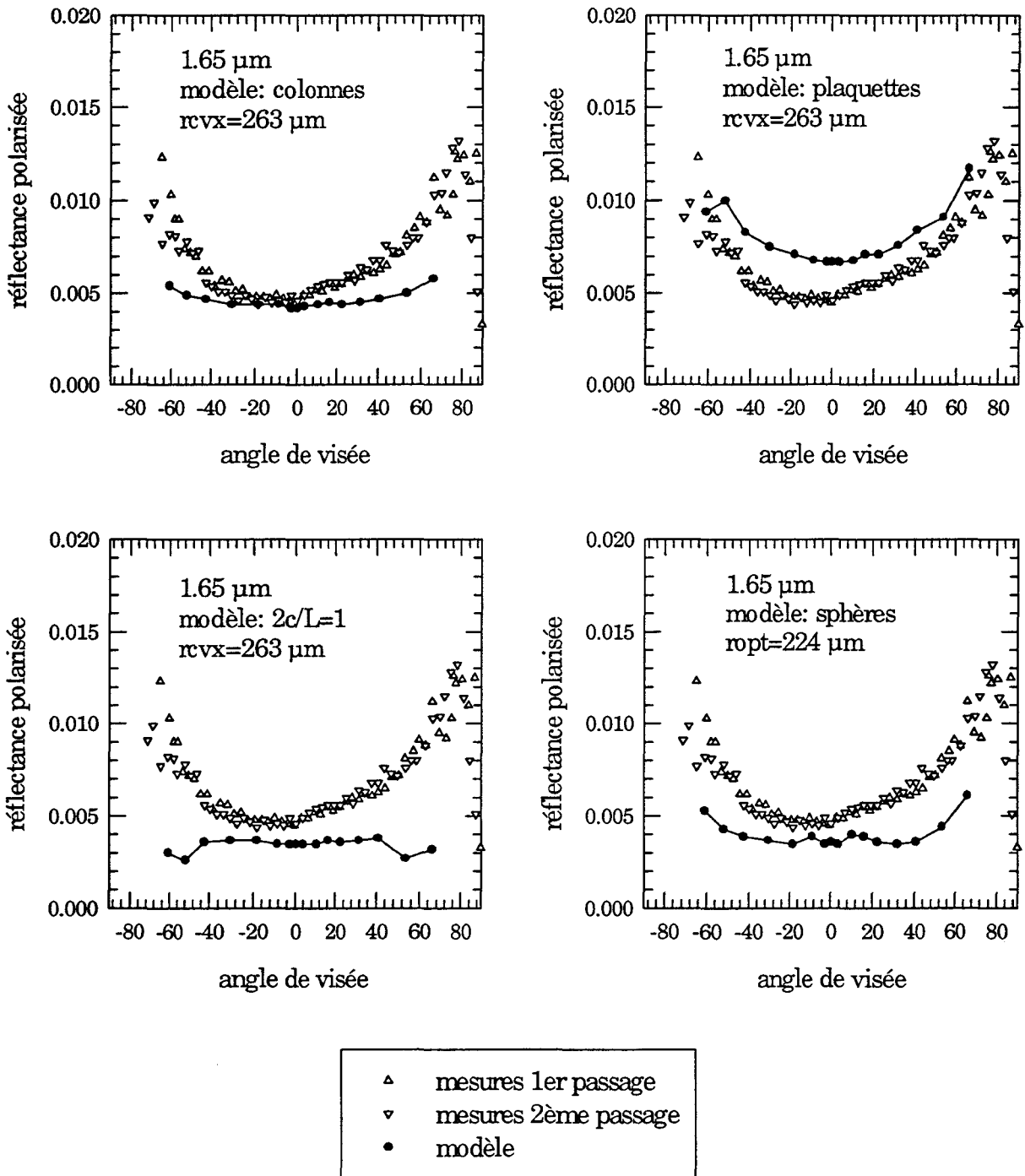
12 mars (Col du Lautaret)

Figure 5.23 Réflectance bidirectionnelle polarisée mesurée et modélisée, effet de forme à 1.65 μm. Journée du 12 mars ( $\theta_s=55.74^\circ$ ). L'arc en ciel est observé (pour les sphères) autour de  $\theta_v=-9^\circ$ .



13 mars (Chamrousse)

Figure 5.24 Réflectance bidirectionnelle polarisée mesurée et modélisée, effet de forme à 1.65  $\mu\text{m}$ . Journée du 13 mars ( $\theta_s=48.23^\circ$ ). L'arc en ciel (pour les sphères) est observé autour de  $\theta_v=-1^\circ$ .



11 mars à 14h50 (Col de Porte)

Figure 5.25 Réflectance bidirectionnelle polarisée mesurée et modélisée dans le plan perpendiculaire au plan solaire, effet de forme à 1.65 μm. Journée du 11 mars ( $\theta_s=63.47$ ).

## 5.8 Discussion sur les différences mesures-modélisations

### 5.8.1 Les sites de mesure

Les mesures sont effectuées sur le terrain avec tout ce que cela comporte comme inconvénients. L'environnement proche des sites de mesure peut perturber le rayonnement incident et créer des lumières parasites. Dans le cas du col de Porte, c'est la présence de la forêt qui est gênante, dans le cas du Lautaret ce sont les sommets avoisinants.

Le sol est supposé plat dans la modélisation ce qui n'est souvent pas le cas dans la pratique. Il faudrait tenir compte dans le modèle de la topographie qui a pour conséquence une modification de l'incidence solaire par rapport à celle d'un sol plat (Bourdelle, 1994). Plus l'incidence solaire est rasante, plus l'effet de la topographie est important (loi en  $\cos\theta_s$ ). Le 11 mars, l'angle zénithal solaire étant de  $62.36^\circ$ , il n'est pas improbable que l'effet d'une légère inclinaison du site de mesure ait eu un impact sur notre étude. On estime qu'une inclinaison du sol de  $3.5^\circ$  (difficilement mesurable) par rapport à l'horizontale peut modifier d'environ 13% la composante directe de la réflectance.

### 5.8.2 Incertitudes expérimentales

L'incertitude estimée sur la mesure Refpol ou M.I.R. est comprise entre 5 et 10%. En ce qui concerne l'instrument Cimel, l'erreur absolue sur l'épaisseur optique est de l'ordre de 0.01.

### 5.8.3 Modélisation

#### a) Introduction

Les erreurs sur la modélisations sont à la fois issues de la modélisation de la réflectance de la neige (code de diffusion simple et code adding/doubling), de la modélisation des flux atmosphériques (modèle des O.S.) et de la modélisation de la pollution. Les données d'entrée des modèles sont les caractéristiques de la neige (taille, forme, contenu en carbone suie) les épaisseurs des strates du manteau neigeux, les épaisseurs optiques atmosphériques, avec tout ce que cela

peut comporter comme incertitudes. Nous avons voulu quantifier l'effet de ces incertitudes sur la réflectance modélisée.

#### b) Effet bidirectionnel

Nous rappelons que pour la journée du 11 mars, à 0.45, 0.65 et 0.85  $\mu\text{m}$ , l'écart moyen entre le modèle et les mesures dans le plan solaire est de l'ordre de 18% alors qu'il se situe autour de 13% lorsque les mesures ont lieu dans le plan perpendiculaire au plan solaire. A 0.85  $\mu\text{m}$ , toujours pour ce même jour, cette différence est de l'ordre de 18% lorsque la mesure est effectuée dans le plan solaire, elle n'est plus que de 11% environ pour une mesure perpendiculaire au plan solaire. Ceci montre bien la difficulté du modèle à reproduire l'allure de la réflectance bidirectionnelle en fonction de l'angle de visée (ou de l'angle de diffusion) et ce, pour toutes les longueurs d'onde. La fonction de phase des sphères ou des particules hexagonales ne reproduit pas complètement le comportement de la neige en fonction de l'angle de diffusion. Cependant, grossièrement l'allure est semblable et le modèle rend bien compte de la forte diffusion vers l'avant caractéristique de la neige.

En faisant abstraction du caractère directionnel de la neige, l'écart à justifier entre le modèle et les mesures n'est plus que de 13 à 15%. Nous rappelons que l'incertitude sur la mesure, elle, est estimée au maximum à 10%.

Une erreur de 1 à 2° sur la détermination de l'angle solaire zénithal,  $\theta_s$ , (Tableau 5.1) peut conduire à une imprécision de l'ordre de 4% ou plus sur la réflectance bidirectionnelle. Cet effet est le même que celui engendré par la topographie (modification de l'angle solaire local).

#### c) Effet de la taille

Dans le visible, la réflectance est très peu sensible à la taille des grains et on ne peut en aucun cas expliquer les différences observées entre le modèle et les mesures par "l'effet taille de grains".

En revanche, dans l'infrarouge, une imprécision sur la mesure du rayon convexe conjuguée aux incertitudes sur les régressions rayon convexe-rayon optique (cf.



chapitre 4, Figure 4.14) conduira à une incertitude sur le rayon optique déterminé et aura donc un impact non négligeable sur la réflectance modélisée. Le rayon optique utilisé pour modéliser la réflectance dans le plan perpendiculaire au plan solaire à  $1.65 \mu\text{m}$  (Figure 5.13), n'est pas adapté pour reproduire les mesures. Il faudrait dans ce cas un rayon optique d'environ  $140 \mu\text{m}$  au lieu d'un rayon optique de  $224 \mu\text{m}$ .

Cependant, dans le cas de la mesure dans le plan solaire, le rayon optique nécessaire pour retrouver les valeurs expérimentales varie avec l'angle de visée. Ainsi, sur la Figure 5.10, il faut un rayon optique de  $150 \mu\text{m}$  pour modéliser la réflectance aux petits angles de visée et un rayon optique de  $224 \mu\text{m}$  pour retrouver les mesures associées à la rétrodiffusion.

Comme le montrent les Figures 5.10-14, l'utilisation de sphères dans la modélisation à  $1.65 \mu\text{m}$  n'est pas adaptée pour reproduire correctement les mesures (d'où l'introduction de particules hexagonales).

A  $0.85 \mu\text{m}$ , l'effet de la taille n'est pas encore très marqué. Le fait d'utiliser dans le modèle un rayon optique pas forcément adéquat aura moins de conséquence qu'à  $1.65 \mu\text{m}$ . L'incertitude sur le rayon optique à  $0.85 \mu\text{m}$  peut conduire à une imprécision d'environ 5% sur la réflectance modélisée. Ce facteur ne peut justifier à lui seul l'écart entre le modèle et les mesures. Le 11 mars, pour retrouver les réflectances expérimentales dans le plan perpendiculaire au plan solaire, un rayon d'environ  $700 \mu\text{m}$  devrait être introduit dans le modèle, ce qui est irréaliste étant donné l'ordre de grandeur du rayon convexe ( $263 \mu\text{m}$ ) mesuré.

Dans le proche infrarouge, il serait intéressant d'utiliser des particules hexagonales comme nous l'avons fait pour la longueur d'onde  $1.65 \mu\text{m}$  puisque le rayon optique n'est pas adapté pour modéliser la réflectance.

#### d) Flux atmosphériques

Il s'agit ici d'évaluer les conséquences d'une incertitude de la mesure des épaisseurs optiques atmosphériques sur la détermination des flux diffus et par conséquent sur la réflectance modélisée. On sait que du fait de la diffusion Rayleigh, l'influence de l'atmosphère est plus importante aux courtes longueurs d'onde. Nous avons pris l'exemple de la journée du 11 mars à 14h42.

Nous avons simulé trois scénarios atmosphériques. La première simulation est celle utilisée dans les calculs du paragraphe 5.6 d'après les mesures d'épaisseurs optiques de l'instrument Cimel (scénario 0). Dans la deuxième simulation (scénario 1), nous n'avons pas tenu compte de l'atmosphère. Le dernier cas (scénario 2) modélise une atmosphère dont la composition est calculée à partir d'épaisseurs optiques aérosol et moléculaire 2 fois supérieures à celles utilisées dans le scénario 0.

Le doublement des épaisseurs optiques induit une incertitude largement supérieure à celle estimée à 0.01 en absolu sur l'épaisseur optique totale.

Toutes les valeurs modélisées sont sans dimension puisque par convention nous avons adopté un flux direct solaire hors atmosphère égal à  $\mu_s\pi$ .

On présente dans le Tableau 5.17 les flux directs et diffus associés à chacune de ces situations pour les quatre longueurs d'onde de la mesure.

$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	scénario 0		scénario 1		scénario 2	
	$F_{\text{dir}}$	$F_{\text{diff}}$	$F_{\text{dir}}$	$F_{\text{diff}}$	$F_{\text{dir}}$	$F_{\text{diff}}$
0.45	0.79	0.57	1.46	0	0.43	0.85
0.65	1.11	0.30	1.46	0	0.87	0.53
0.85	1.27	0.17	1.46	0	1.11	0.31
1.65	1.38	0.06	1.46	0	1.31	0.11

Tableau 5.17 Flux atmosphériques modélisés pour trois types d'atmosphères (11 mars).

A mesure que l'on va vers l'infrarouge, l'influence de l'atmosphère diminue, le flux direct augmente se rapprochant ainsi de sa valeur hors atmosphère et le flux diffus diminue. Les scénarios 0 et 2 convergent vers le scénario 1 (pas d'atmosphère).

A toutes les longueurs d'onde, les flux directs du scénario 2 sont inférieurs à ceux du scénario 0 puisque dans le premier cas l'atmosphère est plus riche en aérosols et molécules et par conséquent l'atténuation du faisceau direct solaire plus importante. A l'inverse, plus l'épaisseur optique est grande et plus le flux diffus, lui, est important.

Le doublement des épaisseurs optiques conduit à une diminution du flux direct de 60% à 0.45  $\mu\text{m}$ , 24% à 0.65  $\mu\text{m}$ , 13% à 0.85  $\mu\text{m}$  et 5% à 1.65  $\mu\text{m}$ .

Le Tableau 5.18 résume pour chacune des trois atmosphères les réflectances modélisées (à partir de sphères) dans le plan solaire aux longueurs d'onde 0.45,

0.65, 0.85 et 1.65  $\mu\text{m}$  ainsi que les valeurs expérimentales pour la journée du 11 mars, pour trois angles de visée.

$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	$\theta$ ( $^\circ$ )	$\rho_e$ scénario 0	$\rho_e$ scénario 1	$\rho_e$ scénario 2	$\rho_e$ mesures
0.45	40.3	.85	.96	.77	.72
	-1.5	.74	.72	.69	.60
	-11.1	.71	.73	.69	.63
0.65	40.3	.93	.98	.89	.79
	-1.5	.74	.74	.74	.64
	-11.1	.75	.76	.76	.68
0.85	40.3	.92	.94	.90	.76
	-1.5	.70	.70	.70	.59
	-11.1	.71	.71	.71	.62
1.65	40.3	.043	.044	.041	.064
	-1.5	.013	.013	.013	.021
	-11.1	.016	.016	.016	.021

*Tableau 5.18 Réflectances modélisées pour les trois simulations et comparaison avec les mesures (11 mars, plan solaire).*

La luminance normalisée (ou réflectance équivalente, équation (5.4)) du scénario 1 est supérieure aux autres luminances puisque lorsqu'il n'y a pas d'atmosphère le flux direct atmosphérique est maximum, on mesure donc une énergie plus importante au dessus de la surface.

Les écarts entre les différents scénarios sont ici inférieurs à 12% pour l'angle de visée de 40.3° et pour les autres géométries de quelques pourcents. Comme on pouvait s'y attendre, en augmentant la longueur d'onde les résultats des simulations 0 et 2 convergent vers le cas sans atmosphère.

L'impact de la modélisation atmosphérique est faible sur la réflectance et ce, même dans le spectre visible, puisque les trois atmosphères simulées donnent des résultats très voisins. L'approximation faite dans la modélisation en supposant un flux atmosphérique diffus descendant (passage de l'équation (5.14) à l'équation (5.15)) aura peu de conséquence sur la modélisation même dans l'infrarouge (plus on s'éloigne du visible moins le flux est isotrope). De plus, à 1.65  $\mu\text{m}$ , le flux diffus est très faible (Tableau 5.17) et son effet encore amoindri.

e) Épaisseurs optiques de la neige

L'erreur faite sur la détermination de l'épaisseur optique d'une couche de neige provient essentiellement de l'imprécision à mesurer l'épaisseur physique de cette dernière et de l'incertitude quant à la densité de la neige (estimée et non mesurée dans notre cas). Pour les épaisseurs de la couche superficielle qui sont celles évaluées lors des mesures (2 cm le 11 mars, 0.5 cm les 12 et 13 mars) il est facilement concevable que les imprécisions citées auparavant entraînent une incertitude d'un facteur 2 sur l'épaisseur optique de la couche supérieure.

Pour la journée du 11 mars, nous avons simulé un doublement de l'épaisseur optique (scénario 1) de la couche superficielle rentrée jusqu'à présent dans le modèle. Les autres couches gardent la même épaisseur. Comme la concentration en carbone suie a été attribuée à la couche superficielle, cela a pour conséquence aussi d'augmenter l'absorption par le carbone suie.

Nous nous intéressons ici aux longueurs d'onde du visible et proche infrarouge, puisqu'à 1.65  $\mu\text{m}$ , le rayonnement est très rapidement absorbé lors de sa traversée dans la couche superficielle du manteau neigeux et qu'il est par conséquent inutile de travailler sur la détermination de l'épaisseur optique de cette dernière. Les résultats sont présentés dans le tableau suivant, comparés aux réflectances obtenues au paragraphe 5.6 (scénario 0) et aux mesures pour trois angles de visée.

$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	$\theta$ ( $^\circ$ )	$\rho_e$ scénario 0	$\rho_e$ scénario 1	$\rho_e$ mesures
0.45	30.8	.78	.75	.67
	-1.5	.74	.68	.60
	-11.1	.71	.68	.63
0.65	30.8	.83	.81	.73
	-1.5	.74	.71	.64
	-11.1	.75	.73	.68
0.85	30.8	.81	.80	.69
	-1.5	.70	.69	.59
	-11.1	.71	.70	.62

*Tableau 5.19 Réflectances modélisées pour deux épaisseurs optiques de neige dans le plan solaire, pour la journée du 11 mars.*

Comme on pouvait s'y attendre ici, pour l'exemple du 11 mars, en renforçant le rôle de la couche superficielle on augmente aussi l'absorption par le carbone suie. L'effet est plus marqué à 0.45  $\mu\text{m}$ , canal plus sensible que les autres à la pollution. On peut espérer à 0.45  $\mu\text{m}$ , faire diminuer l'écart entre la modélisation et les mesures d'environ 5%, mais, à 0.85  $\mu\text{m}$ , l'amélioration ne serait que de 1 à 2%.

#### f) Contenu en carbone suie

Dans le visible, l'impact de la pollution est déterminant sur la réflectance de la neige (chapitre 4, §4.3.1). A 0.85  $\mu\text{m}$ , cet effet est plus faible et à 1.65  $\mu\text{m}$  inexistant compte tenu des pollutions habituellement rencontrées dans la neige.

Nous avons remarqué en présentant les résultats du paragraphe 5.6, que les réflectances mesurées et modélisées à 0.65  $\mu\text{m}$  étaient souvent du même ordre de grandeur et parfois même supérieures aux réflectances à 0.45  $\mu\text{m}$  (Figures 5.10-13). Cependant, l'absorption du rayonnement par la glace à 0.45  $\mu\text{m}$  est inférieure à celle à 0.85  $\mu\text{m}$  (indices imaginaires de la glace, Warren, 1984).

Si on modélise la réflectance de la neige sans tenir compte de la pollution (0 ppmw), pour une même taille de grains, les réflectances à 0.45  $\mu\text{m}$  sont supérieures à celles à 0.65  $\mu\text{m}$  (Tableaux 5.20-23), ce qui est normal. Plus on introduit de la pollution dans le modèle de neige et plus la diminution de la réflectance à 0.45  $\mu\text{m}$  est grande par rapport à celle qui a lieu à 0.65  $\mu\text{m}$ , car l'effet de la pollution est maximal aux courtes longueurs d'onde. Passé un certain taux de pollution, la réflectance à 0.65  $\mu\text{m}$  est supérieure à celle à 0.45  $\mu\text{m}$ . Pour une pollution importante (comme celle présente le 11 mars sur le terrain), la réflectance à 0.85  $\mu\text{m}$  peut elle aussi être supérieure à celle à 0.45  $\mu\text{m}$ .

On gardera en mémoire qu'à la longueur d'onde 0.85  $\mu\text{m}$ , la taille des grains dans le modèle n'est pas la même (rayon optique) que celle rentrée dans le visible (rayon convexe).

Nous avons évoqué au paragraphe 5.3 la difficulté que nous avons à disposer d'une mesure fiable de la pollution de la neige. Les concentrations mesurées (Tableaux 5.3-5) sont si disparates entre elles pour des neiges issues de la même couche, qu'il a fallu se donner une concentration à introduire dans les modèles

qui peut être éloignée de la concentration réelle, présente sur le terrain. Ce qui forcément ne peut avoir que des répercussions fâcheuses sur la modélisation.

De plus, on soulignera que le profil de concentration du carbone suie dans le manteau neigeux est difficile à modéliser. Sur les sites de mesure, la teneur en carbone suie est maximale dans la fine pellicule de pollution issue du dépôt sec et qui est très riche en polluants. Il n'est pas évident que les prélèvements de neige rendent bien compte de cette fine couche. Lors de mesures en laboratoire, nous n'avons pas ce problème puisque l'échantillon de neige était homogène et non stratifié.

Les contenus que nous avons utilisés dans les modèles peuvent être sous estimés par rapport à leur valeur réelle, ce qui conduirait à des réflectances modélisées supérieures à celles mesurées, mais ils peuvent être aussi surestimés! Nous avons étudié l'effet d'une augmentation du contenu en carbone suie sur la réflectance (Tableaux 5.20-22). Cela nous permettra d'évaluer l'ordre de grandeur des concentration en carbone suie qu'il faut donner au modèle pour s'approcher des mesures.

$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	$\theta_v$ ( $^\circ$ )	pe 0 ppmw	pe 0.7 ppmw	pe 1 ppmw	pe 2 ppmw	pe mesures
0.45	30.8	.92	.78	.74	.65	.67
	-1.5	.86	.74	.67	.58	.60
	-11.1	.86	.71	.68	.58	.59
0.65	30.8	.93	.83	.81	.74	.73
	-1.5	.84	.74	.71	.64	.64
	-11.1	.85	.73	.85	.65	.68
0.85	30.8	.84	.81	.80	.76	.69
	-1.5	.73	.70	.69	.64	.59
	-11.1	.74	.71	.70	.66	.62

*Tableau 5.20 Réflectances modélisées pour différents contenus en carbone suie, comparaison avec les mesures pour la journée du 11 mars, dans le plan solaire.*

$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	$\theta_v$ ( $^\circ$ )	pe 0 ppmw	pe 0.7 ppmw	pe 1 ppmw	pe 2 ppmw	pe mesures
0.45	31.2	.97	.94	.92	.87	.88
	1.7	.92	.90	.87	.82	.86
	-33.6	.95	.92	.90	.85	.79
0.65	31.2	.97	.96	.94	.91	.87
	1.7	.91	.89	.87	.84	.85
	-33.6	.93	.91	.90	.87	.74
0.85	31.2	.88	.87	.86	.85	.77
	1.7	.81	.80	.79	.78	.71
	-33.6	.85	.84	.83	.82	.67

Tableau 5.21 Réflectances modélisées pour différents contenus en carbone suie, comparaison avec les mesures pour la journée du 12 mars.

$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	$\theta_v$ ( $^\circ$ )	pe 0 ppmw	pe 0.7 ppmw	pe 1 ppmw	pe 2 ppmw	pe mesures
0.45	39.9	1.06	1.05	.99	.93	.91
	-0.9	1.02	1.01	.95	.89	.83
	-16.7	1.03	1.02	.96	.89	.79
0.65	39.9	1.03	1.02	.99	.95	.91
	-0.9	.95	.97	.93	.89	.82
	-16.7	.99	.99	.95	.91	.78
0.85	39.9	.95	.95	.93	.91	.81
	-0.9	.91	.91	.89	.86	.73
	-16.7	.91	.90	.88	.86	.67

Tableau 5.22 Réflectances modélisées pour différents contenus en carbone suie, comparaison avec les mesures pour la journée du 13 mars.

Plus on augmente la longueur d'onde, plus l'effet de la pollution est faible et plus la concentration à rentrer dans les modèles pour faire diminuer la réflectance est élevée.

Pour les trois jours de mesure, à 0.45  $\mu\text{m}$  et 0.65  $\mu\text{m}$ , une concentration en carbone suie de l'ordre d'1 ppmw suffit à se rapprocher sensiblement des mesures. En revanche, à 0.85  $\mu\text{m}$ , l'effet de la pollution étant moindre que dans

le visible, les réflectances modélisées sont encore parfois supérieures aux mesures même avec un contenu en carbone suie de 2 ppmw peu vraisemblable. Il faut se rappeler qu'à cette longueur d'onde une incertitude sur la taille peut conduire à une erreur de quelques pourcents, voire 5% sur la réflectance.

L'effet de la pollution n'est pas le même selon l'angle de visée sans doute à cause de la difficulté du modèle à reproduire le caractère bidirectionnel de la réflectance (partie b de ce paragraphe).

Si une concentration de 1 ppmw n'est pas excessive, en revanche, la valeur 2 ppmw est trop importante et peu vraisemblable vis à vis des taux en carbone suie habituellement mesurés. Il faudrait des contenus en pollution trop élevés et irréalistes pour espérer retrouver l'ordre de grandeur des mesures.

Jusqu'à maintenant, on ne prenait en compte la pollution que dans la couche superficielle du manteau neigeux, ici, nous avons imaginé un profil stratigraphique du carbone suie pour la journée du 11 mars (Tableau 5.23). La répartition est la suivante: 0.7 ppmw dans la couche supérieure, 0.5 ppmw dans la deuxième couche et 0.06 ppmw dans la couche du bas. Les résultats sont comparés à ceux du paragraphe 5.6 (répartition superficielle du carbone suie).

$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	$\theta_v$ ( $^\circ$ )	pe 0.7 ppmw	pe profil	pe mesures
0.45	30.8	.78	.76	.67
	-1.5	.74	.69	.60
	-11.1	.71	.69	.59
0.65	30.8	.83	.82	.73
	-1.5	.74	.73	.64
	-11.1	.73	.74	.68
0.85	30.8	.81	.76	.69
	-1.5	.70	.66	.59
	-11.1	.71	.68	.62

*Tableau 5.23 Réflectances modélisées pour un profil en carbone suie dans le manteau neigeux, comparaison avec les mesures pour la journée du 11 mars (plan solaire).*



On observe une diminution de quelques pourcents de la réflectance en imaginant un profil de pollution par rapport à une pollution uniquement dans la couche de surface. Là encore, on se rapproche plus des mesures dans le visible que dans le proche infrarouge mais l'écart entre les réflectances mesurées et modélisées ne peut s'expliquer seulement par l'effet de la pollution. D'autres facteurs tels que la topographie (§5.8.1) ou la bande spectrale de la mesure (partie g) interviennent aussi.

### g) Fonction filtre des canaux

En toute rigueur, dans la modélisation, il aurait fallu tenir compte de la fonction filtre des quatre canaux de la mesure (pour Refpol 0.45, 0.65, 0.85 et 1.65  $\mu\text{m}$ ), car la mesure n'est pas réellement monochromatique mais s'étend de part et d'autre de la longueur d'onde centrale. Le fait de ne pas intégrer la réflectance modélisée sur la bande spectrale de la mesure peut introduire un petit décalage entre les valeurs expérimentales et le modèle.

Si décalage il y a, c'est surtout dans le proche et moyen infrarouge que sa répercussion sur la réflectance pourrait se voir, car dans l'infrarouge l'indice de la glace à rentrer dans les modèles varie fortement avec la longueur d'onde et on sait qu'il influence très nettement la modélisation.

La fonction filtre du canal proche infrarouge s'étend de 0.8 à 0.9  $\mu\text{m}$ . Entre ces deux longueurs d'onde, l'indice imaginaire ( $I_m$ ) de la glace décroît. Nous avons calculé la réflectance aux deux extrémités du filtre et en son centre (Tableau 5.24), pour la journée du 11 mars.

$\theta_v$ (°)	$\rho_e$ (1.6 $\mu\text{m}$ ) $I_m=2.66 \cdot 10^{-4}$	$\rho_e$ (1.65 $\mu\text{m}$ ) $I_m=2.23 \cdot 10^{-4}$	$\rho_e$ (1.7 $\mu\text{m}$ ) $I_m=1.72 \cdot 10^{-4}$	$\rho_e$ mesures
30.8	.82	.81	.75	.69
-1.5	.71	.70	.64	.59
-11.1	.72	.71	.65	.62

Tableau 5.24 *Réflectances modélisées aux longueurs d'onde extrêmes de la fonction filtre à 0.85  $\mu\text{m}$ , pour la journée du 11 mars (plan solaire).*

L'augmentation de l'indice imaginaire de la glace entre 0.85 et 0.9  $\mu\text{m}$  est plus importante qu'entre 0.8 et 0.85  $\mu\text{m}$ . Les réflectances calculées à 0.9  $\mu\text{m}$  sont proches des valeurs expérimentales. En prenant en compte la largeur du filtre du

canal de la mesure dans le modèle, il est probable que l'on diminue de quelques pourcents la réflectance par rapport à celle calculée au paragraphe 5.6. Entre 0.55 et 0.80  $\mu\text{m}$  la réflectance modélisée augmente en relatif d'environ 0.5 à 5% et entre 0.85 et 0.9  $\mu\text{m}$  sa diminution est de 7 à 10%.

Nous avons fait le même test sur le filtre de Refpol centré sur 1.65  $\mu\text{m}$ , aux longueurs d'onde 1.6 et 1.7  $\mu\text{m}$  situées de part et d'autre de la valeur centrale du filtre.

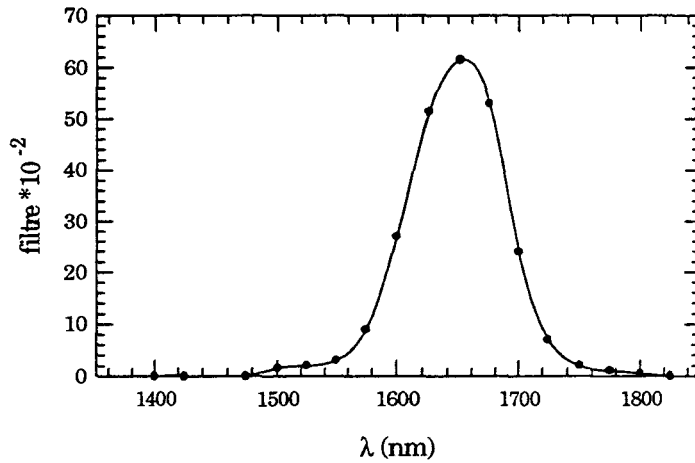


Figure 5.26 Fonction filtre du canal 1.65  $\mu\text{m}$  de Refpol.

Entre 1.6 et 1.7  $\mu\text{m}$ , l'indice imaginaire de la glace diminue. A 1.7  $\mu\text{m}$ , dans le modèle, on augmente donc la réflectance de la neige par rapport à celle calculée à 1.65  $\mu\text{m}$ , mais à 1.6  $\mu\text{m}$ , on la diminue.

On donne pour exemple (Tableau 5.25) quelques résultats de comparaison des réflectances à ces trois longueurs d'onde pour le 12 mars, avec les particules hexagonales de type  $2c/L=1$ . Le rayon convexe vaut 134  $\mu\text{m}$ .

$\theta_v$ (°)	$\rho_e$ (1.6 $\mu\text{m}$ ) $\text{Im}=2.66 \cdot 10^{-4}$	$\rho_e$ (1.65 $\mu\text{m}$ ) $\text{Im}=2.23 \cdot 10^{-4}$	$\rho_e$ (1.7 $\mu\text{m}$ ) $\text{Im}=1.72 \cdot 10^{-4}$	$\rho_e$ mesures
40.3	.12	.12	.19	.17
1.7	.046	.055	.084	.068
-3.4	.045	.064	.084	.060
-33.6	.065	.071	.12	.074

Tableau 5.25 Réflectances modélisées pour les trois longueurs d'onde de la fonction filtre centrée à 1.65  $\mu\text{m}$ , pour la journée du 12 mars.

L'écart entre les réflectances modélisées aux deux longueurs d'onde extrêmes du filtre peut atteindre 58%. Par conséquent, dans le proche et moyen infrarouge, il faut ajouter à l'effet de la taille des grains l'effet de l'indice imaginaire de la glace, lui non plus non négligeable.

## 5.9 Conclusion

Le but de ce travail était de comparer des mesures de réflectances bidirectionnelles non polarisées et polarisées de la neige avec les sorties de notre modèle. Nous résumons ici les principaux résultats obtenus ainsi que les causes possibles pouvant être à l'origine des désaccords observés entre les mesures et la modélisation. On rappelle que l'incertitude expérimentale des appareils Refpol et M.I.R. se situe autour de 5 à 10%.

### 5.9.1 Réflectance non polarisée

A toutes les longueurs d'onde, une partie des différences mesures-modèle est liée à la difficulté du modèle à reproduire l'allure de la réflectance bidirectionnelle en fonction de l'angle de diffusion. De plus, la réflectance est très sensible à l'angle solaire local et donc à la topographie du site de mesure, d'autant plus que le soleil est bas sur l'horizon. Dans les études futures, l'estimation de la topographie sera indispensable, c'est aussi une des conclusions de Fily et al. (1996).

#### a) Visible et proche infrarouge: modélisation avec des sphères

Pour une mesure effectuée perpendiculairement au plan solaire, dans le visible et proche infrarouge, l'écart entre le modèle et les mesures est de 13 à 15%.

Dans le visible, l'écart entre les mesures et le modèle n'est pas seulement dû aux effets de la topographie, ils résultent aussi d'une mauvaise modélisation de la pollution et des incertitudes sur la mesure du contenu en carbone suie. Une erreur sur la détermination de l'épaisseur optique de la couche superficielle du manteau neigeux peut modifier les résultats de quelques pourcents. En prenant

un profil de pollution au sein du manteau neigeux, on peut espérer améliorer un peu la modélisation.

Les effets atmosphériques (détermination des flux direct et solaire à partir de la mesure des épaisseurs optiques) sont moindres.

A  $0.85 \mu\text{m}$ , nous avons vu que l'effet de la taille ne jouait que de quelques pourcents sur la réflectance et ne pouvait expliquer à lui seul les différences entre le modèle et les mesures. L'incertitude sur le rayon optique à introduire dans le modèle a encore peu d'impact à cette longueur d'onde.

L'effet de la pollution est moins marqué que dans le visible mais n'est pas négligeable surtout pour de fortes teneurs en carbone suie. Mais il faudrait rentrer dans le modèle une pollution trop importante (irréaliste) pour réduire l'écart entre les mesures et le modèle. Nous pensons que cette divergence, à  $0.85 \mu\text{m}$ , est principalement dû à l'action de la topographie et à l'influence de l'indice de réfraction de la glace sur la réflectance.

Dans le futur, il serait aussi intéressant d'étudier l'effet de la forme des grains sur la réflectance et de prendre en compte dans la modélisation la largeur du filtre du canal de la mesure.

#### b) 1.65 $\mu\text{m}$ : effet de forme

Dans le moyen infrarouge, les différences mesures-modèle sont en partie dues à l'influence de la taille et de la forme des grains sur la réflectance et dépendent fortement de la mesure du rayon convexe. Là encore, les incertitudes sur les flux atmosphériques sont négligeables vis à vis des autres sources d'erreur possibles.

L'introduction de particules hexagonales pour le canal  $1.65 \mu\text{m}$ , a permis d'améliorer sensiblement la modélisation et notamment de faire disparaître le pic de l'arc en ciel dû à l'introduction de sphères dans le modèle, maximum qui n'apparaissait pas sur les mesures. L'allure des courbes expérimentales de réflectance est en général bien reproduite avec des particules hexagonales caractérisées par le rapport de leurs dimensions  $2c/L=1$ . L'écart entre le modèle et les mesures, pour ce canal, avec ce type de particules, est de 15 à 30%.

Comme pour le canal  $0.85 \mu\text{m}$ , il faudrait aussi prendre en considération l'incertitude sur l'indice de réfraction de la glace et inclure la largeur de la fonction filtre à  $1.65 \mu\text{m}$  dans la modélisation.

### 5.9.2 Réflectance polarisée

En ce qui concerne la réflectance polarisée, nous avons montré que les particules sphériques n'étaient pas adaptées pour modéliser la polarisation de la neige et ce pour les trois sites de mesure et à toutes les longueurs d'onde. Comme pour la réflectance, la modélisation à partir de sphères fait apparaître le pic de l'arc en ciel non visible sur les mesures. En revanche, à  $1.65 \mu\text{m}$ , les particules hexagonales de forme plaquettes modélisent bien la polarisation du rayonnement par la neige. D'après nos résultats, la polarisation est faible (inférieure à 0.06) et n'est pas sensible à la taille des grains.

### 5.9.3 Perspectives

Si les cristaux hexagonaux semblent plus adaptés à modéliser le comportement de la neige, ces résultats demandent à être confirmés par d'autres mesures que celles dont nous disposons ici. Au vu des résultats à  $1.65 \mu\text{m}$ ; il serait intéressant d'introduire des particules hexagonales aux autres longueurs d'onde visible et proche infrarouge tout au moins pour vérifier nos résultats concernant la réflectance polarisée.

Des mesures de la B.R.D.F. de la neige en laboratoire (L.G.G.E.) permettront de réduire les incertitudes évoquées ici en améliorant le contrôle sur la pollution (prélèvements de neige en très haute altitude sur des sites vierges), sur l'éclairement, sur la longueur d'onde et sur la topographie (élaboration de surfaces lisses et plates).

*Chapitre 6*

**Application à la télédétection:  
effets de rugosité**

## 6.1 Introduction

Dans le chapitre 3, nous avons décrit un modèle de réflectance bidirectionnelle de la neige pour une surface lisse. Or, pour être appliqué aux données de télédétection au dessus de l'Antarctique, le modèle doit aussi tenir compte des rugosités des surfaces polaires qui ont pour conséquence une modification de la réflectance par rapport à la réflectance d'un sol lisse.

Les reliefs présents sur la calotte antarctique et appelés sastrugi sont créés par des vents forts et persistants. Leur hauteur varie de quelques centimètres au mètre et leur longueur peut atteindre le mètre et plus encore. Leur largeur est souvent négligeable par rapport à leur longueur. Ces éléments en neige ont une direction d'orientation privilégiée qui est celle du vent (Figure 6.1).



*Figure 6.1 Champ de sastrugi en Terre-Adélie (Antarctique),  
photo de F. Candaudad (L.G.G.E).*

L'impact des sastrugi sur la B.R.D.F. "Bidirectional Reflectance Distribution Function" de la neige dépend de leur orientation par rapport aux directions

solaire et de visée et aussi de leurs dimensions et de leur nombre par unité de surface. Pour un sol lisse, la B.R.D.F. dépend des angles zénithaux des directions solaire et de visée ( $\theta_s$  et  $\theta_v$ ) et de leur différence azimutale ( $d\phi$ ), dans notre cas la connaissance des quatre angles ( $\theta_s, \theta_v, \phi_s, \phi_v$ ) est nécessaire. Le caractère rugueux de la surface est d'autant plus marqué lorsque la taille des sastrugi est importante et que le soleil est bas sur l'horizon. Cela conduit à une augmentation ou une diminution de la réflectance bidirectionnelle par rapport à ce qu'elle serait si la surface était plane.

Nous avons commencé à développer un modèle prenant en compte l'impact des rugosités sur la B.R.D.F. de la neige et qui est basé sur le travail de Roujean et al. (1992). D'autres modèles existent. Celui de Wendler et Kelley (1988) modélise les sastrugi par des parois verticales demi cylindriques. Il a été critiqué par Grenfell et al. (1994) car il suppose un albédo de seulement 0.15 pour les surfaces à l'ombre, ce qui est trop faible par rapport à la valeur (0.8) donnée aux surfaces directement éclairées par le soleil. Les modèles de Otterman (1981), Otterman et Weiss (1984) et le modèle de Roujean et al. ont été développés pour l'étude de la végétation. Ce dernier, comme celui de Hapke (1993) suppose que les rugosités sont aléatoirement orientées, mais est plus facile à adapter au cas des sastrugi (qui sont dirigés selon une direction privilégiée); nous l'avons choisi comme point de départ pour notre étude.

L'Université de Washington s'est aussi déjà intéressée à la modélisation des sastrugi, (O'Rawe, 1991, Grenfell et al., 1994, Brandt et al. 1991) et dispose de mesures de la B.R.D.F. de la neige au Pôle Sud. Une collaboration a été entamée pour utiliser ces mesures afin de valider notre modèle.

Les données d'entrée du modèle sont les caractéristiques physiques des sastrugi, leur densité (nombre par unité de surface), les géométries solaire et de visée et la réflectance d'un sol plat calculée selon la procédure décrite au chapitre 3 (couplage diffusion de Mie avec le code adding/doubling). On négligera l'influence de la topographie qui elle aussi modifie la B.R.D.F..

L'objectif sera par la suite de déterminer la direction du vent (qui est aussi la direction d'orientation privilégiée des sastrugi) à partir de données de télédétection du radiomètre P.O.L.D.E.R.. Dans cette étude, nous n'avons pas fait intervenir la polarisation car les mesures faites au Pôle Sud qui nous ont été fournies n'en tiennent pas compte.



## 6.2 Modélisation des effets des sastrugi sur la B.R.D.F.

### 6.2.1 Positionnement du problème

Roujean et al (1992) ont modélisé la réflexion diffuse de feuillages en considérant la structure géométrique des éléments réfléchissants et les effets d'ombre qu'ils induisent. Ils ont simulé la rugosité des surfaces par des parallélépipèdes rectangles lambertiens placés sur un sol plan. A une plus large échelle, ce travail peut être appliqué à l'étude des ombres créées par les arbres, les rochers... Dans leur modèle, les surfaces à l'ombre sont considérées comme noires (non éclairées et non réfléchissantes) les parallélépipèdes sont orientés aléatoirement et suffisamment espacés pour qu'il n'y ait pas de superposition d'ombres. La largeur des protrusions est très inférieure à leur hauteur et à leur longueur.

Dans notre modèle les parallélépipèdes ont une orientation privilégiée, ils réfléchissent de façon non lambertienne le rayonnement solaire (diffusion anisotrope de la neige), les surfaces à l'ombre ne sont pas considérées comme noires puisqu'elles sont éclairées par le rayonnement diffus atmosphérique. On se placera à une longueur d'onde donnée. Les parallélépipèdes (Figure 6.2) auront tous la même dimension:  $l$  sera leur longueur,  $b$  leur largeur et  $h$  leur hauteur. Les angles zénithaux solaire et de visée sont  $\theta_s$  et  $\theta_v$ , les angles azimutaux respectivement  $\phi_s$  et  $\phi_v$ . Les obstacles sont repérés par l'azimut de leur normale située du côté du soleil,  $\phi_n$ . L'azimut est compté par rapport au Nord dans le sens trigonométrique.

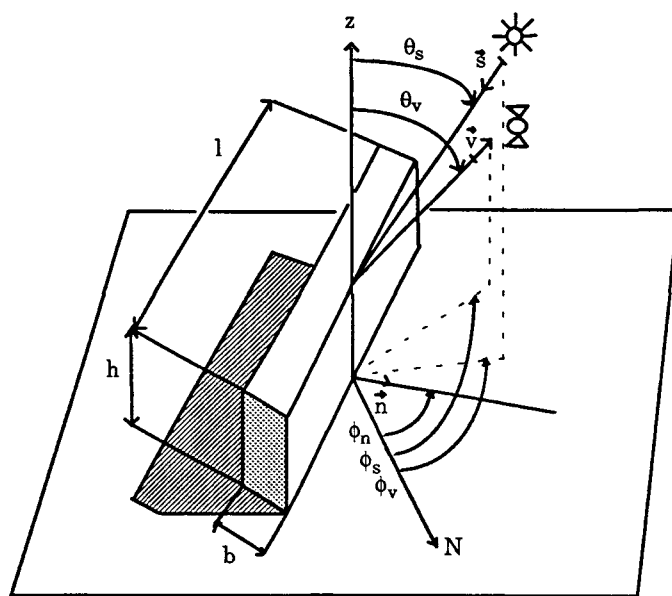


Figure 6.2 Conditions d'éclairage et de visée d'un sastrugi.

## 6.2.2 Expression des surfaces éclairées et à l'ombre

### a) Définitions

Pour un sastrugi, on définit:

-  $S_h$ : la surface horizontale qui ne contribue pas à la réflectance si l'on suppose que l'ombre est noire. Cette surface pour l'essentiel comprend la zone d'ombre ( $S_{ho}$ ) et la zone non vue par le détecteur ( $S_{hc}$ ) car cachée par le sastrugi (Figure 6.3).

$$S_{ho} = hl \operatorname{tg} \theta_s \cos |\phi_s - \phi_n| \quad (6.1)$$

$$S_{hc} = hl \operatorname{tg} \theta_v \cos |\phi_v - \phi_n| \quad (6.2)$$

C'est comme si le capteur créait sa propre ombre.

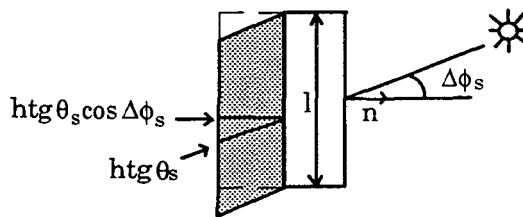


Figure 6.3 Détermination de la surface à l'ombre  $S_{ho}$  (en gris).

On appellera:

-  $S_v$ : la surface verticale qui contribue positivement à la réflectance.  $S_v=0$  si la surface éclairée n'est pas vue par le détecteur,  $S_v=hl$  si la surface éclairée est visée.

-  $S_{ombre}$ : la surface à l'ombre et vue par le capteur. Éclairée par le flux diffus, elle ne peut être considérée comme noire, on lui attribue la réflectance diffuse ( $a_v$ ).

### b) Etude des différents cas

Il y a deux cas de figure qui peuvent se présenter; soit le soleil et le radiomètre se trouvent de part et d'autre du sastrugi (cas 1, Figure 6.4) soit ils sont tous deux du même côté du sastrugi (cas 2, Figures 6.5 et 6.6). Le premier effet est négatif et tend à diminuer la réflectance par rapport à celle d'un sol plat à cause de l'ombre induite par les parois verticales des obstacles. Le second effet, positif, est

dû à l'énergie renvoyée par la paroi verticale des protrusions lorsqu'elles sont à la fois éclairées et vues par le détecteur.

Cas 1

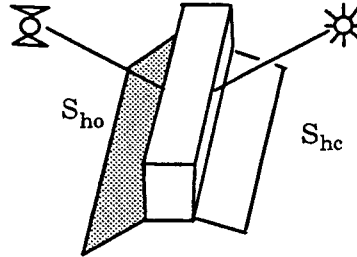


Figure 6.4 Illustration d'une configuration où soleil et capteur sont de chaque côté du sastrugi (cas 1).

On a alors:

$$S_h = S_{ho} + S_{hc} \quad (6.3)$$

$$S_{ombre} = S_{ho} \quad (6.4)$$

$$S_v = 0 \quad (6.5)$$

où  $S_{ho}$  et  $S_{hc}$  sont données par (6.1) et (6.2).

Cas 2

Là encore, il y a deux possibilités, car les surfaces à l'ombre et les surfaces non vues se chevauchent.

Cas 2.a

La surface à l'ombre ( $S_{ho}$ ) est supérieure à la surface non vue par le détecteur ( $S_{hc}$ ). Le radiomètre voit donc de l'ombre. Ce cas survient en général lorsque le détecteur est haut dans le ciel.

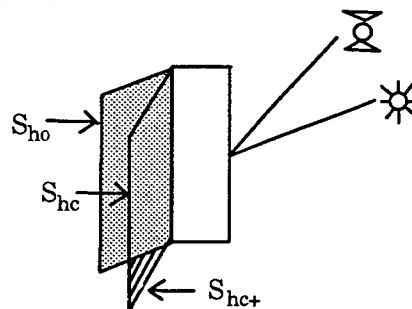


Figure 6.5 Projection sur le plan horizontal. Illustration d'une configuration 2.a.

Dans ce cas:

$$S_h = S_{ho} + S_{hc+} \quad (6.6)$$

$$S_{ombre} = S_{ho} - S_{hc+} + S_{hc+} \quad (6.7)$$

$$S_v = hl \quad (6.8)$$

$\Delta\phi_s$ et $\Delta\phi_v$ de même signe	$S_{hc+} = \frac{1}{2}(\text{htg}\theta_v)^2  \cos \Delta\phi_v  (\cos \Delta\phi_v  \text{tg} \Delta\phi_s  - \sin \Delta\phi_v ) $	cas 2a1
$\Delta\phi_s$ et $\Delta\phi_v$ de signe contraire	$S_{hc+} = \frac{1}{2}(\text{htg}\theta_v)^2 \cos \Delta\phi_v  (\cos \Delta\phi_v  \text{tg} \Delta\phi_s  + \sin \Delta\phi_v )$	cas 2a2

Tableau 6.1 Détermination de  $S_{hc+}$  en fonction du signe de  $\Delta\phi_s$  et  $\Delta\phi_v$ ,  
 $|\Delta\phi_s|$  et  $|\Delta\phi_v|$  sont compris entre 0 et  $\pi/2$ .

$S_{hc+}$  (Tableau 6.1) est la surface éclairée mais non vue par le capteur qui ne contribue pas à la réflectance (hachurée sur la Figure 6.5).

### Cas 2.b

La surface à l'ombre ( $S_{ho}$ ) est inférieure à la surface non vue par le détecteur ( $S_{hc}$ ). Le capteur voit donc très peu d'ombre. Ce cas survient en général lorsque le détecteur est bas dans le ciel.

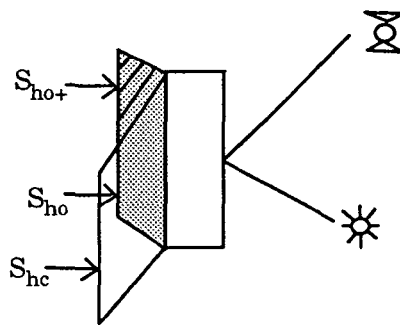


Figure 6.6 Projection sur le plan horizontal d'une configuration 2.b.

Dans ce cas:

$$S_h = S_{hc} + S_{ho+} \quad (6.9)$$

$$S_{ombre} = S_{ho+} \quad (6.10)$$

$$S_v = hl \quad (6.11)$$

$\Delta\phi_s$ et $\Delta\phi_v$ de même signe	$S_{ho+} = \frac{1}{2}(\text{htg}\theta_s)^2  \cos \Delta\phi_s  (\cos \Delta\phi_s  \text{tg} \Delta\phi_v  - \sin \Delta\phi_s ) $	cas 2b1
$\Delta\phi_s$ et $\Delta\phi_v$ de signe contraire	$S_{ho+} = \frac{1}{2}(\text{htg}\theta_s)^2 \cos \Delta\phi_s  (\cos \Delta\phi_s  \text{tg} \Delta\phi_v  + \sin \Delta\phi_s )$	cas 2b2

Tableau 6.2 Détermination de  $S_{ho+}$  en fonction du signe de  $\Delta\phi_s$  et  $\Delta\phi_v$ .

$S_{ho+}$  (Tableau 6.2) est la surface à l'ombre vue par le capteur (hachurée sur la Figure 6.6).

Il est à noter que Roujean et al. dans leur modèle ne font pas état des quantités  $S_{ho+}$ ,  $S_{hc+}$  qui sont en général négligeables par rapport à  $S_{hc}$ ,  $S_{ho}$  et qu'ils considèrent la réflectance de l'ombre nulle.

### 6.2.3 Prise en compte du caractère non lambertien de la neige

On appelle  $\rho_{bv}(\theta_s, \theta_v, \phi_s, \phi_v)$  la réflectance de la surface verticale du sastrugi. On peut assimiler cette réflectance à celle d'une surface horizontale éclairée et vue sous une géométrie différente, soit  $\rho_{bh}(\theta'_s, \theta'_v, \phi'_s, \phi'_v)$  la réflectance associée:

$$\rho_{bv}(\theta_s, \theta_v, \phi_s, \phi_v) = \rho_{bh}(\theta'_s, \theta'_v, \phi'_s, \phi'_v) \tag{6.12}$$

Pour calculer  $\theta'_s$ ,  $\theta'_v$ ,  $\phi'_s$  et  $\phi'_v$  on effectue un changement de repère (Figure 6.7).

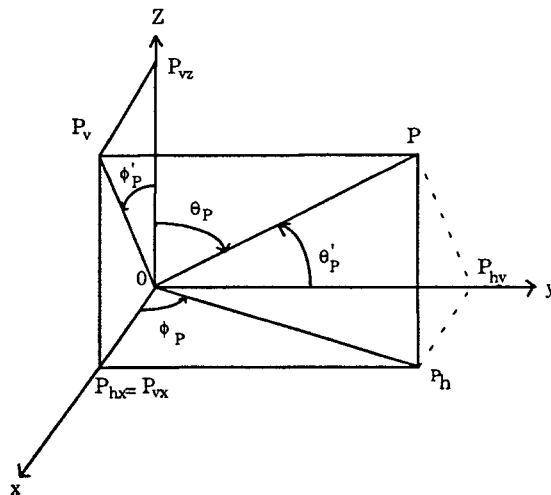


Figure 6.7 Angles zénithaux et azimutaux. Le plan horizontal est déterminé par  $(0, P_{hx}, P_h, P_{hy})$ , le plan vertical par  $(0, P_{vz}, P_v, P_{vx})$ .

d'après la Figure 6.7:

$$\cos\theta' = \sin\theta \sin\phi \quad (6.13)$$

$$\operatorname{tg}\phi' = \operatorname{tg}\theta \cos\phi \quad (6.14)$$

En rapport avec notre problème (Figure 6.2):

$$\cos\theta' = \sin\theta \cos|\Delta\phi| \quad (6.15)$$

$$\operatorname{tg}\phi' = \operatorname{tg}\theta \sin|\Delta\phi| \quad (6.16)$$

Où  $\theta' = \theta'_s, \theta'_v$  et  $\phi' = \phi'_s, \phi'_v$ ,  $\Delta\phi = \Delta\phi_s, \Delta\phi_v$  et:

$$\Delta\phi_s = (\phi_s - \phi_n) \quad (6.17)$$

$$\Delta\phi_n = (\phi_n - \phi_n) \quad (6.18)$$

Les réflectances bidirectionnelles  $\rho_{bh}(\theta_s, \theta_v, \phi_s, \phi_v)$  et  $\rho_{bh}(\theta'_s, \theta'_v, \phi'_s, \phi'_v)$  sont calculées par le code adding/doubling à une longueur d'onde  $\lambda$  et pour une taille de grains.

## 6.2.4 Effets atmosphériques

Le modèle exposé précédemment calcule la réflectance au niveau du sol sans tenir compte de l'atmosphère. Or, pour le valider avec des données terrain, aéroportées ou satellitaires il faut tenir compte de l'influence de la diffusion atmosphérique sur le trajet soleil-sol et sol-capteur.

Le L.O.A. a mis au point un modèle de transfert atmosphérique appelé 6S "Seconde Simulation du Signal Satellitaire dans le Spectre Solaire" (Tanré et al., 1986; Vermote et al., 1996) qui permet d'estimer le signal mesuré par un détecteur aéroporté ou au sol en tenant compte du rayonnement solaire diffusé et absorbé par l'atmosphère.

Plus précisément, il fournit la réflectance et la luminance apparente au niveau du capteur et les flux direct et diffus descendants au niveau du sol. Les données d'entrée du modèle sont les conditions géométriques d'éclairement et de visée, la réflectance de la cible (supposée lambertienne ou non), la composition atmosphérique en gaz et aérosols.

On notera  $F_{\text{dir}}$  le flux direct solaire (équation (5.15) chapitre 5),  $F_{\text{diff}}$  le flux diffus total éclairant la surface (terme purement atmosphérique et terme

d'environnement) et  $F_{tot}^{\downarrow}$  le flux total résultant. Détaillons les processus d'interaction du système terre-atmosphère:

Au niveau du sol, l'éclairement reçu par la cible se décompose suivant (Figure 6.8):

- Le flux solaire direct atténué par la traversée de l'atmosphère (a).
- Le flux diffusé par l'atmosphère le long du trajet soleil-cible (b).
- Le flux diffus dû aux diffusions successives entre l'environnement de la cible et l'atmosphère (appelé aussi trapping) (c).

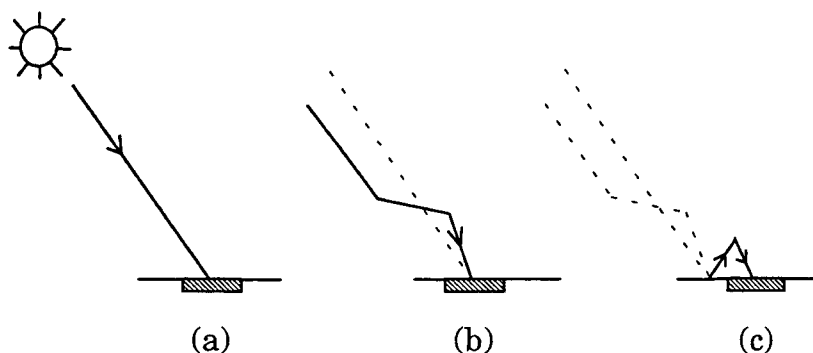


Figure 6.8 Composantes du flux incident  $F_{tot}^{\downarrow}$ .

Au niveau du radiomètre, la luminance résulte de (Figure 6.9):

- La contribution du flux solaire total réfléchi par la surface et directement transmis au capteur (a').
- La luminance atmosphérique pure (pas d'interaction avec la surface) (b').
- La contribution de l'environnement qui réfléchit le flux total qui sera ensuite diffusé par l'atmosphère dans la direction du capteur (c').

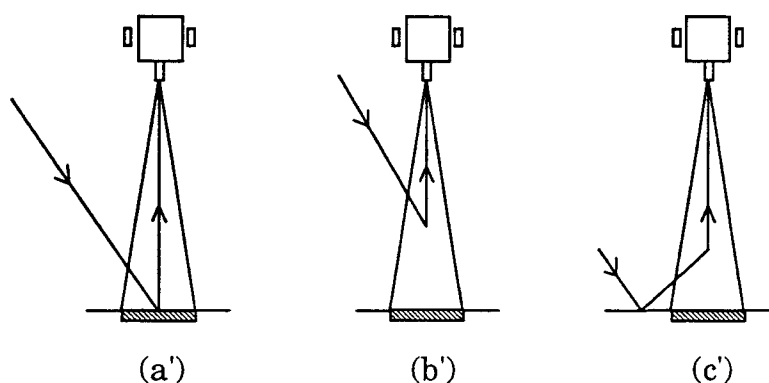


Figure 6.9 Luminances reçues au niveau du capteur.

### 6.2.5 Différentes contributions du flux reçu par le capteur

On se propose ici de détailler les principales composantes de la luminance réfléchie par la cible en direction du capteur, lorsque le pixel contient un sastrugi. On aurait pu prendre en considération encore d'autres contributions mais qui seraient de second ordre par rapport à celles énoncées ici.

Pour  $n$  sastrugi par pixel et supposés alignés, on a:

$$S_h = nS_{h_0} \quad (6.19)$$

$$S_v = nS_{v_0} \quad (6.20)$$

$$S_{\text{ombre}} = nS_{\text{ombre}_0} \quad (6.21)$$

On notera  $S$ , l'aire d'un pixel de la surface,  $L$  la luminance remontant dans la direction du capteur et contenue dans un angle solide  $d\Omega_v$  ( $d\Omega_v = \sin\theta_v d\theta_v d\phi_v$ ) sous lequel est vu le pixel.

#### a) Luminance du pixel sans sastrugi (1)

Le flux remontant du pixel nu est:

$$dF_1^\uparrow = S L_1 \cos\theta_v d\Omega_v \quad (6.22)$$

avec

$$L_1 = L_{1\text{dir}} + L_{1\text{diff}} = \frac{1}{\pi} [ \rho_{\text{bh}}(\theta_s, \theta_v, \phi_s, \phi_v) F_{\text{dir}} + a_{\text{vh}}(\theta_v) F_{\text{diff}} ] \quad (6.23)$$

$\rho_{\text{bh}}$  est la réflectance bidirectionnelle du pixel sans sastrugi,  $a_{\text{vh}}(\theta_v)$  la réflectance hémisphérique directionnelle sans sastrugi (flux réfléchi dans la direction de visée/ flux diffus atmosphérique incident, (cf. définitions chapitre 1 §1.3.3). On illustre la luminance  $L_1$  par la Figure 6.10.

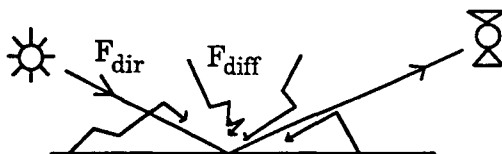


Figure 6.10 Flux incidents et réfléchis par un sol plat  
(illustration pour le cas 1).



b) Luminance de la surface horizontale non vue ou à l'ombre (2)

Le pixel contient un sastrugi. Le flux,  $dF_2^\uparrow$ , récupéré par le capteur est à soustraire à  $dF_1^\uparrow$ , car dans la contribution (1),  $S_{hc}$  et  $S_{hv}$  reçoivent le flux total et réfléchissent dans la direction de visée  $\rho_{bh}$  et  $a_{vh}$  alors que ce n'est plus vrai avec un sastrugi (Figure 6.11).  $S_h$  est la surface non vue ou à l'ombre.

$$dF_2^\uparrow = S_h L_2 \cos\theta_v d\Omega_v \quad (6.24)$$

$$L_2 = L_1 \quad (6.25)$$

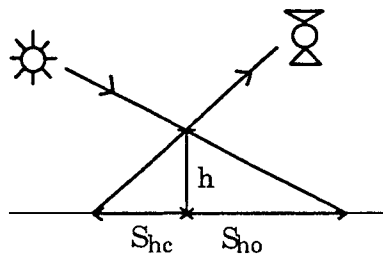


Figure 6.11 Surface  $S_h$  qui ne contribue pas à la réflectance,  $h$  est la hauteur du sastrugi, (illustration pour le cas 1).

c) Luminance de la surface horizontale à l'ombre et vue (3)

L'ombre est considérée comme noire dans le terme (2). En fait,  $S_{ho}$  est éclairée par le flux diffus, d'où l'introduction de  $S_{ombre}$ , surface à l'ombre et vue par le capteur (Figure 6.12).

$$dF_3^\uparrow = S_{ombre} L_3 \cos\theta_v d\Omega_v \quad (6.26)$$

$$L_3 = \frac{1}{\pi} a_{vh}(\theta_v) F_{diff} \quad (6.27)$$

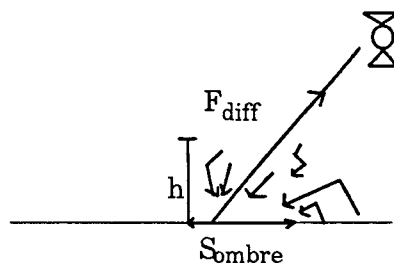


Figure 6.12 Surface  $S_{ombre}$  éclairée par le flux diffus et vue par le capteur, (illustration pour le cas 1).

d) Luminance de la surface verticale du sastrugi vue (4)

Deux cas sont à étudier séparément:

Cas 1

la surface verticale visée est à l'ombre, donc éclairée seulement par le flux diffus (Figure 6.13).

$$dF_4^\uparrow = S_v L_4 \cos\theta'_v d\Omega_v \quad (6.28)$$

( $\theta'_v$  est l'angle de visée par rapport à la normale au sastrugi)

$$L_4 = \frac{1}{\pi} a_{vh}(\theta'_v) F_{diff} \quad (6.29)$$

La paroi verticale ne reçoit pas le flux diffus purement atmosphérique provenant d'un demi espace complet (ce flux ne pouvant éclairer la surface verticale par le bas) mais le phénomène de trapping surface horizontale-atmosphère peut l'éclairer par le bas; si bien qu'en première approximation on peut dire que la surface verticale est éclairée par un flux diffus total étalé sur  $\pi$  stéradians. On supposera que ce flux diffus est peu différent du flux diffus qui éclaire la surface horizontale.

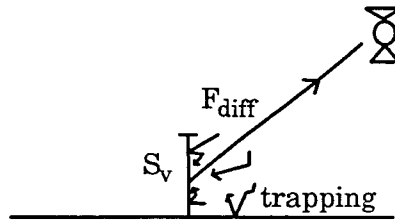


Figure 6.13 Surface  $S_v$  éclairée par le flux diffus et le trapping sur la surface horizontale, (illustration pour le cas 1).

Cas 2

la surface verticale est éclairée directement par le soleil et par le flux diffus.

$$dF_4^\uparrow = S_v L_4 \cos\theta'_v d\Omega_v \quad (6.30)$$

1/ la surface verticale reçoit le flux solaire direct dans la direction  $\theta'_s$  par rapport à sa normale et le réfléchit dans la direction  $\theta'_v$  (Figure 6.14).

$$L_{41} = \frac{1}{\pi} \rho_{bh}(\theta'_s, \theta'_v, \phi'_s, \phi'_v) F_{dir} \frac{\cos \theta'_s}{\cos \theta_s} \quad (6.31)$$

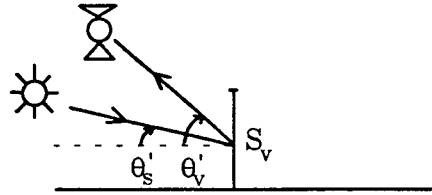


Figure 6.14 Surface  $S_v$  éclairée par le flux direct, contribution pour le cas 2.

2/ la surface verticale reçoit le flux diffus (cf. (6.28))

$$L_{42} = \frac{1}{\pi} a_{vh}(\theta'_v) F_{diff} \quad (6.32)$$

3/ la surface verticale reçoit du rayonnement réfléchi par la surface horizontale (Figure 6.15).

$$L_{43} = \frac{1}{\pi} \rho_{blamb} \rho_{blamb} F_d \quad (6.33)$$

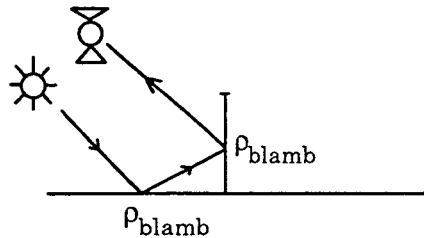


Figure 6.15 Surface  $S_v$  éclairée par le flux réfléchi par la surface horizontale, contribution pour le cas 2.

On supposera dans ce cas que les surfaces horizontale et verticale sont lambertiennes car sinon il faudrait prendre en compte l'angle de réflexion après contact avec la surface horizontale ainsi que l'angle d'incidence du rayonnement sur la paroi verticale. Dans la pratique, on attribue à  $\rho_{blamb}$  la valeur de la réflectance hémisphérique donnée par la modélisation (flux diffus réfléchi/flux diffus incident).

4/ luminance totale

$$L_4 = L_{41} + L_{42} + L_{43} \quad (6.34)$$

e) Luminance de la surface horizontale due à une réflexion successive surface verticale du sastrugi-surface au sol (5)

Cas 1

Seul le rayonnement diffus peut être réfléchi par la surface verticale, renvoyé au sol et réfléchi dans la direction du sastrugi. Car la surface verticale ne reçoit pas le flux direct. On néglige ce terme.

$$dF_5^\uparrow = 0 \quad (6.35)$$

$$L_5 = 0 \quad (6.36)$$

Cas 2

On néglige le cas du diffus réfléchi comme dans le cas 1 pour ne garder que la contribution directe (Figure 6.16).

$$dF_5^\uparrow = S_{hplus} L_5 \cos\theta_v d\Omega_v \quad (6.37)$$

$$L_5 = \frac{1}{\pi} \rho_{blamb} \rho_{blamb} F_d \quad (6.38)$$

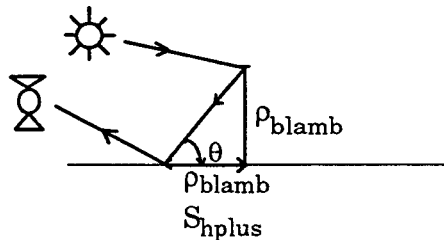


Figure 6.16 Surface  $S_{hplus}$  éclairée par le flux réfléchi par la surface verticale, contribution pour le cas 2.

$$S_{hplus} = \frac{lh}{\text{tg}\theta} \quad (6.39)$$

Là aussi, comme pour  $L_{43}$  on fait l'approximation que les surfaces verticale et horizontale sont lambertiennes.

Il reste à évaluer grossièrement  $S_{hplus}$  la surface horizontale proche du sastrugi qui reçoit le flux réfléchi par la paroi verticale. L'utilisateur lui même délimite cette surface. Elle sera d'autant plus grande qu'il considère l'ensemble des réflexions possibles frappant la surface horizontale. Ici, nous avons pris  $S_{hplus}$  de longueur égale à celle du sastrugi et fait varier sa largeur en jouant sur l'ouverture angulaire  $\theta$  sous laquelle on voit la hauteur du sastrugi depuis le sol.

f) Flux total renvoyé dans la direction du capteur

$$dF_{tot}^{\uparrow} = dF_1^{\uparrow} - dF_2^{\uparrow} + dF_3^{\uparrow} + dF_4^{\uparrow} + dF_5^{\uparrow} \quad (6.40)$$

### 6.2.6 Expression de la réflectance bidirectionnelle

la réflectance du pixel de surface  $S$  s'écrit:

$$\rho_b(\theta_s, \theta_v, \phi_s, \phi_v) = \frac{\pi L^{\uparrow}(\theta_v, \phi_v)}{F_{tot}^{\downarrow}} = \frac{\pi dF_{tot}^{\uparrow}}{S \cos \theta_v d\Omega_v F_{tot}^{\downarrow}} \quad (6.41)$$

$L^{\uparrow}(\theta_v, \phi_v)$  est la luminance totale remontant dans la direction du détecteur,  $F_{tot}^{\downarrow}$  est le flux total arrivant à la surface du pixel (direct et diffus).

A partir de (6.40) et (6.41) on déduit:

$$\rho_b(\theta_s, \theta_v, \phi_s, \phi_v) = \rho_{b1} - \rho_{b2} + \rho_{b3} + \rho_{b4} + \rho_{b5} \quad (6.42)$$

avec:

$$\rho_{b1} = \frac{\rho_{bh}(\theta_s, \theta_v, \phi_s, \phi_v) F_{dir} + a_{vh}(\theta_v) F_{diff}}{F_{tot}^{\downarrow}} \quad (6.43)$$

$$\rho_{b2} = n \frac{S_h}{S} \frac{\rho_{bh}(\theta_s, \theta_v, \phi_s, \phi_v) F_{dir} + a_{vh}(\theta_v) F_{diff}}{F_{tot}^{\downarrow}} \quad (6.44)$$

$$\rho_{b3} = n \frac{S_{\text{ombre}}}{S} \frac{a_{vh}(\theta_v) F_{\text{diff}}}{F_{\text{tot}}^{\downarrow}} \quad (6.45)$$

cas 1) 
$$\rho_{b4} = n \frac{S_v}{S} \frac{a_{bh}(\theta'_v) F_{\text{diff}}}{F_{\text{tot}}^{\downarrow}} \frac{\cos \theta'_v}{\cos \theta_v} \quad (6.46)$$

cas 2) 
$$\rho_{b4} = n \frac{S_v}{S} \frac{\rho_{bh}(\theta'_s, \theta'_v, \phi'_s, \phi'_v) F_{\text{dir}}}{F_{\text{tot}}^{\downarrow}} \frac{\cos \theta'_s}{\cos \theta_s} \frac{\cos \theta'_v}{\cos \theta_v} \quad (1)$$

$$+ n \frac{S_v}{S} \frac{a_{vh}(\theta'_v) F_{\text{diff}}}{F_{\text{tot}}^{\downarrow}} \frac{\cos \theta'_v}{\cos \theta_v} \quad (2)$$

$$+ n \frac{S_v}{S} \frac{\rho_{\text{blamb}} \rho_{\text{blamb}} F_{\text{dir}}}{F_{\text{tot}}^{\downarrow}} \frac{\cos \theta'_v}{\cos \theta_v} \quad (3) \quad (6.47)$$

cas 1) 
$$\rho_{b5} = 0 \quad (6.48)$$

cas 2) 
$$\rho_{b5} = n \frac{S_{\text{hplus}}}{S} \frac{\rho_{\text{blamb}} \rho_{\text{blamb}} F_{\text{dir}}}{F_{\text{tot}}^{\downarrow}} \quad (6.49)$$

$n$  étant le nombre de sastrugi présents dans le pixel. La réflectance bidirectionnelle  $\rho_{bh}$  et la réflectance hémisphérique directionnelle  $a_{vh}$  sont calculées par le modèle adding/doubling.

La condition d'arrêt pour le calcul de la réflectance en fonction du nombre  $n$  de sastrugi est:

$$(n S_h + n b) < S \quad (6.50)$$

Puisque la surface qui ne contribue pas à la réflectance ne peut excéder l'aire du pixel. Où  $S$  est la surface du pixel,  $S_h$  la surface qui ne contribue pas à la réflectance et  $b$  la largeur du sastrugi.

## 6.3 Application aux mesures de terrain du Pôle Sud

### 6.3.1 Les mesures

Nous disposons de mesures de terrain de la B.R.D.F. de surfaces enneigées au Pôle Sud (Brandt et al., 1991). Durant une campagne du 2 au 7 janvier 1991, un radiomètre monté sur un goniomètre et placé au sommet d'une tour de 22 m de hauteur a mesuré la réflectance bidirectionnelle de la neige par pas de  $15^\circ$  d'angles zénithaux et azimutaux de visée. Quatre mesures de la B.R.D.F. prises pendant la période citée plus haut, nous ont été fournies et correspondent aux heures suivantes: 3h30, 5h30, 7h30 et 11h30 T.U..

Le pôle Sud est un site idéal pour mesurer la B.R.D.F. de la neige car l'angle solaire azimutal varie au cours de la journée ( $15^\circ$  par heure) alors que l'angle zénithal reste à peu près constant ( $67^\circ$  à cette époque de l'année). Le champ de visée de l'appareil est de  $15^\circ$  et sa bande spectrale centrée sur  $0.9 \mu\text{m}$ . Lors de l'installation du dispositif de mesure, une partie du sol a été piétinée sur un arc de  $180^\circ$ . Pour compléter les données sur les azimuts manquant les mesures ont été effectuées 12 heures plus tard sur la partie non piétinée ce qui correspond à une valeur de l'angle azimut solaire décalée de  $180^\circ$  alors que l'angle solaire zénithal est considéré comme constant.

D'après Brandt, les sastrugi présents sur les surfaces observées mesurent approximativement 10 cm de haut, 5 m de long et sont espacés à peu près tous les mètres. La taille des grains de neige n'a pas été mesurée mais devait être comprise entre 50 et  $100 \mu\text{m}$  selon Grenfell et al. (1994). Les mesures sont représentées à l'aide d'une schématisation polaire  $(\theta, \phi)$  où  $\phi$  est l'azimut de la visée et  $\theta=90-r$  l'angle zénithal ( $r=1$  correspond à une visée rasante de  $90^\circ$ ).

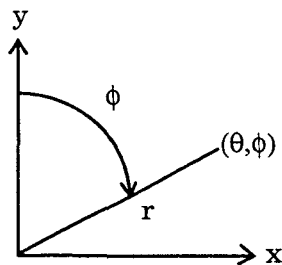


Figure 6.17 Représentation en coordonnées polaires de la direction de visée.

Pour les mesures,  $\phi$  varie de 0 à 360° et  $\theta$  de 22.5 à 82.5° par pas de 15°. On représente plutôt que la réflectance bidirectionnelle, la fonction de réflectance anisotrope (chapitre 1 (1.43)), dont nous rappelons ici la définition:

$$f(\theta_s, \phi_s, \theta_v, \phi_v) = \frac{\rho_b(\theta_s, \phi_s, \theta_v, \phi_v)}{a_s(\theta_s)} \quad \text{sans dimension (6.51)}$$

où:

$$a_s(\theta_s) = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \rho_b(\theta_s, \theta_v) \cos\theta_v \sin\theta_v d\theta_v d\phi \quad (6.52)$$

Les concentrations en polluants (carbone suie), dans ces régions sont considérées comme insuffisantes pour pouvoir affecter la réflectance de la neige.

### 6.3.2 Modélisation atmosphérique

Les mesures à analyser étant des mesures "terrain", nous ne nous préoccupons pas de l'influence de l'atmosphère sur le trajet sol-capteur (Figure 6.9), nous utiliserons 6S pour déterminer les composantes du flux total incident (Figure 6.8). Les valeurs des flux direct et diffus seront introduites dans les équations (6.43-6.49). La réflectance de la neige sera supposée lambertienne pour le calcul du terme d'environnement (Figure 6.8(c)). La valeur de la réflectance sera prise égale dans ce cas à la réflectance hémisphérique calculée par le modèle adding/doubling.

Pour déterminer (6.52), on supposera dans ce cas précis, que la réflectance bidirectionnelle est indépendante de l'azimut (pour simplifier l'intégration sur l'azimut). Avec cette approximation, la réflectance directionnelle hémisphérique ( $a_s$ ) est calculée par le code adding/doubling, pour un flux incident composé d'une partie directe (dans la direction  $\theta_s$ ) et d'une partie diffuse. Le rapport flux diffus/flux total est donné par le code 6S.

On donne ici la valeur des flux calculés par 6S (Tableau 6.3) pour une incidence solaire de 67°, une longueur d'onde de 0.9  $\mu\text{m}$  et une atmosphère de type subartic. Les quantités sont exprimées en  $\text{W.m}^{-2}.\mu\text{m}^{-1}$ . On supposera qu'il n'y a pas d'aérosols d'après les mesures de Dutton et Christy (1992) d'où le faible pourcentage de rayonnement diffus.



$F_d$ (atténuation du rayt direct)	347.40
$F_{diff}$ (purement atmosphérique)	3.56
$F_{diff}$ (atmos+environnement)	2.68

Tableau 6.3 Flux direct et diffus atmosphériques calculés d'après 6S.

### 6.3.3 Résultats et interprétation

#### a) Introduction

Pour tenir compte de l'incertitude sur la direction des sastrugi, nous avons superposé les résultats de deux simulations pour un azimut des sastrugi égal à la valeur donnée par les mesures de Brandt  $\pm 10^\circ$ .

Les incertitudes sur les caractéristiques des sastrugi et sur la taille des grains sont telles que l'on ne peut pas espérer retrouver les valeurs absolues mesurées, on s'attachera ici à retrouver l'allure générale de la B.R.D.F. mesurée.

Sur les Figures 5.18-25, les cinq cercles intérieurs concentriques correspondent aux angles de visée de 22.5, 37.5, 52.5, 67.5 et 82.5°. La position du soleil est repérée par un astérisque (\*), la direction des sastrugi par l'abréviation "sas".

La taille du pixel au sol sera évaluée à 34 m<sup>2</sup> pour une visée au nadir. On soulignera le fait que, dans la modélisation c'est toujours le même pixel qui est étudié quelque soit l'angle de visée, alors qu'en pratique la forme du pixel au sol devient de plus en plus allongée et éloignée d'un cercle à mesure que l'angle de visée augmente, et on ne vise plus la même neige au sol.

#### b) Résultats: 11h30

Les sastrugi sont pour cette heure orientés parallèlement à la direction solaire. Sur la Figure 6.18, nous avons comparé les mesures prises à 11h30 à une simulation de la B.R.D.F. pour un sol lisse. Par rapport à une situation où il n'y aurait pas de sastrugi, la présence de ces reliefs a pour effet de créer des réflexions entre la surface horizontale éclairée et les parois verticales des sastrugi à l'ombre. Les faces verticales des sastrugi ne sont pas directement éclairées par le soleil mais reçoivent le flux diffus. De plus, il faut tenir compte de la surface horizontale non vue par le satellite car masquée par le sastrugi.

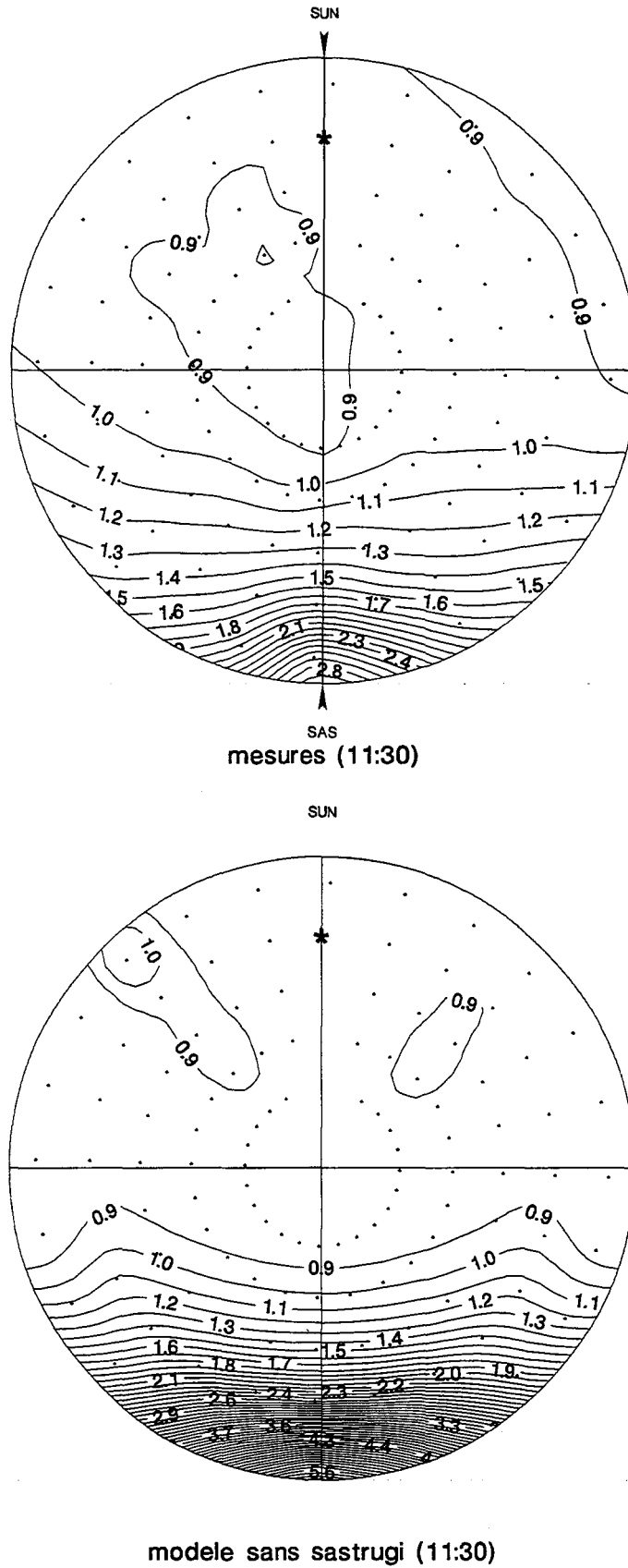


Figure 6.18 Fonction de réflectance anisotropique mesurée au Pôle Sud et comparaison avec la modélisation pour un sol lisse, à 11h30.

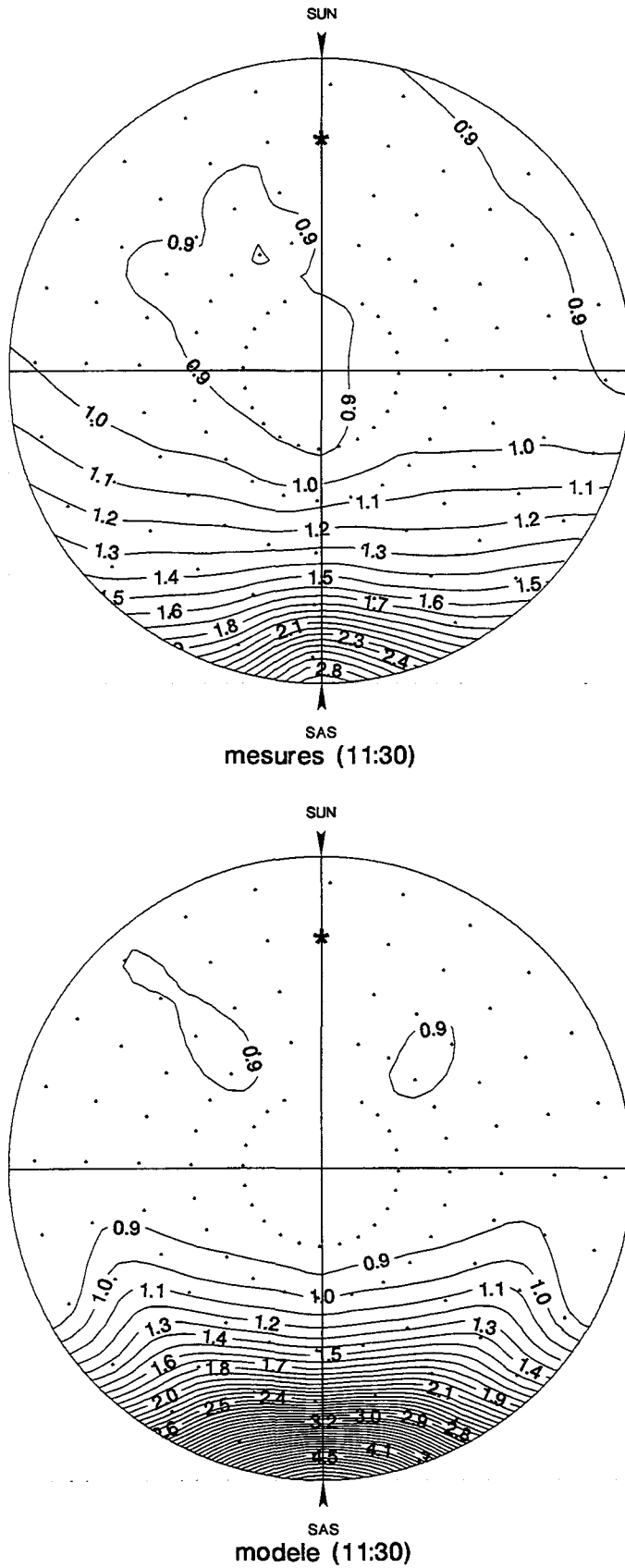


Figure 6.19 Fonction de réflectance anisotrope mesurée au Pôle Sud et comparaison avec la modélisation, à 11h30.

La B.R.D.F. modélisée pour un sol lisse est parfaitement symétrique de part et d'autre du plan solaire, puisque dans ce cas, la réflectance bidirectionnelle est indépendante de l'azimut et ne dépend que de la différence d'azimut entre la direction solaire et la direction du capteur (soit  $d\phi$ ).

La Figure 6.19 illustre la comparaison entre les réflectances mesurées et modélisées du pixel contenant des sastrugi. Il y a une symétrie quasi parfaite pour les mesures et une symétrie parfaite pour le modèle entre les réflectances reportées dans le cadran gauche et les réflectances dans le cadran droit du disque de la B.R.D.F.. En effet, lorsque la direction du sastrugi est parallèle au plan solaire, les points situés de part et d'autre du plan solaire sont éclairés et vus sous les mêmes conditions.

En théorie, si les sastrugi sont parfaitement contenus dans le plan solaire, alors il n'y a pas de surfaces horizontales à l'ombre (les surfaces  $S_{ho}$  et  $S_{ombre}$  sont nulles).

Le modèle surestime fortement la réflectance avant et au contraire sous estime la réflectance pour toutes les autres visées. Cette tendance est encore amplifiée pour les visées à  $82.5^\circ$ . Pour des angles de visée aussi rasants, les mesures sont plutôt incertaines et étant donné l'angle d'ouverture de l'appareil ( $15^\circ$ ) on n'est plus sûr de viser la neige.

En prenant en compte la largeur des sastrugi dans le modèle, donc les parois verticales de surface  $bh$ , on pourrait sans doute diminuer la réflectance avant et augmenter la rétrodiffusion. Car par sa largeur, le sastrugi crée aussi des surfaces d'ombre et que la parois verticales  $bh$  orientées face au soleil renvoient une partie du rayonnement direct qu'elles reçoivent. Mais il est fort probable que le problème provienne aussi d'une diffusion avant modélisée trop prononcée même pour un sol lisse.

### c) Résultats: 5h30

La direction des sastrugi est perpendiculaire à la direction solaire. Par rapport à une situation sans sastrugi (Figure 6.20), la présence des sastrugi a pour effet de renforcer la diffusion arrière du fait de la réflexion directe du rayonnement solaire sur les parois verticales des sastrugi et de diminuer la diffusion avant.

Sur la Figure 6.21, comme pour la mesure à 11h30, il y a symétrie des réflectances par rapport au plan solaire du fait de l'orientation perpendiculaire

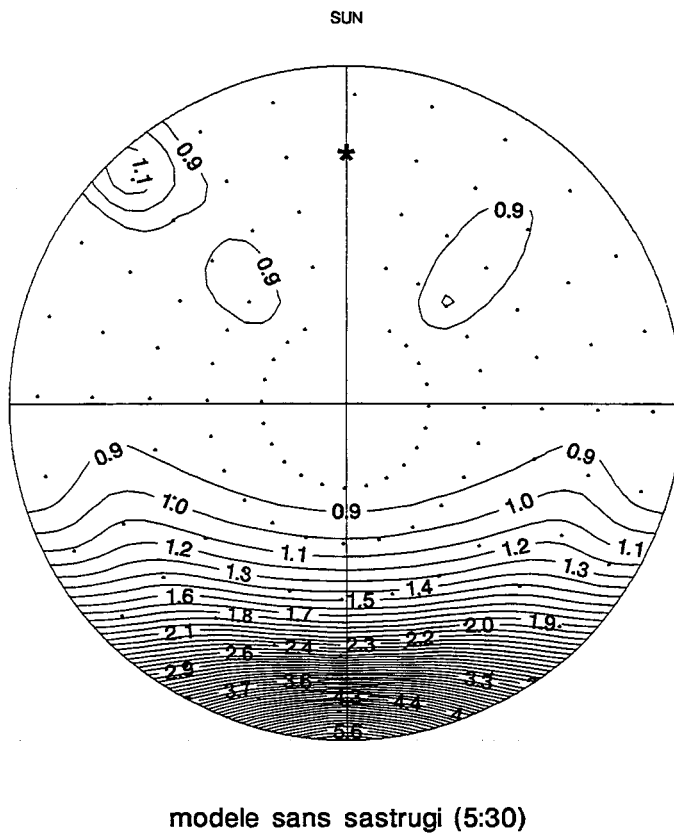
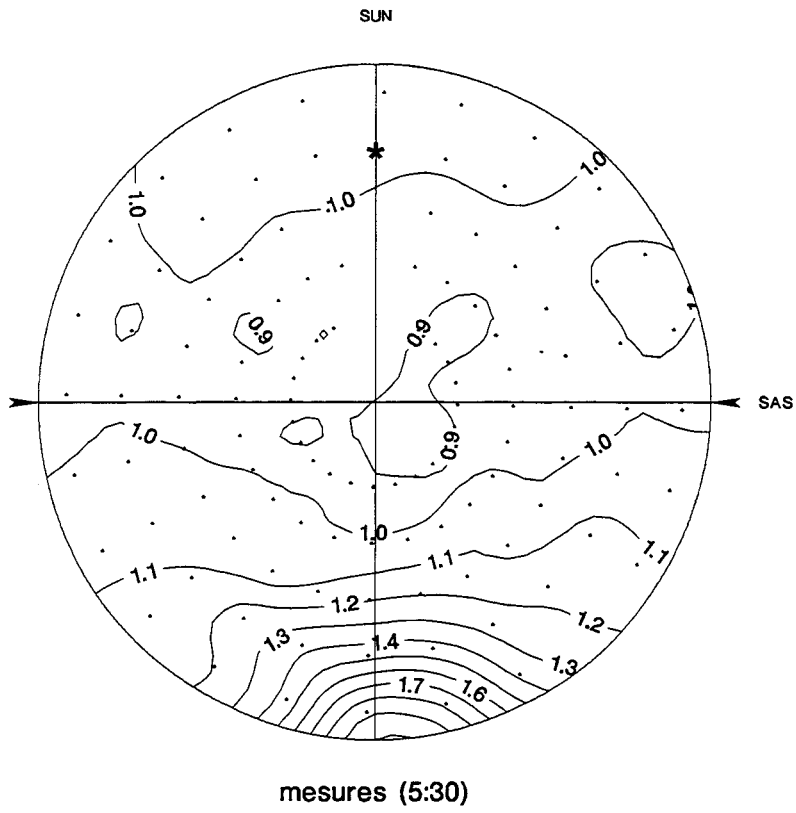


Figure 6.20 Fonction de réflectance anisotropique mesurée au Pôle Sud et comparaison avec la modélisation pour un sol lisse, à 5h30.

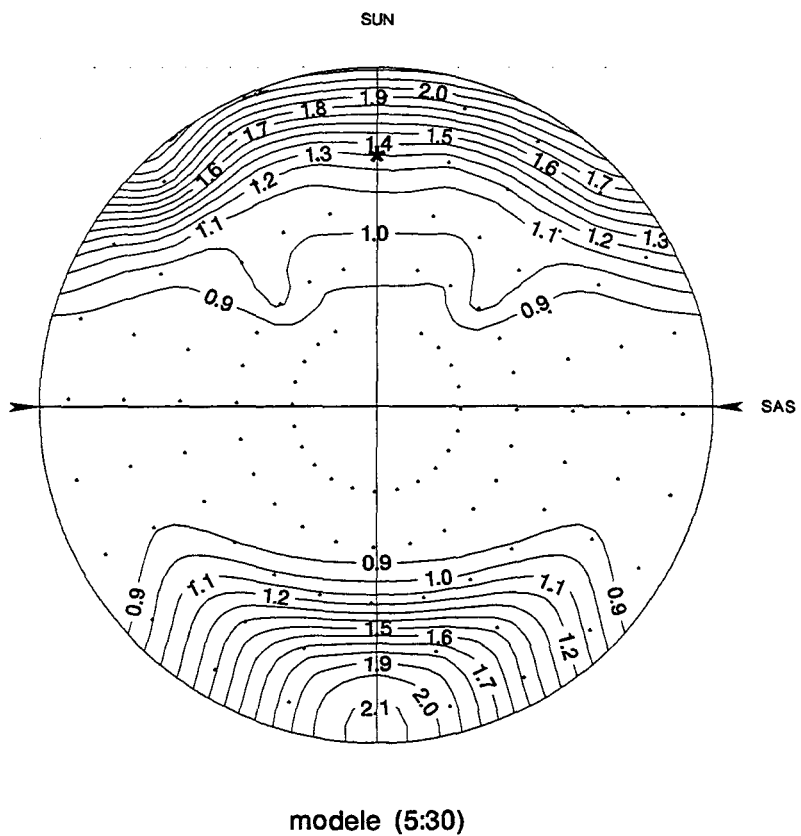
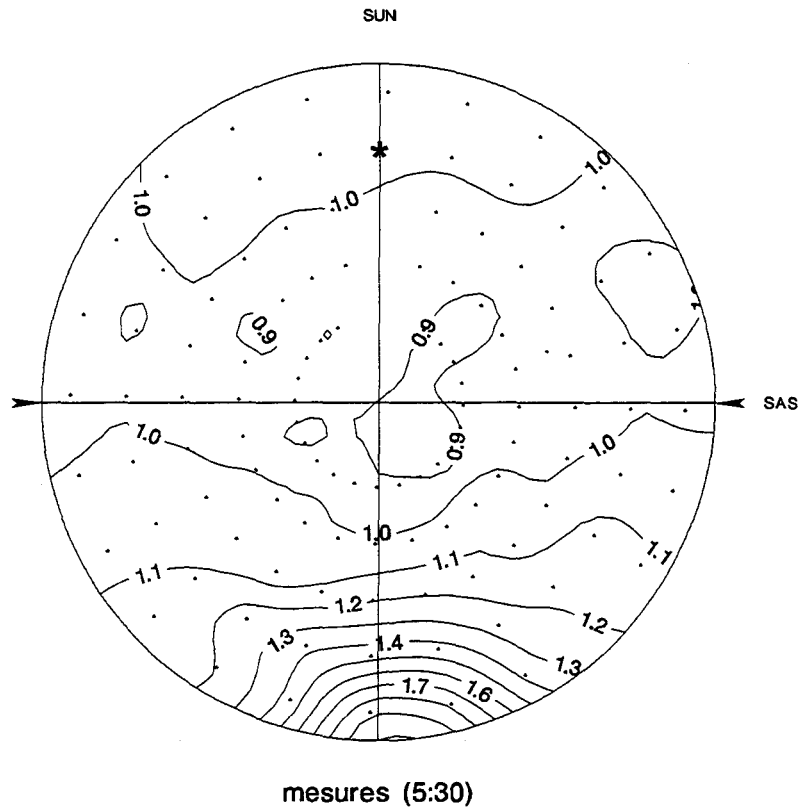


Figure 6.21 Fonction de réflectance anisotropique mesurée au Pôle Sud et comparaison avec la modélisation, à 5h30.

des sastrugi par rapport au soleil. Si le modèle reproduit bien l'allure générale des lignes d'iso-réfectance aux angles de visée de 22.5, 37.5, 52.5 et 67.5°, il n'en n'est pas de même pour des visées à 82.5°.

Lorsque la mesure est effectuée dans le cadran contenant le soleil (situation correspondant au cas 2 du paragraphe 6.2, partie supérieure du disque schématisant la B.R.D.F.), la modèle surestime fortement la réflectance vers l'arrière pour les grands angles de visée. En revanche, lorsque la mesure se fait face au soleil, pour les petits angles de visée, la réflectance modélisée est plus faible que la réflectance expérimentale. La très forte diffusion vers l'avant modélisée dans le cas sans sastrugi (Figure 6.20) a été diminuée du fait de la présence des sastrugi qui jouent le rôle d'obstacles face au rayonnement solaire direct. Ainsi, les valeurs modélisées sont du même ordre de grandeur que les valeurs expérimentales. La diffusion sur les côtés (directions proches de celle des sastrugi) est sous estimée par le modèle.

#### d) Résultats: 3h30

Ici, la direction des sastrugi par rapport à la direction solaire est décalée d'un angle d'environ 60° compté dans le sens inverse du sens trigonométrique.

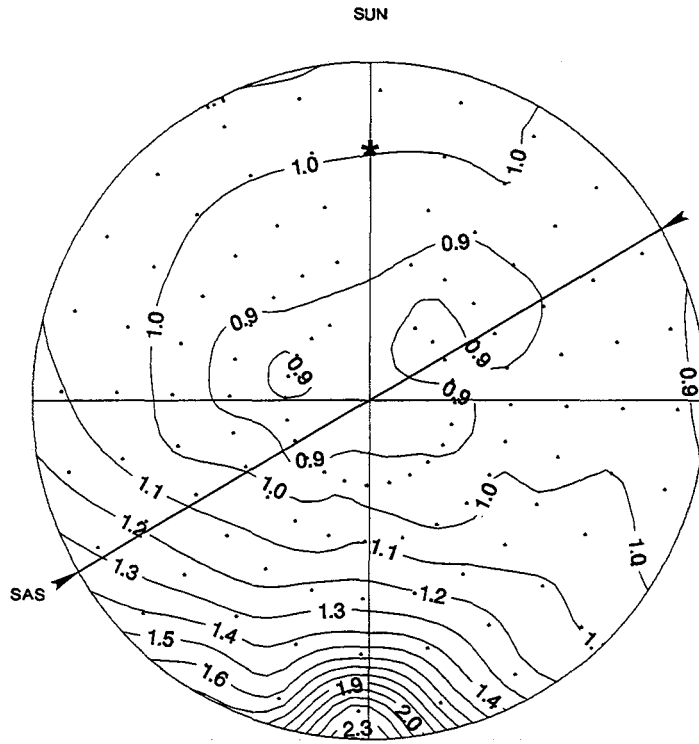
Comme pour le cas précédent de 5h30, l'effet des sastrugi (Figure 6.22) est de renforcer la réflectance arrière dans des directions perpendiculaires à celle des sastrugi (ici des azimuts de visée entre 0 et 60° et entre 240 et 360°) et de diminuer la réflectance vers l'avant.

Le modèle, grossièrement, arrive à reproduire l'allure des lignes d'iso-réfectance sauf pour des réflectances telles que  $\theta_v=82.5^\circ$  (Figure 6.23).

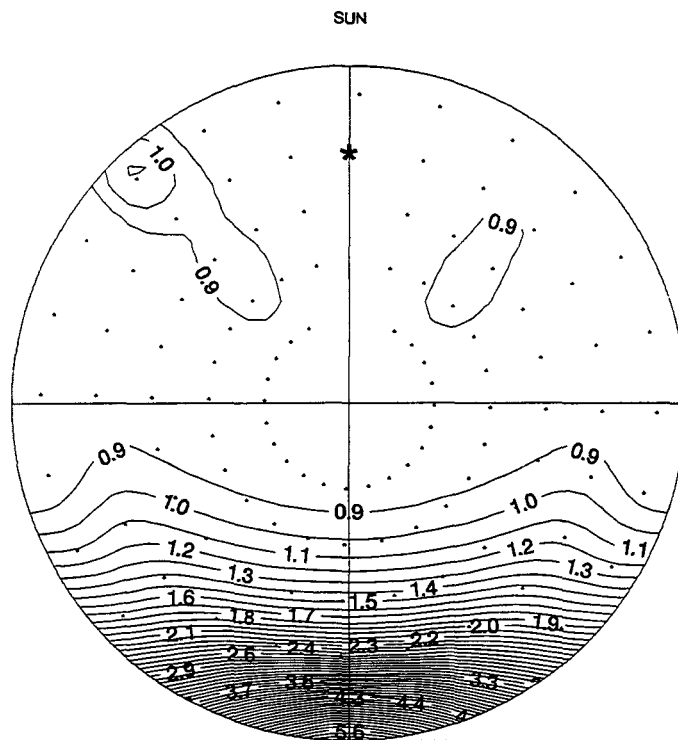
Comme pour les résultats à 5h30, le modèle a tendance à surestimer la réflectance pour des grands angles de visée, lorsque le capteur est du côté du soleil et qu'il voit les faces verticales des sastrugi éclairées (cas 2). Il sous estime la diffusion avant pour des petits angles de visée.

#### e) Résultats: 7h30

On se reportera aux graphes précédents (Figures 6.22 et 6.23) puisque cette situation est symétrique à celle de 3h30. A 7h30, la direction des sastrugi par rapport à la direction solaire est décalée d'un angle d'environ 60° compté dans le



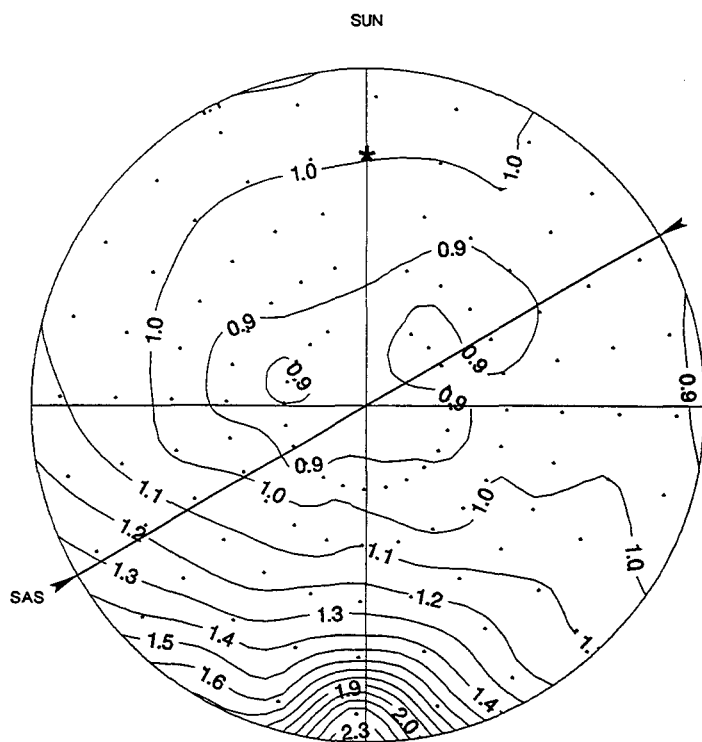
mesures (3:30)



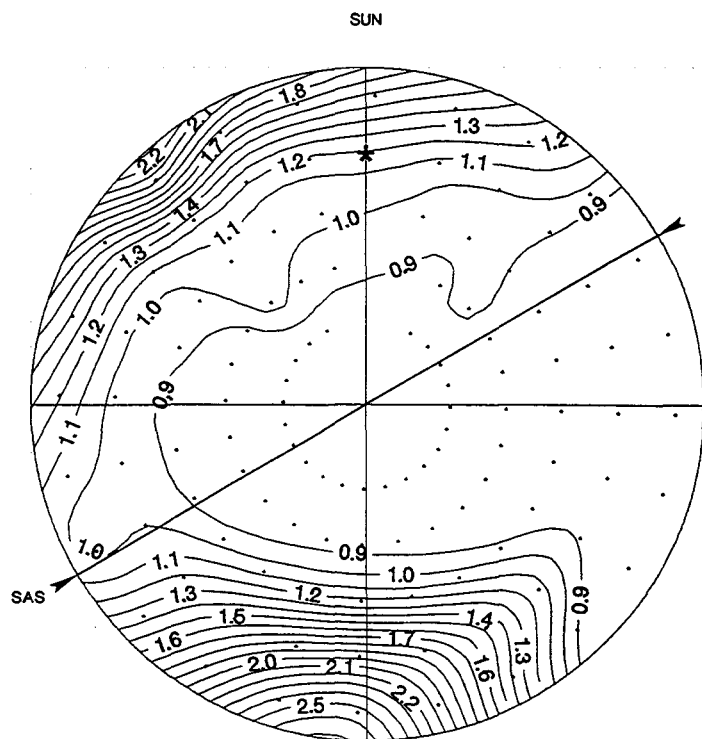
modele sans sastrugi (3:30)

Figure 6.22 Fonction de réflectance anisotrope mesurée au Pôle Sud et comparaison avec la modélisation pour un sol lisse, à 3h30.



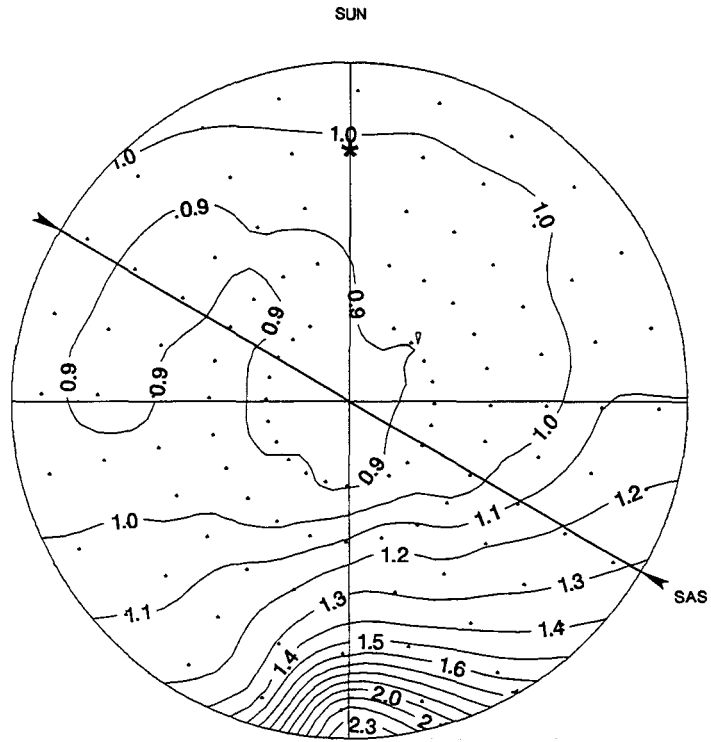


mesures (3:30)

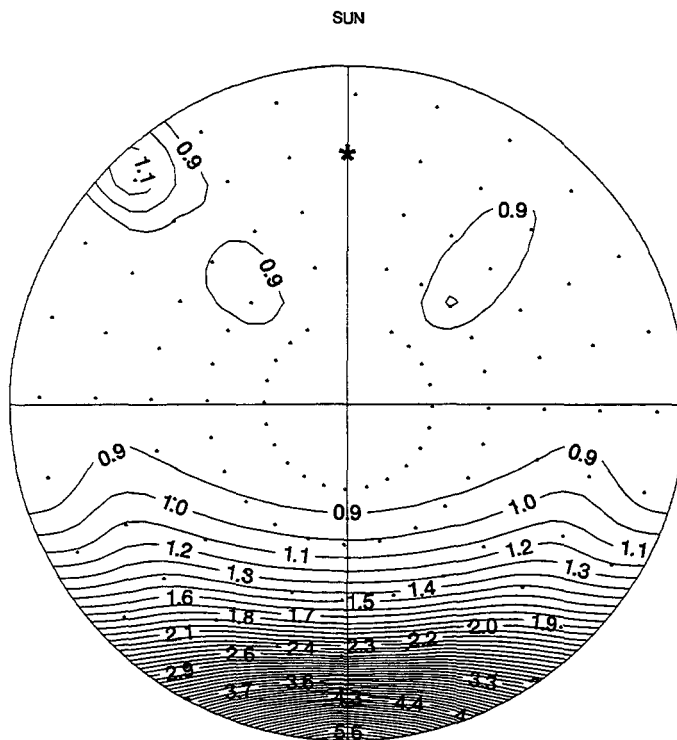


modele (3:30)

Figure 6.23 Fonction de réflectance anisotropique mesurée au Pôle Sud et comparaison avec la modélisation, à 3h30.

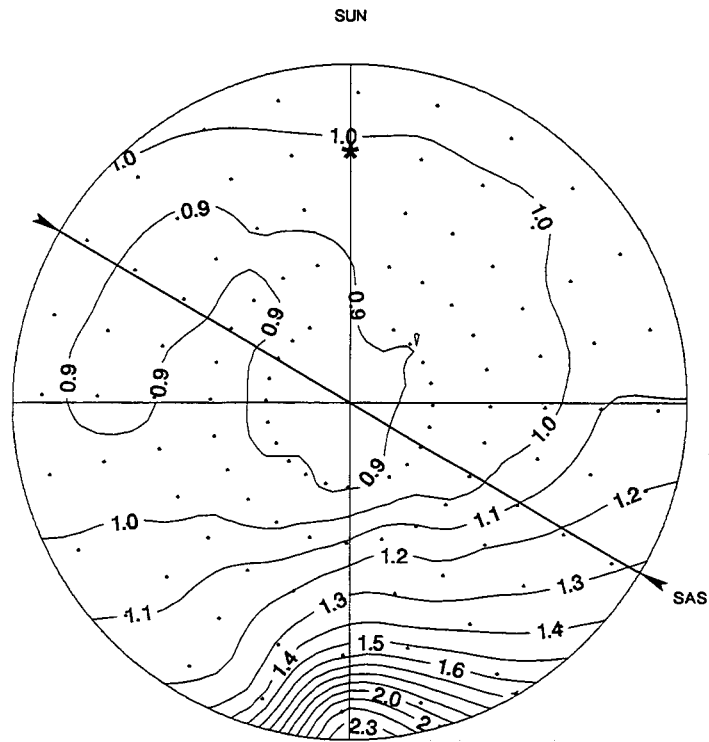


mesures (7:30)

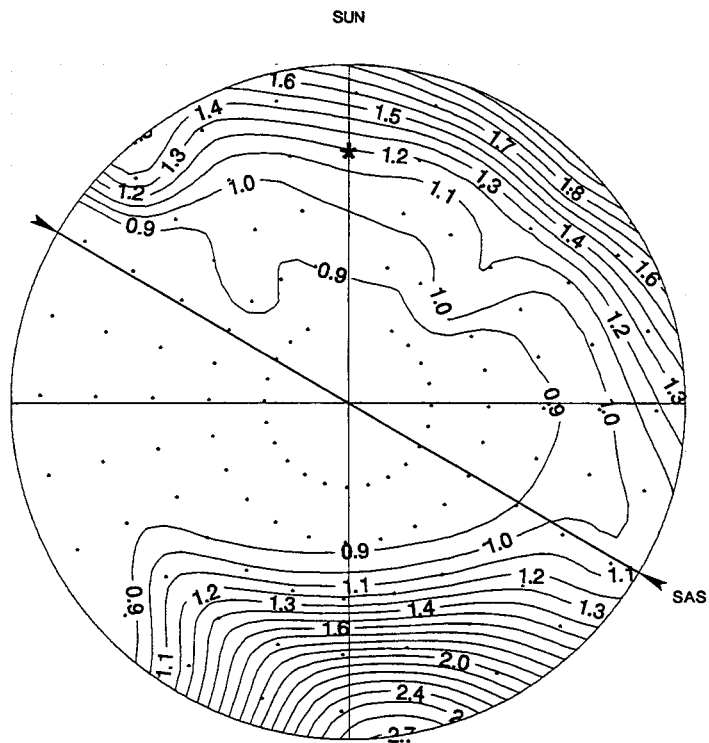


modele sans sastrugi (7:30)

Figure 6.24 Fonction de réflectance anisotropique mesurée au Pôle Sud et comparaison avec la modélisation pour un sol lisse, à 7h30.



mesures (7:30)



modele (7:30)

Figure 6.25 Fonction de réflectance anisotropique mesurée au Pôle Sud et comparaison avec la modélisation, à 7h30.

sens trigonométrique (Figures 6.24 et 6.25), il est donc normal de retrouver une B.R.D.F. symétrique à celles de 3h30. La comparaison de ces deux heures nous permet aussi de vérifier la cohérence des mesures.

#### f) Comparaison des différentes contributions

Nous détaillons ici les différentes composantes de la réflectance bidirectionnelle  $\rho_b$  pour 5h30 et 11h30, (cf. §6.2.6). Nous avons sélectionné 3 points (A,B,C) pour un angle de visée,  $\theta_v$ , de  $37.5^\circ$  et un angle azimutal,  $\phi_v$ , qui vaut respectivement (par rapport à la direction du soleil):  $346.49$ ,  $91.43$  et  $181.43^\circ$  à 5h30 et  $346.81$ ,  $91.81$  et  $181.75^\circ$  à 11h30 (Figure 6.26).

On rappelle que  $\rho_{b1}$  est la réflectance du pixel sans sastrugi,  $\rho_{b2}$ , la réflectance de la surface horizontale non vue ou à l'ombre,  $\rho_{b3}$ , la réflectance de la surface horizontale à l'ombre et vue,  $\rho_{b4}$ , la réflectance de la surface verticale du sastrugi vue et  $\rho_{b5}$ , la réflectance de la surface horizontale due à une réflexion successive surface verticale du sastrugi-surface au sol.

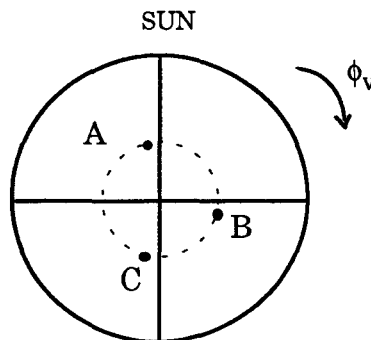


Figure 6.26 Points sélectionnés pour la comparaison des différentes contributions de la réflectance.

Les Tableaux 6.4 et 6.5 récapitulent les différentes composantes des réflectances à 5h30 et 11h30. Ici, contrairement aux résultats des Figures 6.18 à 6.25, nous n'avons pas moyenné sur l'azimut du sastrugi ( $\pm 10^\circ$ ), mais  $\phi_n$  est pris égal à  $90^\circ$  à 5h30 et à  $0^\circ$  à 11h30.

La réflectance  $\rho_{b1}$  associée à chacun des trois points (A,B,C) est un peu différente à 5h30 et 11h30 puisque les azimuts de la visée ne sont pas rigoureusement les mêmes pour ces deux heures.

Le point C a la réflectance bidirectionnelle  $\rho_{b1}$  maximale par rapport aux deux autres points, puisqu'il correspond à la géométrie de visée la plus proche de la diffusion avant dans le plan solaire.

A 5h30, le point A a une réflectance  $\rho_{b4}$  supérieure à celle des points B et C car pour cette visée le capteur reçoit de la lumière directe réfléchiée par la paroi verticale du sastrugi qui est face à lui. Toujours à cette même heure, les points B et C ont la même composante  $\rho_{b3}$  car la surface à l'ombre ( $S_{\text{ombre}}$ ) et la réflectance directionnelle  $a_v(\theta_v)$  est la même (l'angle zénithal vaut  $37.5^\circ$  pour les deux points). Les deux points ont une contribution  $\rho_{b5}$  nulle car la face vue par le détecteur ne reçoit pas le flux direct contrairement au cas du point A.

A 11h30, lorsque le sastrugi est aligné avec la direction du soleil, en théorie, il n'y a pas de surfaces à l'ombre,  $\rho_{b3}$  est donc nulle pour les trois points. Comme aucune des deux parois verticales du sastrugi n'est éclairée directement par le soleil,  $\rho_{b5}$  est nulle et la contribution  $\rho_{b4}$  est faible.

point	modèle						mesure
	$\rho_{b1}$	$\rho_{b2}$	$\rho_{b3}$	$\rho_{b4}$	$\rho_{b5}$	$\rho_b$	$\rho_b$
A	.87	$8.9 \cdot 10^{-3}$	0	$1.8 \cdot 10^{-4}$	0	.86	.89
B	.81	$3.6 \cdot 10^{-2}$	0	$7.7 \cdot 10^{-4}$	0	.78	.95
C	1.0	$1.4 \cdot 10^{-3}$	0	$2.6 \cdot 10^{-5}$	0	1.0	1.1

Tableau 6.4 Composantes de la réflectance pour les trois points sélectionnés, à 11h30.

point	modèle						mesure
	$\rho_{b1}$	$\rho_{b2}$	$\rho_{b3}$	$\rho_{b4}$	$\rho_{b5}$	$\rho_b$	$\rho_b$
A	.87	.12	$1.6 \cdot 10^{-3}$	.13	$4.9 \cdot 10^{-2}$	.93	.94
B	.81	.11	$2.3 \cdot 10^{-3}$	$2.1 \cdot 10^{-5}$	0	.70	.92
C	1.0	.19	$2.3 \cdot 10^{-3}$	$7.8 \cdot 10^{-4}$	0	.84	1.0

Tableau 6.5 Composantes de la réflectance pour les trois points sélectionnés, à 5h30.

On notera que la contribution la plus importante est fournie par  $\rho_{b1}$  d'où la nécessité de modéliser correctement la réflectance d'une surface lisse.

## 6.4 Conclusion

Le modèle que nous avons développé ici est bien sûr très simpliste puisqu'il assimile un champ de sastrugi à des parallélépipèdes rectangles de même dimension et rigoureusement parallèles. C'est une première approche et, ne possédant que très peu d'informations sur les caractéristiques de ces éléments il serait inutile pour l'instant de se perdre dans des modélisations trop complexes.

Les mesures dont nous disposons pour valider notre modèle mettent bien en évidence l'effet des sastrugi sur la B.R.D.F.. Selon l'orientation de ces reliefs par rapport à la direction solaire, on obtient des B.R.D.F. très différentes. Cela montre bien la nécessité d'inclure le paramètre "rugosité" dans les modèles. La présence de sastrugi a pour effet de "lisser" la réflectance bidirectionnelle en diminuant son caractère fortement anisotrope (la diffusion avant est moins forte que pour un pixel lisse).

Le modèle, malgré sa simplicité, arrive bien à reproduire grossièrement l'allure de la réflectance, ce qui est encourageant. Cependant, il a tendance à surestimer l'effet des sastrugi. Il renforce le rôle des parois verticales éclairées lorsque la visée se fait du même côté que l'éclairage solaire et l'aspect "barrière" dû à l'ombre du sastrugi et à la surface non vue par le capteur lorsque la visée se fait face au soleil. Lorsque les sastrugi sont contenus dans le plan solaire, le modèle surestime la diffusion avant.

Il est normal que ces effets soient plus marqués dans la modélisation et il faudrait les nuancer en y introduisant des sastrugi non rigoureusement parallèles et dont les parois ne seraient pas parfaitement verticales.

Le modèle pour calculer la réflectance d'un pixel contenant des sastrugi doit connaître la réflectance d'un pixel lisse. Cette dernière, calculée à partir du modèle adding/doubling et de la théorie de Mie, a montré ses limites au chapitre 5. Cependant, même si l'effet de la forme n'a pas été abordé dans le proche infrarouge, les résultats obtenus dans le moyen infrarouge, ont montré que les sphères n'étaient pas forcément adaptées pour reproduire la réflectance bidirectionnelle de la neige. En perfectionnant le modèle de réflectance, on peut donc espérer améliorer nos résultats et mieux rendre compte de l'effet de rugosité.

## **Conclusion et perspectives**

La réflectance de la neige dépend de nombreux paramètres tels que la taille et la forme des grains qui la composent, son contenu en carbone suie, la rugosité de sa surface ...

Notre objectif était de développer un modèle de réflectance prenant en compte ces différentes caractéristiques et de le valider à l'aide de mesures effectuées en laboratoire ou sur le terrain.

Une première étape a consisté à comparer le modèle avec d'autres modèles de réflectance tels que celui à deux flux ou celui des ordonnées discrètes en utilisant des sphères de glace dans la diffusion simple. Les résultats des modèles sont très similaires.

Nous avons alors confronté les résultats du modèle avec les réflectances hémisphériques directionnelles de neiges homogènes mesurées en chambre froide au C.E.N. sur les spectres 0.4-1  $\mu\text{m}$  et 0.8-1.5  $\mu\text{m}$ . Les résultats ont été étudiés en fonction de la dépendance de la réflectance avec la pollution dans le visible et avec la taille des grains dans le proche et moyen infrarouge. Dans le visible, une incorporation externe du carbone suie dans la neige donne de bons résultats. Dans le proche et moyen infrarouge, nous avons montré qu'il était possible de modéliser la réflectance hémisphérique directionnelle à partir de sphères identiques dont le rayon (appelé rayon optique) dépend de la nature de la neige mais pas de la longueur d'onde du rayonnement.

Une relation empirique permet de lier le rayon convexe au rayon optique pour des types de neiges sphériques ou anguleux. Cette relation demanderait à être affinée avec l'introduction d'un indice de forme plus précis, (la sphéricité par exemple). Nous avons ainsi souligné la difficulté à définir un paramètre objectif caractérisant la taille physique des grains de neige.

La validation du modèle avec des mesures "in situ" de la réflectance bidirectionnelle de la neige, effectuées dans les Alpes, (collaboration L.O.A.-C.E.N.) s'est révélée plus délicate. D'abord parce que, dans ce cas, dans la modélisation il est nécessaire de prendre en compte la topographie du site et la présence de l'atmosphère (atténuation et diffusion atmosphérique qui perturbent le signal propre à la neige). Ensuite, parce que, contrairement aux mesures effectuées au C.E.N., le manteau neigeux, dans la réalité est issu de la superposition de strates de neige caractérisées par différents paramètres (épaisseur, densité, taille et forme des grains de neige qui les composent, contenu en carbone suie...). Et enfin, parce que la réflectance bidirectionnelle dans le



moyen infrarouge est plus sensible que la réflectance hémisphérique directionnelle à la forme des grains de neige.

Nous nous sommes heurtés aux problèmes liés à la pollution de la neige. Sur le terrain, contrairement aux cas des mesures en laboratoire, le carbone suie n'est pas réparti de façon homogène dans le manteau neigeux et sa variation spatiale est parfois très importante. De ce fait, les mesures du contenu en carbone suie ne sont pas forcément représentatives de la surface étudiée. Dans le futur, seule une connaissance approfondie des caractéristiques physiques et optiques du carbone suie ainsi que de son mode d'incorporation dans le neige, peut nous permettre d'espérer un meilleur accord entre le modèle et les mesures dans le visible. Dans le moyen infrarouge, nous avons montré que l'introduction de particules hexagonales du type  $2c/L=1$  dans le modèle ( $a$ : rayon de la base hexagonale,  $L$ : hauteur de la colonne) donnait de bons résultats. Notamment, cette modélisation nous permet d'éliminer le pic de l'arc en ciel inexistant sur les réflectances mesurées et présent dans la modélisation lorsque l'on utilise des sphères. Toujours dans le moyen infrarouge, les particules hexagonales de type plaquettes reproduisent bien la réflectance polarisée de la neige, alors que les sphères en sont incapables.

La polarisation de la neige mesurée est très faible à toutes les longueurs d'onde (quelques pourcents) et ne dépend pas de la taille des grains de neige. Il sera donc difficile d'obtenir des informations sur la neige grâce à cette donnée.

Il serait intéressant par la suite d'introduire des particules hexagonales à toutes les longueurs d'onde, pour voir si les résultats obtenus dans le moyen infrarouge sur la réflectance polarisée se confirment.

Si l'on désire maintenant étendre le modèle à l'étude de la réflectance des calottes polaires, la prise en compte de la rugosité de surface (sastrugi) présente sur de telles zones est indispensable. Nous avons modélisé l'influence de ces reliefs sur la B.R.D.F. à l'aide d'un modèle simple qui assimile les sastrugi à des parallélépipèdes rectangles alignés. Une collaboration avec l'Université de Washington nous a permis de confronter notre modèle avec des mesures de la B.R.D.F. de la neige prises au Pôle Sud à la longueur d'onde  $0.9 \mu\text{m}$ . Le modèle arrive à reproduire grossièrement l'allure de la B.R.D.F. mais il reste encore des progrès à faire quant aux valeurs absolues car on surestime l'impact des sastrugi sur la réflectance. Par la suite, nous devrions, grâce à cette collaboration pouvoir disposer de nouvelles mesures.

Ce travail de thèse sert aussi de prémices à un projet de recherche plus vaste qui consistera à utiliser des données de télédétection (P.O.L.D.E.R. et Végétation) au dessus de l'Antarctique afin de déterminer l'albédo (réflectance bidirectionnelle intégrée sur le spectre solaire et sur l'espace) de la calotte polaire, paramètre nécessaire à l'utilisation des G.C.M..

Le radiomètre P.O.L.D.E.R. fournit la polarisation du rayonnement réfléchi par le système terre-atmosphère, d'où l'intérêt de notre modèle qui tient compte de la polarisation. De plus, l'instrument effectue des mesures sous plusieurs angles de visée et à différentes heures de la journée, ce qui devrait nous permettre grâce à l'étude que nous avons menée sur l'impact des sastrugi sur la B.R.D.F. (et qui doit être poursuivie), d'obtenir des renseignements sur la rugosité de la surface.

Le radiomètre à large champ Végétation doit être lancé à la fin de l'année 1997. Il possède un canal à 1.65  $\mu\text{m}$  qui pourrait nous fournir des informations sur la taille des grains de neige.

Il faudra rechercher des paramétrisations simples dans le but d'inverser notre modèle afin d'interpréter les données satellitaires.

En parallèle à l'utilisation des données de télédétection, nous devons améliorer le modèle de réflectance et notre connaissance des propriétés physiques et optiques de la neige. Pour cela, le L.G.G.E. bénéficiera sous peu d'un dispositif expérimental de mesure en laboratoire de la réflectance bidirectionnelle spectrale de la neige. Le domaine d'application s'étendra de 0.3 à 5  $\mu\text{m}$ , pour une grande variété d'angles d'éclairement et de visée.

## *Annexes*

**Formation des cristaux de neige et  
métamorphoses au sol**

**Diffusion par des particules hexagonales**

**Modèle adding/doubling**

## **Annexe 1**

### **Formation des cristaux de neige et métamorphoses au sol**

#### **Introduction**

Le support bibliographique qui a servi à la rédaction de cette annexe est composé des revues internes au C.E.N. destinées à la formation des pisteurs secouristes des stations de ski ou de revues publiées par l'A.N.E.N.A. "Association Nationale pour l'Etude de la Neige et des Avalanches": Rey (1986), Pahaut et Sergent (1991) et Sergent (1993).

#### **Formation des cristaux de glace dans le nuage**

Dans l'atmosphère, l'eau existe sous ses trois formes; vapeur, liquide et solide. La quantité de vapeur d'eau que peut contenir une masse d'air est limitée et fonction de sa température. Lorsque la saturation est atteinte il y a condensation liquide ou solide du contenu de vapeur d'eau en excès. Cependant, la condensation n'a lieu qu'en présence de particules microscopiques (inférieures ou de l'ordre du micromètre) appelées noyaux de condensation et noyaux de congélation. Les gouttelettes d'eau liquide (formées à partir des noyaux de condensation) qui entrent en contact avec les noyaux de congélation subissent une solidification dès  $-6^{\circ}$  et donnent naissance à des germes de forme hexagonale. Si dans le nuage il y a absence de noyaux de congélation, les gouttelettes d'eau liquide peuvent rester en surfusion jusqu'à  $-40^{\circ}\text{C}$ .

#### **Grossissement et chute des cristaux**

Au sein du nuage, les gouttelettes d'eau surfondues s'évaporent au hasard des mouvements internes et fournissent de la vapeur d'eau supplémentaire au milieu. A certains seuils de sursaturation et de basses températures, la vapeur d'eau se condense directement en glace sur les germes hexagonaux contribuant peu à peu à la croissance des cristaux. C'est l'effet Bergeron. Si des mouvements

plus ou moins intenses animent le nuage, les gouttelettes d'eau en surfusion peuvent se congeler directement au contact du cristal. C'est le phénomène de givrage.

De ces échanges par la phase vapeur et de ces accrétions par givrage, les cristaux de glace grossissent et s'alourdissent. Il y a trois types d'expansion possibles du cristal suivant la température et l'humidité qui règnent au sein du nuage, par les bases (cristal de type aiguille ou colonne), par les faces latérales (plaquettes), par les arêtes (étoiles). La Figure A1.1 les illustre.

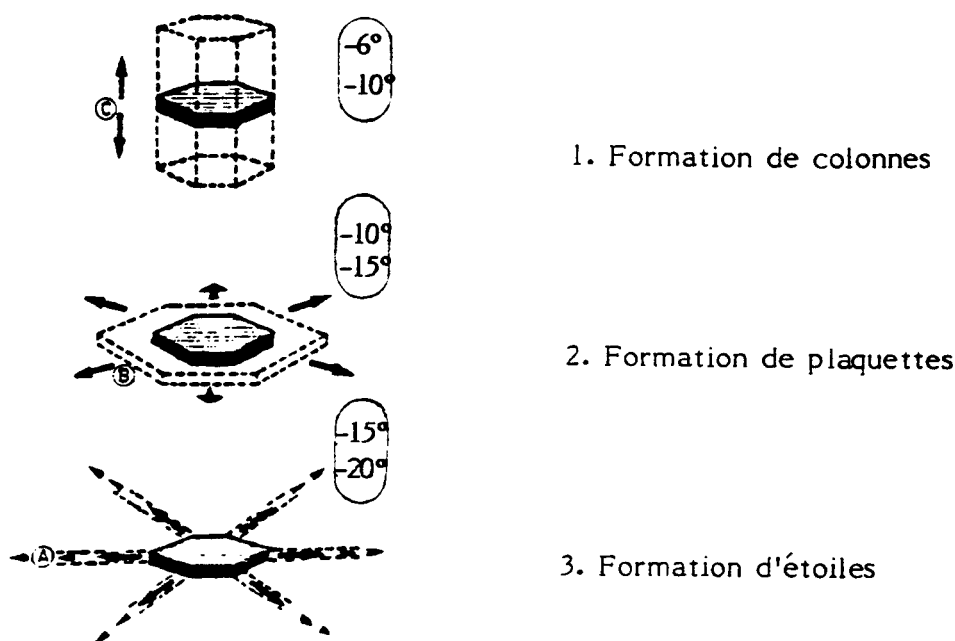


Figure A1.1 Expansion du cristal (Rey, 1986).

En plus de ces trois formes fondamentales, il y a d'autres types de cristaux suivant les processus de croissance mis en jeu. L'O.M.M. (Organisation Météorologique Mondiale) les a répertoriés (Tableau A1.1).

Arrive un moment où le poids du cristal de glace est suffisant pour vaincre les courants ascendants dans le nuage et c'est la chute. Au sol, ce sera neige fraîche ou pluie selon les températures des masses d'air rencontrées lors de la traversée de l'atmosphère.









































Plaquettes	1				
Etoiles	2				
Colonnes	3				
Aiguilles	4				
Dendrites spatiales	5				
"Boutons de manchette"	6				
Particules irrégulières	7				
Neige roulée	8				
Granules de glace	9				
Grêle	0				

Tableau A1.1 Classification selon l'O.M.M. des différents types de cristaux

## Métamorphoses de la neige déposée

Au sein du manteau neigeux les cristaux de neige continuent d'évoluer et prennent différentes formes (Tableau A1.2) selon les métamorphoses dont ils sont l'objet:

neige fraîche .....	+
particules reconnaissables ...	∧
grains fins .....	•
grains à faces planes .....	□
givre de profondeur .....	∧
grains ronds .....	○
neige roulée .....	△

Tableau A1.2 Symboles utilisés pour décrire les différents stades d'évolution de la neige au sol.

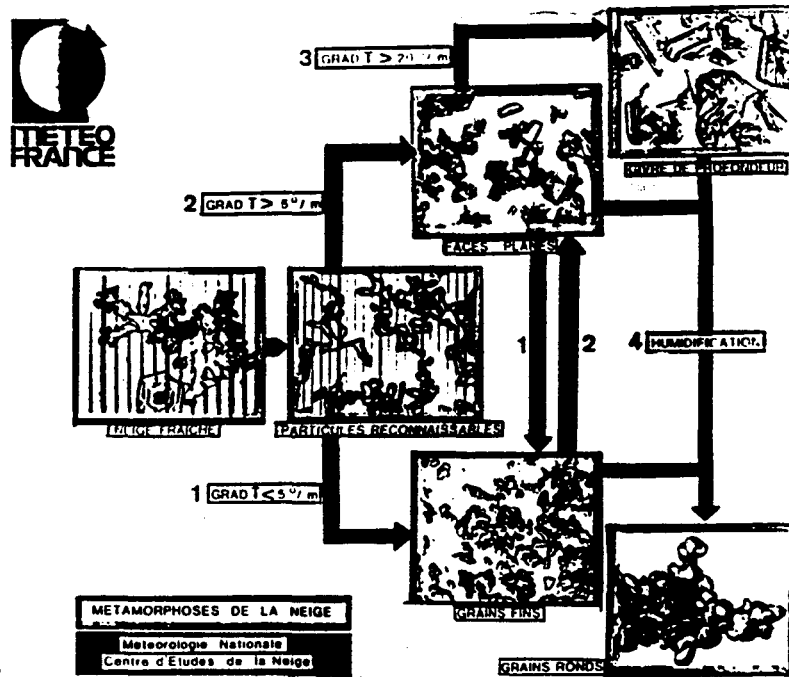


Figure A1.2 Métamorphoses de la neige (Pahaut et Sergent, 1991).

### Métamorphoses de la neige sèche

Une neige sèche ne contient pas d'eau liquide.

#### Action mécanique

Lorsque la neige superficielle du manteau neigeux est suffisamment légère, elle peut être soulevée et transportée sous l'effet du vent. Cette action conduit à la fragmentation des cristaux et à leur prise de cohésion par frittage au moment du dépôt au sol.

Les grains des couches inférieures eux aussi vont se fragmenter par l'effet du poids des couches supérieures. On obtient des particules reconnaissables (↙).

#### Effet du rayon de courbure

L'air au contact d'une surface de glace ne peut contenir qu'une quantité limitée de vapeur d'eau laquelle exerce une pression dite saturante (notée  $e_s$ ). Cette

valeur dépend de la température (dont elle est une fonction croissante) et de la courbure de la surface. Une fois ce seuil atteint, l'air est saturé.

Si deux surfaces de glace de courbures différentes se trouvent à proximité l'une de l'autre, à température égale la pression de vapeur saturante sera plus forte au dessus de la surface présentant la plus forte courbure. Pour compenser ce déséquilibre de pression, il y a transfert de vapeur d'eau de la partie présentant la courbure la plus forte vers la partie de plus faible courbure.

L'air surmontant la convexité se trouve en état de sous-saturation, la glace se sublime alors, libérant ainsi de la vapeur d'eau. L'air au dessus de la concavité se trouve en état de sur-saturation, ce qui conduit la vapeur d'eau à se condenser sous forme de glace.

L'effet du rayon de courbure tend à arrondir les grains anguleux ou dendritiques, les pointes s'estompent et les creux se combrent.

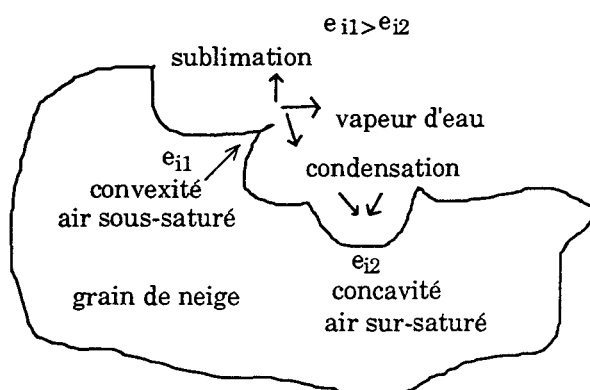


Figure A1.3 Schématisation de l'effet du rayon de courbure.

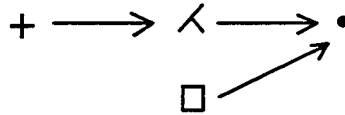
### Effet du gradient de température

Cet effet s'oppose à celui du rayon de courbure et lorsqu'il est marqué a tendance a provoquer l'apparition d'angulosités.

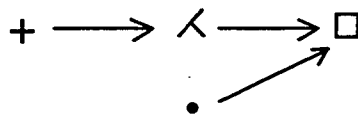
La neige étant un bon isolant thermique du fait de l'air qu'elle contient, il existe un gradient de température ( $G_T$ ) entre la base du manteau neigeux (à 0°C en raison du flux thermique du sol) et la température de la surface (influencée par la température de l'air qui peut être fortement négative). On distingue trois gradients d'intensités différentes et qui conduisent aux métamorphoses suivantes:



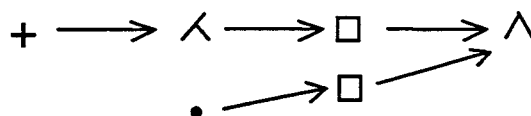
*La métamorphose de faible gradient:* ( $0 < G_T < 5^\circ\text{C}\cdot\text{m}^{-1}$ ) est due à l'action du rayon de courbure qui l'emporte sur l'effet de gradient et a pour conséquence un arrondissement des grains. La neige récente (+,  $\wedge$ ) ou les faces planes ( $\square$ ) se transforment en grains fins ( $\bullet$ ).



Au cours de *la métamorphose de moyen gradient:* ( $5 < G_T < 20^\circ\text{C}\cdot\text{m}^{-1}$ ) des différences de températures significatives apparaissent entre les grains de neige, l'influence du gradient de température l'emporte sur celui du rayon de courbure. Les grains les plus chauds vont se sublimer, la vapeur d'eau libérée se condensant alors sur les grains les plus froids. Il y a apparition de facettes et d'angles vifs (faces planes,  $\square$ ) à partir de neige récente (+,  $\wedge$ ) ou de grains fins ( $\bullet$ ).



Ce phénomène est amplifié dans le cas de *la métamorphose de fort gradient:* ( $20^\circ\text{C}\cdot\text{m}^{-1} < G_T$ ). Sur une même verticale, en considérant deux grains l'un au dessus de l'autre, le grain le plus bas est à une température plus élevée que le grain le plus haut. Il y a déséquilibre des pressions de vapeurs saturantes d'où échange de vapeur du grain le plus chaud vers le plus froid. Le grain le plus bas voit sa partie supérieure se sublimer, la base du grain le plus froid bénéficie de la condensation solide de cette vapeur d'eau libérée (apparition de stries échelonnées). Pour que cette métamorphose soit vraiment efficace les grains doivent avoir suffisamment de place pour croître (masse volumique de la neige  $< 350 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ ). C'est le phénomène qui donne naissance à des cristaux appelés gobelets ou encore givre de profondeur ( $\wedge$ ).



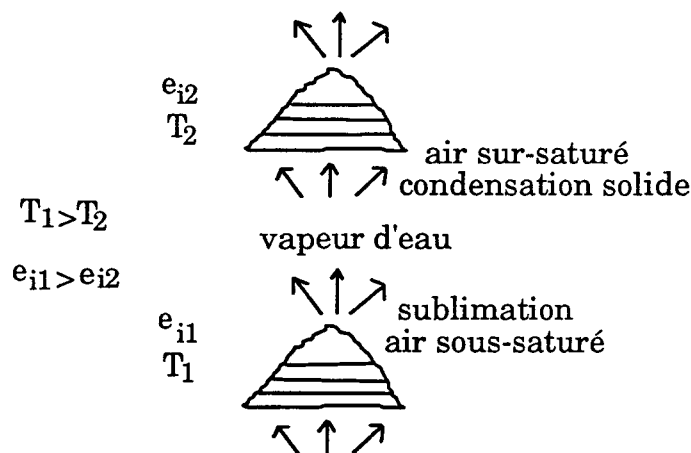
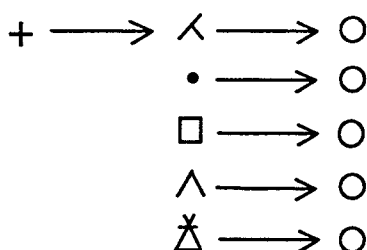


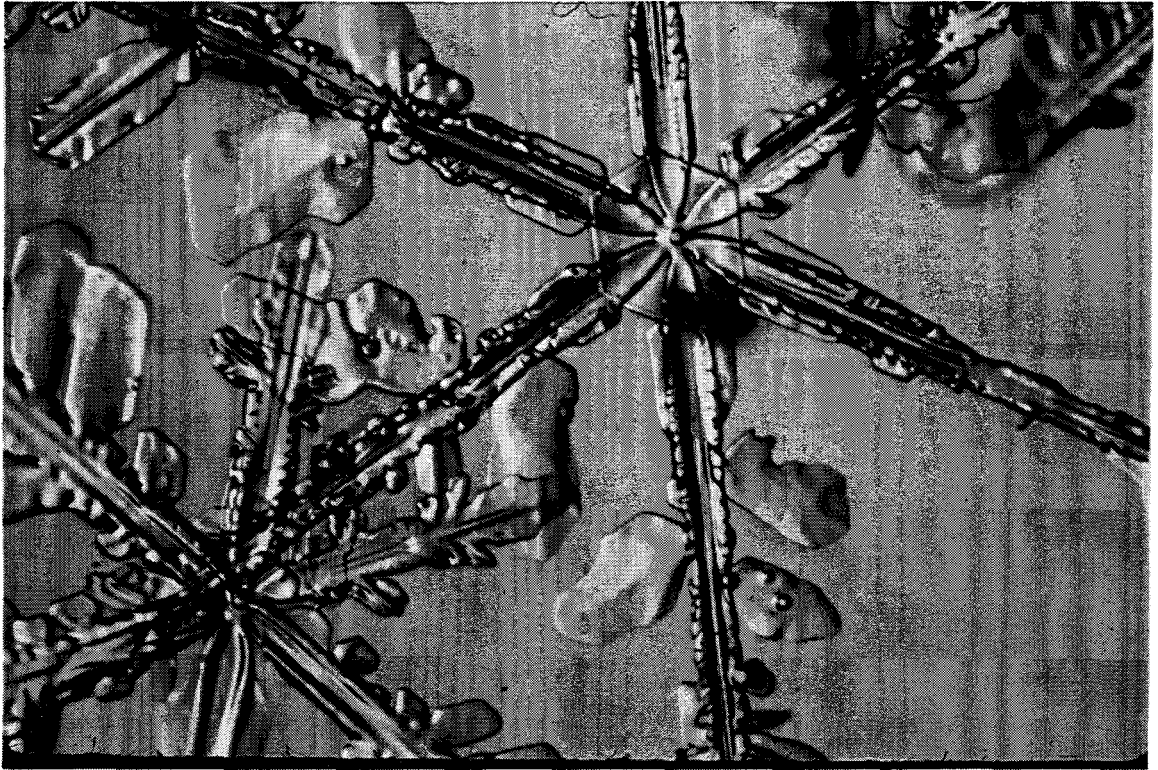
Figure A1.4 Schématisation de l'effet de fort gradient. Formation du givre de profondeur.

### Métamorphose de la neige humide

La neige humide est constituée des trois phases de l'eau et se trouve nécessairement à une température de 0°C. Un paramètre déterminant pour la vitesse de métamorphose est la teneur en eau liquide (TELvolumique= volume d'eau liquide/volume total de neige). La métamorphose est d'autant plus rapide que la TEL est élevée.

L'eau liquide peut provenir de la fonte sous l'effet du rayonnement solaire, de la température de l'air ou de la pluie. L'eau est retenue à la périphérie des grains par capillarité. Au voisinage de parties concaves ce film d'eau a tendance à regeler libérant ainsi des calories disponibles pour faire fondre les plus petits grains et les zones convexes. Il y a grossissement et arrondissement des grains. Cette métamorphose concerne tous les types de cristaux et conduit à la formation de grains ronds (○).





(+)

(/)

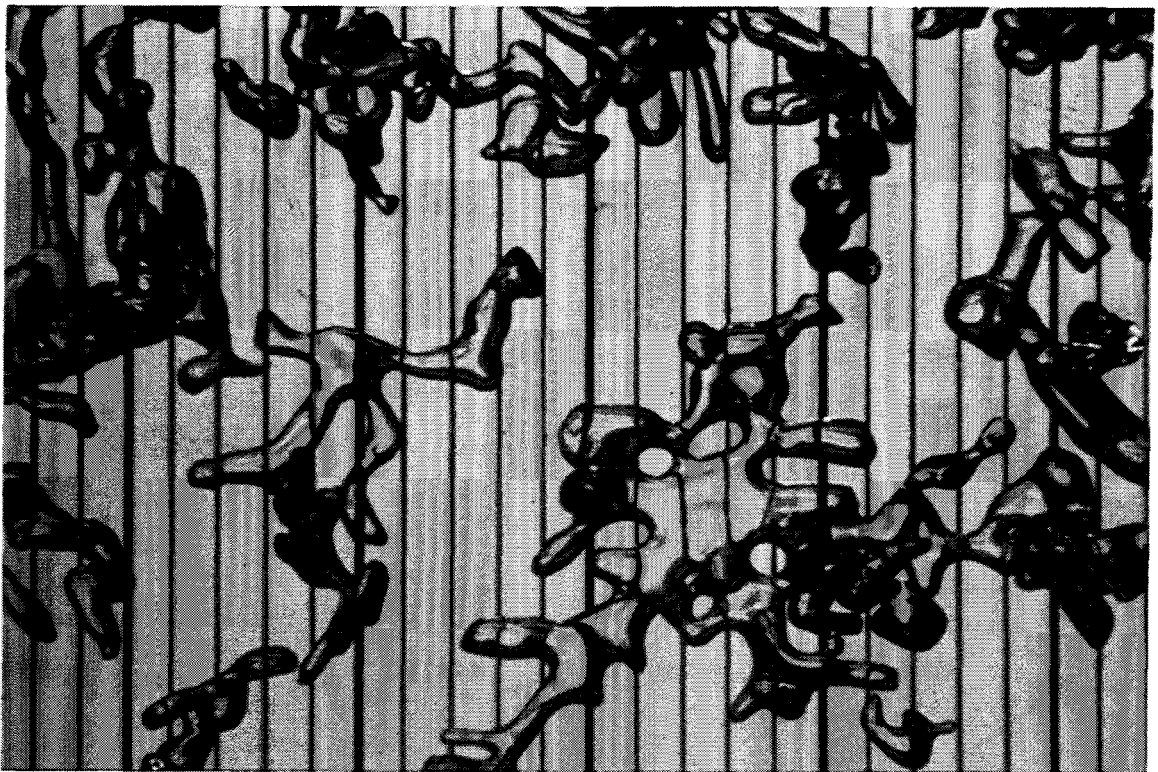
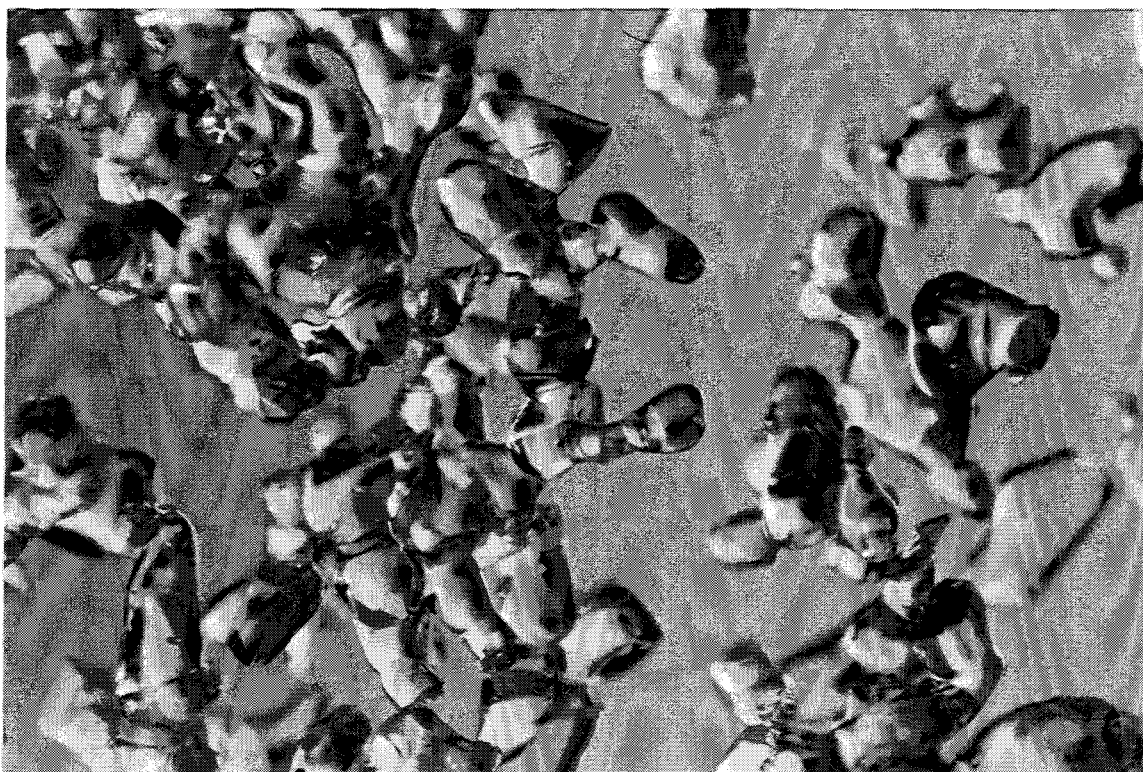


Figure A1.5 Photos de grains de neige: neige fraîche (+) et particules reconnaissables (/). L'intervalle entre deux graduations de la mire est 2/10 mm.



(•)

(□)

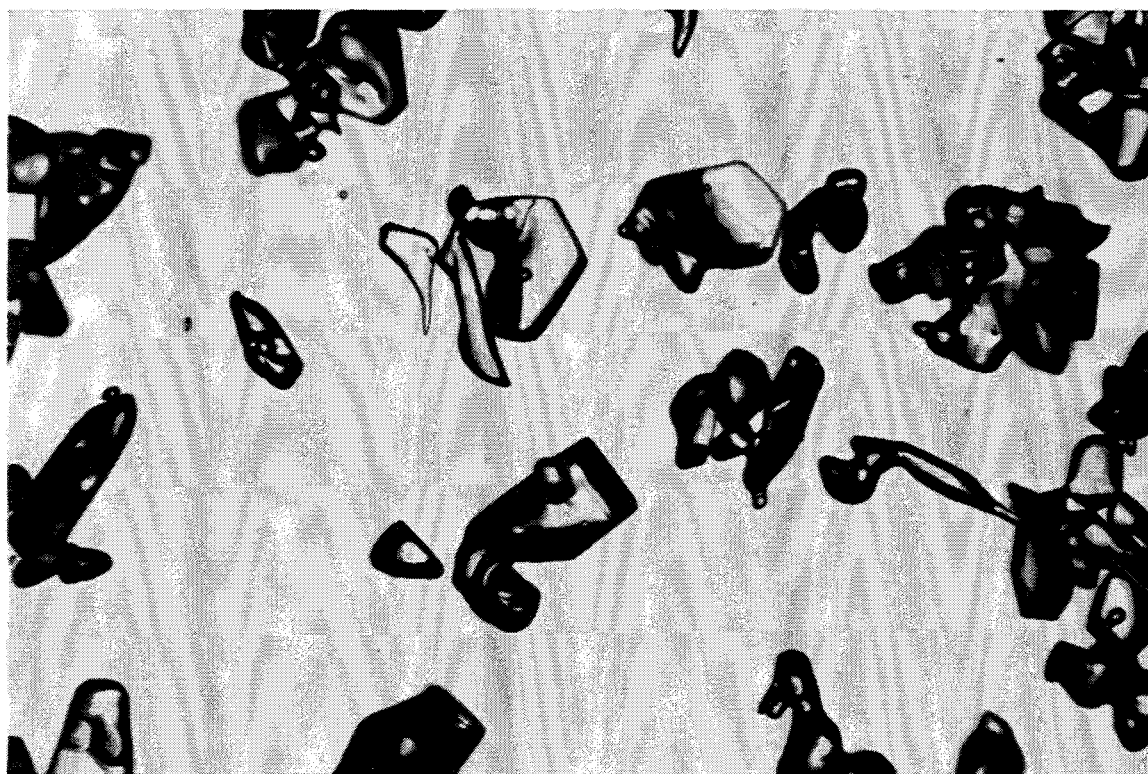


Figure A1.6 Photos de grains de neige: grains fins (•) et faces planes (□).

L'intervalle entre deux graduations de la mire est 2 / 10 mm.



(A)

(O)

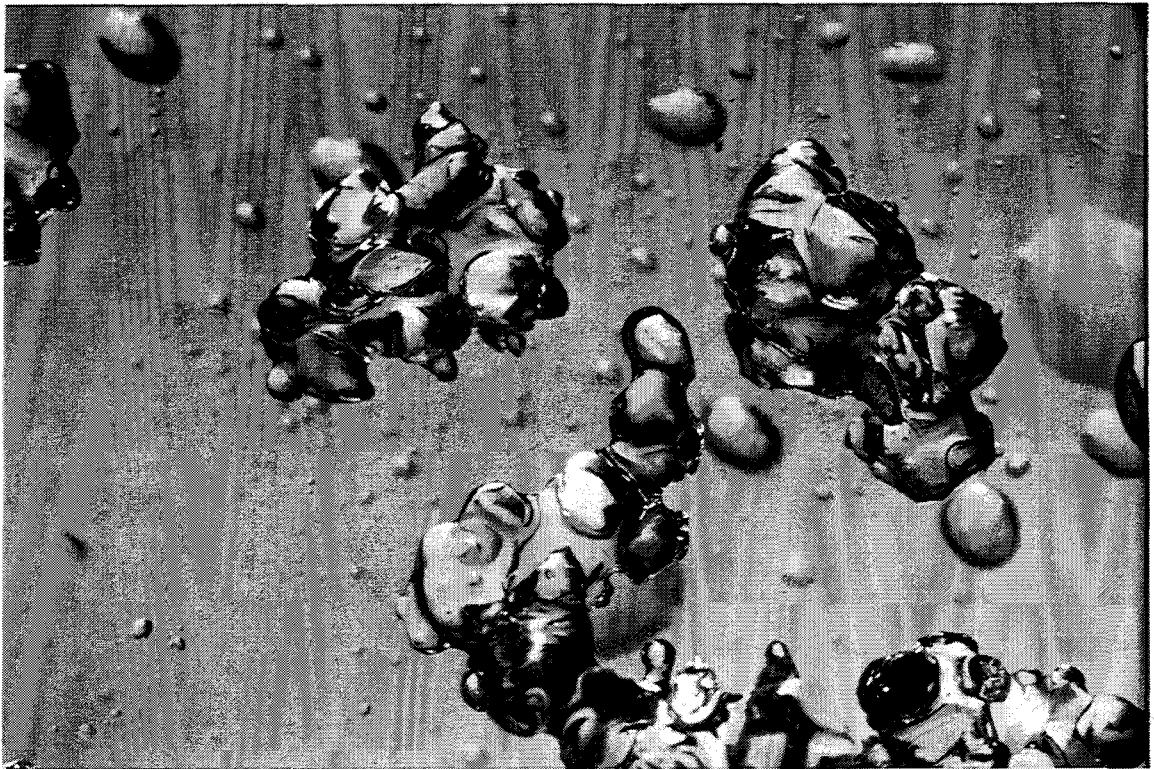


Figure A1.7 Photos de grains de neige: givre de profondeur (A) et grains ronds (O).  
L'intervalle entre deux graduations de la mire est 4/10 mm.

## Annexe 2

### Diffusion par des particules hexagonales

#### Détermination de la matrice de phase

Pour plus de détails on se reportera à la thèse de G. Brogniez (1992).

Selon la nature du rayonnement envoyé sur la particule hexagonale (non polarisé, polarisé rectilignement, polarisé circulairement) on peut déterminer les coefficients de la matrice de phase associée à cette diffusion. Ces éléments seront décomposés en polynômes de Legendre selon la procédure décrite au chapitre 2 §2.2.4 et introduits dans le programme adding/doubling. On appellera  $\tilde{P}$  la matrice de diffusion et  $\tilde{F}$  la matrice de phase. La condition de normalisation de la fonction de phase  $F_{11}$  nous permet de passer des coefficients  $P_{ij}$  aux coefficients  $F_{ij}$ .

#### Rappel sur les paramètres de Stokes

Dans cette annexe on travaillera avec l'intensité plutôt qu'avec la luminance pour caractériser l'énergie transportée par le champ électromagnétique. On notera  $\tilde{I}(I,Q,U,V)$  le vecteur de Stokes du rayonnement incident et  $\tilde{I}'(I',Q',U',V')$  le vecteur de Stokes du rayonnement émergent du cristal et calculé selon la procédure décrite au chapitre 2, §2.5.2 Dans toutes les formules qui suivent l'angle de diffusion  $\Theta$  est sous entendu.

$$I = E_1 E_1^* + E_r E_r^* = a_1 a_1^* + a_r a_r^* \quad (A2.1)$$

$$Q = E_1 E_1^* - E_r E_r^* = a_1 a_1^* - a_r a_r^* \quad (A2.2)$$

$$U = E_1 E_r^* + E_r E_1^* = 2a_1 a_r \cos\delta \quad (A2.3)$$

$$V = i(E_1 E_r^* - E_r E_1^*) = 2a_1 a_r \sin\delta \quad (A2.4)$$

#### Détermination de $P_{11}$ et $P_{12}$

On envoie de la lumière naturelle (donc non polarisée) sur le cristal qui sera représentée par une onde plane incidente polarisée elliptiquement ayant un

angle de polarisation  $\alpha$  aléatoire. Les amplitudes parallèle et perpendiculaire du champ sont :

$$a_1 = \sqrt{I} \cos\alpha \quad (\text{A2.5})$$

$$a_r = \sqrt{I} \sin\alpha \quad (\text{A2.6})$$

D'après les formulations du chapitre 1, §1.1.2:

$$\tilde{I}' = c\tilde{P}\tilde{I} \quad (\text{A2.7})$$

$$\tilde{I}' = c \begin{bmatrix} P_{11} & P_{12} & 0 & 0 \\ P_{12} & P_{22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & P_{33} & P_{34} \\ 0 & 0 & -P_{34} & P_{44} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} I \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A2.8})$$

d'où:

$$I' = cP_{11}I \quad \text{et} \quad \frac{P_{12}}{P_{11}} = \frac{Q'}{I'} \quad (\text{A2.9})$$

$I$  est connu d'entrée.  $I'$  et  $Q'$  sont calculées par le modèle de diffusion. La condition de normalisation de la fonction de phase nous permet de passer de  $P_{11}$  à  $F_{11}$ .

### Détermination de $P_{22}$

Ce coefficient est calculé à partir de la diffusion de deux lumières incidentes polarisées rectilignement ( $\delta=0$ ). Dans les relations (A2.1) et (A2.2), l'angle de polarisation  $\alpha$  est fixe. Il est pris égal à  $\pi/6$  pour la première lumière incidente et à  $\pi/3$  pour la deuxième. D'où d'après les équations (A2.1-4):

$$\tilde{I}_1 = \begin{pmatrix} I \\ I/2 \\ \sqrt{3} I/2 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \tilde{I}_2 = \begin{pmatrix} I \\ -I/2 \\ \sqrt{3} I/2 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A2.10})$$

d'après (A2.7):

$$I'_1 = c(P_{11}I + \frac{P_{12}}{2}I) \quad I'_2 = c(P_{11}I - \frac{P_{12}}{2}I) \quad (\text{A2.11})$$

$$Q'_1 = c(P_{12}I + \frac{P_{22}}{2}I) \quad Q'_2 = c(P_{12}I - \frac{P_{22}}{2}I) \quad (\text{A2.12})$$

d'où

$$\frac{P_{22}}{P_{11}} = \frac{Q'_1 - Q'_2}{\frac{I'_1 + I'_2}{2}} \quad (\text{A2.13})$$

Détermination de  $P_{33}$ 

Cette fois ci la lumière est polarisée linéairement selon un angle de  $\pi/4$ .

$$a_l = \sqrt{I} \cos \frac{\pi}{4} \quad (\text{A2.14})$$

$$a_r = \sqrt{I} \sin \frac{\pi}{4} \quad (\text{A2.15})$$

D'après les formules (A2.1) à (A2.4):

$$\tilde{I} = \begin{pmatrix} I \\ 0 \\ I \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A2.16})$$

Soit d'après (A2.7):

$$\begin{pmatrix} I' \\ Q' \\ U' \\ V' \end{pmatrix} = c \begin{pmatrix} P_{11}I \\ 0 \\ P_{33}I \\ -P_{34}I \end{pmatrix} \quad (\text{A2.17})$$

et

$$\frac{P_{33}}{P_{11}} = \frac{U'}{I'} \quad (\text{A2.18})$$

Détermination de  $P_{34}$  et  $P_{44}$ 

On envoie sur le cristal une lumière polarisée circulairement. On choisit pour simplifier le problème un déphasage  $\delta = \pi/2$ , ainsi le paramètre U devient nul. L'angle de polarisation  $\alpha$  est fixe, on le prendra égal à  $\pi/4$  pour éliminer le paramètre Q. :

$$a_l = \sqrt{I} \cos \frac{\pi}{4} \quad (\text{A2.19})$$

$$a_r = i\sqrt{I} \sin \frac{\pi}{4} \quad (\text{A2.20})$$

D'après les formules (A2.1) à (A2.4):

$$\tilde{I} = \begin{pmatrix} I \\ 0 \\ 0 \\ I \end{pmatrix} \quad (\text{A2.21})$$

Soit d'après (A2.7):



$$\begin{pmatrix} I' \\ Q' \\ U' \\ V' \end{pmatrix} = c \begin{pmatrix} P_{11}I \\ P_{12}I \\ P_{34}I \\ P_{44}I \end{pmatrix} \quad (\text{A2.22})$$

d'où

$$\frac{P_{34}}{P_{11}} = \frac{U'}{I'} \quad \text{et} \quad \frac{P_{44}}{P_{11}} = \frac{V'}{I'} \quad (\text{A2.23})$$

## Diffraction

L'énergie totale diffusée par la particule tient compte de l'énergie diffusée par les faces du cristal et dont nous avons exprimé les composantes (I,Q,U,V) et de l'énergie diffractée. La particule placée dans le champ de l'onde plane incidente diffracte cette onde selon les lois de l'optique ondulatoire. La diffraction ne modifie pas l'état de polarisation du rayonnement, elle n'affecte pas les coefficients non diagonaux de la matrice de phase.

## Sections efficaces d'extinction et de diffusion

On notera  $E_i$  l'énergie incidente,  $E_a$  l'énergie absorbée par le cristal et  $E_g$  l'énergie diffusée par la particule (selon les lois de Snell-Descartes et de Fresnel) et dont on vient de déterminer la matrice de phase. En plus de l'énergie diffusée il faut tenir compte de l'énergie diffractée soit  $E_d$  cette contribution et  $A_p$  est l'aire projetée du cristal pour une orientation donnée:

La section efficace d'extinction  $\sigma_{\text{ext}}$  est alors égale à:

$$\sigma_{\text{ext}} = \frac{E_d + E_g + E_a}{E_d / A_p} = 2A_p \quad (\text{A2.24})$$

et la section efficace de diffusion  $\sigma_{\text{sca}}$ :

$$\sigma_{\text{sca}} = \frac{E_d + E_g}{E_d / A_p} \quad (\text{A2.25})$$

## Annexe 3

### Modèle adding/doubling

#### Introduction

La théorie résumée ici s'appuie sur les références bibliographiques suivantes: Hansen, 1969; Hansen, 1971a; Hovenier, 1971; Wauben et al., 1994; De Haan et al. (1987) et de Haan (1987).

#### Equations adding

Elles permettent de calculer la réflectance et la transmittance d'une couche issue de la superposition de deux couches, chacune de réflectance et de transmission connues. On affectera un indice prime aux quantités concernant la couche supérieure et un double prime pour la couche inférieure (épaisseurs optiques respectives  $b'$  et  $b''$ ). Une flèche vers le haut " $\uparrow$ " indiquera que le rayonnement provient de la couche inférieure.

Pour une lumière incidente sur la couche supérieure on a les équations matricielles suivantes:

$$\tilde{Q}_1(\mu, \mu', \phi - \phi') = \frac{1}{\pi} \int_0^1 \mu'' d\mu'' \int_0^{2\pi} \tilde{R}^{\uparrow}(\mu, \mu'', \phi - \phi'') \tilde{R}''(\mu'', \mu', \phi'' - \phi') d\phi'' \quad (\text{A3.1})$$

$$\tilde{Q}_{p+1}(\mu, \mu', \phi - \phi') = \frac{1}{\pi} \int_0^1 \mu'' d\mu'' \int_0^{2\pi} \tilde{Q}_1(\mu, \mu'', \phi - \phi'') \tilde{Q}_p(\mu'', \mu', \phi'' - \phi') d\phi'' \quad (\text{A3.2})$$

$$\tilde{Q}(\mu, \mu, \phi, \phi') = \sum_{p=1}^{\infty} \tilde{Q}_p(\mu, \mu, \phi, \phi') \quad (\text{A3.3})$$

$$\tilde{D}(b', \mu, \mu', \phi - \phi') = \tilde{T}'(\mu, \mu', \phi - \phi') + \exp(-b'/\mu') \tilde{Q}(\mu, \mu', \phi - \phi')$$

$$\begin{aligned} \tilde{U}(b', \mu, \mu', \phi - \phi') &= \exp(-b'/m') \tilde{R}''(\mu, \mu', \phi - \phi') \\ &+ \frac{1}{\pi} \int_0^1 \mu'' d\mu'' \int_0^{2\pi} \tilde{R}''(\mu, \mu'', \phi - \phi'') \tilde{D}(b', \mu'', \mu', \phi'' - \phi') d\phi'' \end{aligned} \quad (A3.5)$$

$$\begin{aligned} \tilde{R}(\mu, \mu', \phi - \phi') &= \tilde{R}'(\mu, \mu', \phi - \phi') + \exp(-b'/\mu') \tilde{U}(b', \mu, \mu', \phi - \phi') \\ &+ \frac{1}{\pi} \int_0^1 \mu'' d\mu'' \int_0^{2\pi} \tilde{T}'^{\uparrow}(\mu, \mu'', \phi - \phi'') \tilde{U}(b', \mu'', \mu', \phi'' - \phi') d\phi'' \end{aligned} \quad (A3.6)$$

$$\begin{aligned} \tilde{T}(\mu, \mu', \phi - \phi') &= \exp(-b'/\mu') \tilde{T}''(\mu, \mu', \phi - \phi') + \exp(-b''/\mu) \tilde{D}(b', \mu, \mu', \phi - \phi') \\ &+ \frac{1}{\pi} \int_0^1 \mu'' d\mu'' \int_0^{2\pi} \tilde{T}''(\mu, \mu'', \phi - \phi'') \tilde{D}(b', \mu'', \mu', \phi'' - \phi') d\phi'' \end{aligned} \quad (A3.7)$$

où  $\mu = |u|$  et  $u = -\cos\theta$ .  $\theta$  étant l'angle zénithal mesuré à partir de la direction positive de l'axe z et  $\phi$  l'angle azimutal mesuré dans le sens des aiguilles d'une montre lorsque l'on regarde dans la direction montante de l'axe z.

$(\mu', \phi')$  et  $(\mu, \phi)$  donnent respectivement la direction du rayonnement incident et du rayonnement émergent.

$(\mu'', \phi'')$  représente l'ensemble des directions prises par le rayonnement après réflexions successives entre les deux couches avant de sortir du milieu.

(A3.1) décrit le rayonnement émergent vers le bas après une réflexion dans chacune des deux couches. (A3.4) donne le rayonnement descendant au niveau de l'intersection des deux couches et (A3.5) le rayonnement émergent vers le haut. (A3.6) et (A3.7) sont respectivement la réflexion et la transmission de la couche combinée et font intervenir directement et indirectement (par le biais des équations précédentes A3.1-5) les propriétés de réflexion et transmission de chacune des deux couches ( $\tilde{R}', \tilde{T}', \tilde{R}'', \tilde{T}''$ ).

Une fois ces quantités calculées on peut superposer une nouvelle couche et procéder de la même manière.

Il faut maintenant évaluer ces équations faisant appel à de doubles intégrations sur les angles zénithaux et azimutaux.

## Développement en séries de Fourier

On s'intéresse aux équations du type:

$$\tilde{K}(\mu, \mu', \phi - \phi') = \frac{1}{\pi} \int_0^1 \mu'' d\mu'' \int_0^{2\pi} \tilde{L}(\mu, \mu'', \phi - \phi'') \tilde{M}(\mu'', \mu', \phi'' - \phi') d\phi'' \quad (A3.8)$$

On développe les matrices  $\tilde{K}$ ,  $\tilde{L}$ ,  $\tilde{M}$  en série de Fourier:

$$\tilde{K}(\mu, \mu', \phi - \phi') = \frac{1}{2} \sum_{m=0}^{\infty} (2 - \delta_{m,0}) \left[ \tilde{B}^{+m}(\phi - \phi') \tilde{K}^m(\mu, \mu') (\tilde{I} + \tilde{\Delta}) + \tilde{B}^{-m}(\phi - \phi') \tilde{K}^m(\mu, \mu') (\tilde{I} - \tilde{\Delta}) \right] \quad (A3.9)$$

où:  $\tilde{I}$ : matrice unité

$\tilde{\Delta}$ : matrice diagonale: (1,1,-1,-1)

$\tilde{B}^{+m}(\phi)$ : matrice diagonale: (cosm $\phi$ , cosm $\phi$ , sinm $\phi$ , sinm $\phi$ )

$\tilde{B}^{-m}(\phi)$ : matrice diagonale: (-sinm $\phi$ , -sinm $\phi$ , cosm $\phi$ , cosm $\phi$ )

On identifie les deux membres de (A3.9) et en se servant des relations d'orthogonalité sur les sinus et cosinus on obtient une infinité d'équations du type (m=0,  $\infty$ ):

$$\tilde{K}^m(\mu, \mu') = 2 \int_0^1 \mu'' \tilde{L}^m(\mu, \mu'') \tilde{M}^m(\mu'', \mu') d\mu'' \quad (A3.10)$$

## Formalisme de supermatrice

Pour intégrer sur les angles zénithaux on fait appel à une quadrature de Gauss qui calcule les angles et poids de Gauss sur l'intervalle (0,1), respectivement  $\mu_i$ ,  $\omega_i$  (i=1, n) la valeur de n est fixée par l'utilisateur. A ces n angles de Gauss on rajoute les angles correspondant aux directions d'incidence et de visée choisies par l'utilisateur pour lesquelles on calcule les réflectances bidirectionnelles. On a alors Ng valeurs de  $\mu$ . En partant de l'équation (A3.10), et pour le terme  $\tilde{K}_{11}$  par exemple de la matrice  $\tilde{K}$  (4x4) on obtient à l'aide de la quadrature:

$$\begin{aligned} \tilde{K}_{11}^m(\mu_i, \mu_j) = 2 \sum_{k=1}^{N_g} \omega_k \mu_k (\tilde{L}_{11}^m(\mu_j, \mu_k) \tilde{M}_{11}^m(\mu_k, \mu_j) + \tilde{L}_{12}^m(\mu_j, \mu_k) \tilde{M}_{21}^m(\mu_k, \mu_j) \\ + \tilde{L}_{13}^m(\mu_j, \mu_k) \tilde{M}_{31}^m(\mu_k, \mu_j) + \tilde{L}_{14}^m(\mu_j, \mu_k) \tilde{M}_{41}^m(\mu_k, \mu_j)) \end{aligned} \quad (A3.11)$$

$i, j = 1, 2, \dots, N_g$

On a  $N_g \times N_g$  équations  $\tilde{K}_{11}^m$ . Donc en tenant compte de tous les termes de  $\tilde{K}$  on obtient à partir de (A3.10)  $4N_g \times 4N_g$  équations du type de (A3.11).

En adoptant le formalisme de supermatrice on regroupe ces équations dans une matrice ( $4N_g \times 4N_g$ ), d'où:

$$\tilde{K}^m = \tilde{L}^m \tilde{M}^m \quad (A3.12)$$

où  $\tilde{K}^m$ ,  $\tilde{L}^m$ ,  $\tilde{M}^m$  sont des supermatrices dont les éléments se décomposent de la manière suivante:

$$\tilde{K}_{4(i-1)+r, 4(j-1)+s}^m = \sqrt{2\mu_i \omega_i} \tilde{K}_{rs}^m(\mu_i, \mu_j) \sqrt{2\mu_j \omega_j} \quad (A3.13)$$

où  $r, s = 1, 2, 3, 4$   $i, j = 1, 2, \dots, N_g$

### Nouvelle expression des équations adding

En terme de supermatrices les équations (A3.1-7) deviennent:

$$\tilde{Q}_1 = \tilde{R}'^\uparrow \tilde{R}'' \quad (A3.14)$$

$$\tilde{Q}_{p+1} = \tilde{Q}_1 \tilde{Q}_p \quad (A3.15)$$

$$\tilde{Q} = \sum_{p=1}^{\infty} \tilde{Q}_p \quad (A3.16)$$

$$\tilde{D} = \tilde{T}' + \tilde{Q} \tilde{E}(b') + \tilde{Q} \tilde{T}'' \quad (A3.17)$$

$$\tilde{U} = \tilde{R}'' \tilde{E}(b') + \tilde{R}'' \tilde{D} \quad (A3.18)$$

$$\tilde{R} = \tilde{R}' + \tilde{E}(b') \tilde{U} + \tilde{T}'^\uparrow \tilde{U} \quad (A3.19)$$

$$\tilde{T} = \tilde{E}(b'') \tilde{D} + \tilde{T}'' \tilde{E}(b') + \tilde{T}'' \tilde{D} \quad (A3.20)$$

On a omis l'indice de Fourier  $m$ ,  $\tilde{E}(b)$  est une supermatrice diagonale dont les éléments sont définis de la manière suivante:

$$\tilde{E}_{4(i-1)+s, 4(i-1)+s}(b) = \exp[-b/\mu_i] \quad (A3.21)$$

## Réflectance, transmittance d'une couche homogène

### Principe de la méthode doubling

Nous avons vu que la connaissance de la réflectance et de la transmission de chacune des deux couches suffisait à en déduire ces mêmes propriétés pour la couche combinée. Il s'agit donc maintenant de caractériser individuellement les deux couches. Nous donnons ici l'exemple d'une couche d'épaisseur optique  $b$ , dont on cherche à déterminer les caractéristiques  $\tilde{R}$  et  $\tilde{T}$ , sachant que pour la deuxième couche la démarche est identique.

La méthode utilisée est la méthode doubling basée sur le même principe que la méthode adding mais beaucoup plus rapide car s'appliquant sur une couche homogène. On part d'une sous couche de la couche homogène suffisamment fine pour que seules les diffusions de premiers ordres y aient lieu afin de pouvoir déterminer facilement ses propriétés de réflexion et transmission, on lui superpose une sous couche d'épaisseur optique identique (qui possédera les mêmes caractéristiques puisque la couche est homogène), on applique les équations adding faisant intervenir les supermatrices (avec cette fois  $\tilde{R}'=\tilde{R}''$ ,  $\tilde{T}'=\tilde{T}''$ ,  $b'=b''$ ) on en déduit  $R$  et  $T$  de la couche équivalente au système, à laquelle on superpose une couche identique et ainsi de suite. De cette manière on balaye la couche jusqu'à sa moitié, la dernière étape permettant de passer de la moitié de la couche à la couche entière.

### Diffusion primaire

On détermine la réflectance et la transmission de la sous couche servant de départ pour le calcul et d'épaisseur optique  $b$ . Cette procédure fait directement appel aux propriétés de diffusion simple calculées dans le code de Mie (paramètres de Mie, coefficients alpha, bêta). On donnera le schéma pour la réflectance, le principe étant le même pour la transmission.  $\tilde{Z}$  est la matrice de phase. Si le sol sous la sous couche est noir le milieu étant homogène (albédo de diffusion simple et matrice de phase indépendants de l'épaisseur optique) la réflexion primaire pour le  $m^{\text{ième}}$  terme de la série de Fourier est:

$$\tilde{R}_1^m(\mu, \mu') = \frac{\omega \tilde{Z}^m(-\mu, \mu')}{4(\mu + \mu')} (1 - \exp[-b/\mu - b/\mu']) \quad (\text{A3.22})$$

avec: 
$$\tilde{Z}^m(\pm\mu, \mu') = (-1)^m \sum_{\ell=m}^{\infty} \tilde{P}_m^\ell(\pm\mu) \tilde{S}^\ell \tilde{P}_m^\ell(\mu') \quad (\text{A3.23})$$

où: 
$$\tilde{P}_m^\ell(\mu) = \begin{bmatrix} P_{m,0}^\ell(\mu) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & P_{m,+}^\ell(\mu) & P_{m,-}^\ell(\mu) & 0 \\ 0 & P_{m,-}^\ell(\mu) & P_{m,+}^\ell(\mu) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & P_{m,0}^\ell(\mu) \end{bmatrix} \quad (\text{A3.24})$$

$$P_{m,\pm}^\ell(\mu) = \frac{1}{2} \{ P_{m,-2}^\ell(\mu) \pm P_{m,2}^\ell(\mu) \} \quad (\text{A3.25})$$

et 
$$\tilde{S}^\ell = \begin{bmatrix} \alpha_1^\ell & \beta_1^\ell & 0 & 0 \\ \beta_1^\ell & \alpha_2^\ell & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \alpha_3^\ell & \beta_2^\ell \\ 0 & 0 & -\beta_2^\ell & \alpha_4^\ell \end{bmatrix} \quad (\text{A3.26})$$

Dont les éléments ont été calculés dans le programme de Mie.

### Réflectance, transmittance du milieu

Là encore on ne donnera que les équations concernant la réflexion. On suppose calculée la supermatrice de réflectance de chacune des couches (selon la méthode doubling énoncée précédemment), ainsi que la supermatrice de réflectance du milieu entier (à l'aide des équations A3.14-20). Le travail consiste maintenant à remonter aux matrices (4x4) de réflectance du milieu. Pour une géométrie fixée par l'utilisateur, en séparant les termes correspondant à la diffusion primaire on obtient:

$$\begin{aligned} \tilde{R}(\mu, \mu', \phi - \phi') = \tilde{R}_1(\mu, \mu', \phi - \phi') + \frac{1}{2} \sum_{m=0}^{M_1} (2 - \delta_{m,0}) (\tilde{B}^{+m}(\phi - \phi') [\tilde{R}^m(\mu, \mu') - \tilde{R}_1^m(\mu, \mu')] (\tilde{1} + \tilde{\Delta}) \\ + \tilde{B}^{-m}(\phi - \phi') [\tilde{R}^m(\mu, \mu') - \tilde{R}_1^m(\mu, \mu')] (\tilde{1} - \tilde{\Delta})) \end{aligned} \quad (\text{A3.27})$$

L'indice de Fourier  $m=M_1$  indique la limite inférieure de la diffusion primaire. Plus la diffusion se fait vers l'avant plus le nombre de termes de Fourier nécessaires à la décrire est grand. On détaille les termes de (A3.27):

$$\tilde{R}_1(\mu, \mu', \phi - \phi') = \sum_{\ell=1}^L \exp[-r_\ell / \mu - r_\ell / \mu'] \tilde{R}_{1\ell}(\mu, \mu', \phi - \phi') \quad (\text{A3.28})$$

avec

$$\tilde{R}_{1\ell}(\mu, \mu', \phi - \phi') = \frac{\omega \tilde{Z}(-\mu, \mu', \phi - \phi')}{4(\mu + \mu')} (1 - \exp[-r_\ell / \mu - r_\ell / \mu']) \quad (\text{A3.29})$$

$\tilde{R}_1(\mu, \mu', \phi - \phi')$  et  $\tilde{R}_{1\ell}(\mu, \mu', \phi - \phi')$  sont les matrices de diffusion simple respectivement du milieu entier et d'une couche  $\ell$  du milieu.  $r_\ell$  est l'épaisseur optique entre le sommet de la couche  $\ell$  et la limite supérieure du milieu.

Où en utilisant le plan méridien comme plan de référence, la matrice de phase s'écrit:

$$\tilde{Z}(u, u', \phi - \phi') = \tilde{L}(\pi - i_2) \tilde{F}(\Theta) \tilde{L}(-i_1) \quad (\text{A3.30})$$

( $\mu = |u|$ ) où  $\tilde{L}$  est une matrice de rotation permettant de passer d'un système d'axes référencé par rapport au plan de diffusion à un système d'axe référencé par rapport aux directions  $(u, \phi)$ .

On a des équations semblables à (A3.28) et (A3.29) avec  $\tilde{R}_1^m(\mu, \mu')$ .  $\tilde{Z}^m(-\mu, \mu')$  est donné par la relation (A3.23).

$\tilde{R}^m(\mu, \mu')$  est évalué à partir des équations adding et de la relation (A3.13) avec  $\tilde{K} = \tilde{R}$ .

## Sorties du code

Les réflectances et transmittances bidirectionnelles sont calculées pour la convention choisie au chapitre 1, équation (1.39). Elles sont calculées pour les géométries choisies par l'utilisateur  $(\mu, \mu', \phi, \phi')$ . Les réflectances hémisphériques-directionnelles, directionnelles-hémisphériques et hémisphériques sont évaluées à partir de la supermatrice  $\tilde{R}^m$  ( $4Ng \times 4Ng$ ) (avec  $m=0$ ) et de la relation (A3.13) faisant intervenir la quadrature de Gauss définie par l'utilisateur en remplaçant  $\tilde{K}^m$  par  $\tilde{R}^m$ . On suppose la réflectance indépendante de l'azimut pour un flux isotrope incident ou réfléchi. On rappelle que  $Ng$  est égal au nombre d'angle de gauss ( $n$ ) de la quadrature additionnés du nombre de géométries particulières demandées par l'utilisateur (calcul des réflectances et transmissions bidirectionnelles). Les supermatrices sont calculées pour les angles de gauss et les angles ajoutés.



## **Références bibliographiques**

## *Références bibliographiques*

- Bohren, C.F. (1986) Applicability of effective-medium theories to problems of scattering and absorption by nonhomogeneous atmospheric particles, *J. Atmos. Sci*, **43**, (5), 468-475.
- Bonn, F. et Rochon, G. (1992) Précis de télédétection, volume 1, principes et méthodes. Press de l'Université du Québec, AUPELF.
- Born, M. and Wolf, E. (1980) Principles of optics, *Pergamon Press*, 6<sup>th</sup> Ed., 808 p.
- Bourdelle, B. (1994) Etude des caractéristiques de surface de la neige par télédétection visible et infrarouge. Thèse Laboratoire de Glaciologie et de Géophysique de l'Environnement, Grenoble.
- Bourdelle, B., Dedieu, J.P., Durand, Y., Farley, S., Fily, M., Page, Y., Sergent, C., Roche, C. and Vincent, S. (1994) Airborne and spaceborne multisensor remote sensing of snow with in situ measurements in the Alps. Preliminary results, Symposium ISPRS, Val d'Isère, "Mesures physiques et signatures en télédétection", *Actes Proceedings*.
- Brandt, R.E., Grenfell, T.C. and Warren, S.G. (1991) Optical properties of snow, *Antarc. J.of USA*, **26**(5), 272-274.
- Brémond, M.P. (1989) Contribution à l'étude géochimique du carbone suie dans l'atmosphère: aspects méthodologiques et géochimiques. Thèse Université de Paris VII.
- Brognez, G. (1992) Contribution à l'étude des propriétés optiques et radiatives des cirrus. Thèse Laboratoire d'Optique Atmosphérique, Lille.
- Brun, E., Martin, E., Simon, V., Gendre, C. and Coléou, C. (1989) An energy and mass model of snow cover suitable for operational avalanche forecasting, *J. Glaciol.*, **35**(121), 333-342.
- Cachier, H., Bremond, M.P. and Buat-Menard, P. (1989) Determination of atmospheric soot carbon with a simple thermal method, *Tellus*, **41B**, 379-390.

- Cai, Q. and Liou, K.N. (1982) Polarized light scattering by hexagonal ice crystals: theory, *Appl. Optics*, **21**(19), 3569-3580.
- Chylek, P., Ramaswamy, V. and Srivastava, V. (1983) Albedo of soot-contaminated snow, *J. Geophys. Res.*, **88**, C15, 10,837-10,843.
- Choudhury, B.J., Mo, T., Wang, J.R. and Chang, A.T.C. (1981) Albedo and flux extinction coefficients of impure snow for diffuse short wave radiation, *Cold Region Science and Technology*, **5**, 119-125.
- Coleman, R.F. and Liou, K.N. (1981) Light scattering by hexagonal ice crystals, *J. Atmos. Sci.*, **38**, 1260-1270.
- Danielou, Y. and Pahaut, E. (1991) Les mesures de la masse volumique de la neige, *revue C.E.N.*, Météo France.
- De Haan, J.F. (1987) Effects of aerosols on the brightness and polarization of cloudless planetary atmospheres, *Academisch Proefschrift*, Vrije University of Amsterdam.
- De Haan, J.F., Bosma, P.B. and Hovenier, J.W. (1987) The adding method for multiple scattering calculations of polarized light, *Astron. Astrophys.*, **183**, 371-391.
- De Rooij, W.A. and Van der Stap, C.C.A.H. (1984) Expansion of Mie scattering matrices in generalized spherical functions, *Astron. Astrophys.*, **131**, 327-248.
- Deschamps, P.Y., Herman, M., Podaire, A., Leroy, M., Laporte, M. and Vermande, P. (1990) A spatial instrument for the observation of polarization and directionality of earth's reflectances: POLDER, *IGARSS'90 Conference Proceedings*, Washington D.C..
- Deschamps, P.Y., Bréon, F.M., Leroy, M., Podaire, A., Bricaud, A., Buriez J.C. and Sèze, G. (1994) The POLDER mission: instrument characteristics and scientific objectives, *IEEE Trans. on Geosc. and Remote Sens.*, **32**(3), 598-615.
- Dettwitter, L. (1992) Exercices et problèmes corrigés accompagnés de rappels de cours. Optique. Dunod.

- Deuzé, J.L. (1974) Etude de la polarisation du rayonnement par les milieux diffusants, application a la polarisation localisée de Venus, thèse Laboratoire d'Optique Atmosphérique, Lille.
- Deuzé, J.L., Herman, M. and Santer, R. (1989) Fourier series expansion of the transfer equation in the atmosphere-ocean system, *J. Quant. Spectro. Radiat. Transfer*, **41(6)**, 483-494.
- Dolman, V.L. (1990) Meerhoff Mie program 3.0 user guide, internal report, Department of Astronomy Free University, Amsterdam.
- Dozier, J. and Warren, S.G. (1982) Effect of viewing angle on the infrared brightness temperature of snow, *Water Resour. Res.*, **18(5)**, 1424-1434.
- Dozier, J. (1989) Spectral signature of alpine snow cover from the Landsat Thematic Mapper, *Remote Sens. Environ.*, **28**, 9-22.
- Dutton, E.G. and Christy, J.R. (1992) Solar radiative forcing at selected locations and evidence for global lower tropospheric cooling following the interruptions of El Chichon and Pinatubo, *Geophys. Res. Lett.*, **19**, 2313-2316.
- Fily, M., Leroux, C., Lenoble, J. and Sargent, C. (1995) Terrestrial snow studies from remote sensing in the solar spectrum and in the thermal infrared, *Astrophys. and Space Science Library*, Academic Publishers.
- Fily, M., Bourdelles, B., Dedieu, J.P. and Sargent, C. (1996) Comparison between snow grain characteristics and Landsat data in the Alps, *in press Remote Sens. of Env.*
- Fischer, A. (1991) Bases physiques de la télédétection, Les cahiers pédagogiques du G.D.T.A..
- Genthon, C. (1994) Antarctic climate modelling with General Circulation Models of the atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **99(D6)**, 12,953-12,961.
- Goloub, P., Herman, M., Deuzé, J.L. and Frouin, R. (1992) Contrast between polarization properties of snow/ice and clouds, *Antarc. J. of USA*, **27(5)**, 199-201.

- Grenfell, T.C., Warren, S.G. and Mullen, P.C. (1994) Reflection of solar radiation by the Antarctic snow surface at ultraviolet, visible and near-infrared wavelengths, *J. Geophys. Res.*, **99(D9)**, 18,669-18,684.
- Guirado, F. (1996) Interaction rayonnement-neige, comparaisons mesures-modèle sur des échantillons bicouches, domaine 800-1600 nm, rapport de stage de maîtrise, C.E.N., Grenoble.
- Hansen, J.E. (1969) Radiative transfer by doubling very thin layers, *Astrophys. J.*, **155**, 565-573.
- Hansen, J.E. (1971a) Multiple scattering of polarized light in planetary atmospheres. PartI. The doubling method, *J. Atmos. Sci.*, **28**, 120-125.
- Hansen, J.E. and Travis, L.D. (1974) Light scattering in planetary atmospheres, *Space Sci. Rev.*, **16**, 527.
- Hapke, B. (1993). Theory of reflectance and emittance spectroscopy. *Cambridge University Press*.
- Hapke, B. (1996) Are planetary regolith particles back scattering? Response to a paper by M. Mishchenko, *J. Quant. Spectro. Radiat. Transfer*, **55(6)**, 837-848.
- Hess, M. and Wiegner, M. (1994) COP: a data library of optical properties of hexagonal ice crystals, *Appl. Optics*, **33(33)**, 7740-7746 .
- Hovenier, J.W. (1971) Multiple scattering of polarized light in planetary atmospheres , *Astron. Astrophys.*, **13**, 7-29.
- Hovenier, J.W. and Van der Mee, C.V.M. (1983) Fundamental relationships relevant to the transfer of polarized light in a scattering atmosphere, *Astron. Astrophys.*, **128**, 1-16.
- Iaquinta, J., Isaka, H. and Personne, P. (1994) Scattering phase function of bullet rosette ice crystals, *J. Atmos. Sci.*, **52(9)**, 1401-1413.

- IPCC (1996) Intergovernmental Panel on Climate Change, Cambridge University Press.
- Joseph, J.H., Wiscombe, W.J. and Weinman, J.A. (1976) The delta Eddington approximation for radiative flux transfer, *J. Atmos. Sci.*, **33**, 2452-2459.
- Kou, L., Labrie, D. and Chylek, P. (1993) Refractive indices of water and ice in the 0.65 to 2.5  $\mu\text{m}$  spectral range, *Appl. Optics*, **32(19)**, 3531-3540.
- Kuik, F. (1992) Single scattering of light by ensembles of particles with various shapes, thesis, Free University of Amsterdam.
- Lenoble, J. (1985) Radiative transfer in scattering and absorbing atmospheres: standard computational procedures. A. *Deepak Publishers*, Hampton Va, USA.
- Lenoble, J. (1988) *Energétique du rayonnement*, Cours de D.E.A. Université de Lille.
- Lenoble, J. (1993) Atmospheric radiative transfer. A. *Deepak Publishers*, Hampton Va, USA.
- Leroux, C. Lenoble, J., Sergent, C., Deuze, J.L. and Goloub, P. (1996) Modélisation de la réflectance de la neige du visible au proche infrarouge. Comparaisons avec des mesures en laboratoire et des mesures in situ, *La houille blanche*, **5**, 58-61.
- Leroux, C. Lenoble, J., Sergent, C., Fily, M. and Hovenier, J.W. (1995) Modélisation de la réflectance de la neige du visible au proche infrarouge. Comparaisons avec des mesures en laboratoire. Application à la télédétection, *Actes de colloque "Les apports de la recherche scientifique à la sécurité neige, glace et avalanche"*, Symposium Chamonix, éditions Cemagref, 207-212.
- Liu, C., Jonas, P.R. and Saunders, C.P.R., (1995) Phase function calculations of single hexagonal bullet-like ice crystals, *Ann. Geophysicae*, **13**, 1348-1354.
- Marshall, S. and Warren, S.G. (1986) Parametrization of snow albedo for climate models, *Glaciological Data*, Report GD **18**, 215-223.

- Mishchenko, M.I. (1994) Asymmetry parameters of the phase function for densely packed scattering grains, *J. Quant. Spectros. Radiat. Transfer*, **52(1)**, 95-110.
- Mugnai, A. and Wiscombe, W.J. (1980) Scattering of radiation by moderately nonspherical particles, *J. Atmos. Sci.*, **37**, 1291-1307.
- O'Brien, H.W. and Munis, R.H. (1975) Red and near-infrared spectral reflectance of snow, *CRREL Res. Rep.*, **332**.
- Otterman, J. (1981) Plane with protrusions as an atmospheric boundary, *J. Geophys. Res.*, **86(C7)**, 6627-6630.
- Otterman, J. and Weiss, G.H. (1984) Reflection from a field of randomly located vertical protrusions, *Appl. Optics*, **23(12)**, 1931-1936.
- O'Rawe, P. (1991) Monte Carlo models for the reflection of sunlight from rough snow surfaces: suncups and sastrugi. M.S. Thesis. University of Washington.
- Pahaut, E. et Sergent, C. (1991) La neige, formation et évolution, *revue C.E.N., Météo France*.
- Potter, J.F. (1970) The delta function approximation in radiative transfer theory, *J. Atmos. Sci.*, **27**, 943-949.
- Rey, L. (1986) La neige, ses métamorphoses, les avalanches, *revue ANENA*.
- Robert (1992) Cours d'optique, maîtrise de physique recherche, Université J. Fourier.
- Roujean, J.L., Leroy, M. and Deschamps, P.Y. (1992) A bidirectional reflectance model of earth's surface for the correction of remote sensing data, *J. Geophys. Res.*, **97(D18)**, 20,455-20,468.
- Sergent, C. (1991) Intéraction rayonnement neige, analyse des mesures en carbone-suie des neiges étudiées au cours des campagnes 1989/1990 et 1990/1991, *revue C.E.N., Météo France*.

- Sergent, C. (1993) La neige, formation et évolution, Propriétés physiques de la neige, *Eléments de nivologie, revue ANENA*.
- Sergent, C., Pougatch, E., Sudul, M., and Bourdelles, B. (1993) Experimental investigation of optical properties for various types of snow, *Ann. Glaciol.*, **17**, 281-287.
- Sergent, C., Pougatch, E., Sudul, M., Bourdelles, B., Leroux C. et Cachier H. (1995) Etude expérimentale des paramètres optiques de la neige. Réflectance directionnelle hémisphérique (domaines spectraux 400/1000 nm et 800/1600 nm), *Actes de colloque "Les apports de la recherche scientifique à la sécurité neige, glace et avalanche"*, Symposium Chamonix, éditions Cemagref, 291-297.
- Siewert, C.E. (1982) On the phase matrix basis to the scattering of polarized light, *Astron. Astrophys.*, **109**, 195-200.
- Stamnes, K., Tsay, K., Wiscombe, W.J., and Jayaweera, K. (1988) Numerically stable algorithm for discrete-ordinate-method radiative transfer in multiple scattering and emitting layered media, *Appl. Optics*, **27(12)**, 2502-2509.
- Takano, Y. and Jayaweera, K. (1985) Scattering phase matrix for hexagonal ice crystals computed from ray optics, *Appl. Optics*, **24(19)**, 3254-3263.
- Takano, Y. and Liou, K.N. (1995) Radiative transfer in cirrus clouds. Part III: light scattering by irregular ice crystals, *J. Atmos. Sci.*, **52(7)**, 818-837.
- Tanré, D., Deroo, C., Duhaut, P., Herman, M., Mocrette, J.J., Perbos, J. and Deschamps, P.Y. (1986) Simulation of the Satellite Signal in the Solar Spectrum, 115p., Laboratoire d'Optique Atmosphérique, 59655 Villeneuve d'Ascq Cedex, France.
- Van de Hulst, H.C. (1957) Light scattering by small particles, *Wiley & Sons*, New York (also: Dover, New York, 1981).
- Warren, S.G., and Wiscombe, W.J. (1980) A model for the spectral albedo of snow II, snow containing atmospheric aerosols, *J. Atmos. Sci.*, **37**, 2734-2745.



- Warren, S.G. (1982) Optical properties of snow, *Rev. of Geophys. and space phys.*, **20(1)**, 66-89.
- Warren, S.G. (1984) Optical constants of ice from the ultraviolet to the microwave, *Appl. Optics*, **23(8)**, 1206-1225.
- Warren, S.G. (1984) Impurities in snow: effects on albedo and snowmelt (review), *Ann. Glaciol.*, **5**, 177-179.
- Wauben, W.M.F., De Haan, J.F. and Hovenier, J.W. (1994) A method for computing visible and infrared polarized monochromatic radiation in planetary atmospheres, *Astron. Astrophys.*, **282**, 277-290.
- Wendler, G. and Kelley, J. (1988) On the albedo of snow in antarctica: a contribution to I.A.G.O., *J. Glaciol.*, **34(116)**, 19-25.
- Wendling, P., Wendling, R. and Weickman, H.K. (1979) Scattering of solar radiation by hexagonal ice crystals, *Appl. Optics*, **18**, 2663-2671.
- Wiscombe, W.J. (1977) The delta-M method: rapid yet accurate radiative flux calculations for strongly asymmetric phase functions, *J. Atmos. Sci.*, **37**, 2712-2733.
- Wiscombe, W.J. and Warren, S.G. (1980) A model for the spectral albedo of snow I: Pure snow, *J. Atmos. Sci.*, **37**, 2712-2733.
- Wiscombe, W.J. (1980) Improved Mie scattering algorithms, *Appl. Optics*, **19(9)**, 1505-1509.
- World Climate Research Programme (1986) A preliminary cloudless standard atmosphere for radiation computation. Prepared by the Radiation Commission of the International Association for Meteorology and Atmospheric Physics, *WCP-112*, WMO/TD, **24**.
- Zerull, R.H. (1976) A Scattering measurements of dielectric and absorbing nonspherical particles, *Beitr. Phys. Atmos. Sci.*, **49**, 166-168.

## **Liste des tableaux et figures**

## *Liste des tableaux et figures*

### **1. Définitions - Généralités**

Tableau 1.1	Spectre électromagnétique (Bonn et Rochon, 1992).....	6
Figure 1.1	Onde plane électromagnétique (Bonn et Rochon, 1992) .....	7
Figure 1.2	Diffusion de l'onde incidente. Illustration des composantes parallèles et perpendiculaires des champs électriques.....	8
Figure 1.3	Représentation des champs réfléchis et réfractés .....	10
Figure 1.4	Indicatrice de diffusion d'une surface lambertienne .....	13
Figure 1.5	Différence de marche $\delta$ (2d) due à la rugosité de surface.....	13
Figure 1.6	Schéma des échanges neige-atmosphère (Sergent, 1993) .....	16
Figure 1.7	Angles zénithaux et azimutaux d'après la convention des modèles .....	17
Figure 1.8	Notion d'angle solide .....	18
Figure 1.9	Luminance d'une source étendue dS.....	19
Figure 1.10	Emittance et éclairage d'une surface dS .....	20

### **2. Modélisation de la diffusion simple de la neige**

Figure 2.1	Diffusion du rayonnement incident selon un angle $\Theta$ (direction incidente, direction de diffusion) .....	24
Figure 2.2	Troncature de la fonction de phase .....	33
Figure 2.3	Fonction de phase et fonction de phase tronquée, exemple 1 ( $r=250 \mu\text{m}$ ) .....	37
Figure 2.4	Fonction de phase et fonction de phase tronquée, exemple 2 ( $r_g=250 \mu\text{m}$ , $\sigma=0.99$ ) .....	37
Figure 2.5	Coefficients de la matrice de phase reconstituée à partir de nangle et de ncontr coefficients $\alpha$ , $\beta$ , exemple 2.....	38
Figure 2.6	Procédure de calcul de l'intensité émergente.....	44

Figure 2.7	Fonction de phase des quatre types de particules à 1.65 $\mu\text{m}$ .....	46
Figure 2.8	Facteur d'anisotropie en fonction de la forme à 0.6 et 1.65 $\mu\text{m}$ .....	47
Figure 2.9	Sections efficaces en fonction de la forme à 0.6 et 1.65 $\mu\text{m}$ .....	47
Figure 2.10	Albédo simple de diffusion en fonction de la forme à 0.6 et 1.65 $\mu\text{m}$ .....	48
Figure 2.11	Paramétrisation empirique de la double fonction de phase Henyey-Greenstein.....	49

### 3. Modélisation de la réflectance de la neige

Tableau 3.1	Réflectances hémisphériques et directionnelles-hémisphériques pour quatre formes de particules, en fonction de la longueur d'onde.....	72
Tableau 3.2	Réflectances bidirectionnelles pour les quatre types de particules à 0.6 $\mu\text{m}$ , $\theta_s=40^\circ$ .....	74
Tableau 3.3	Réflectances bidirectionnelles pour les quatre types de particules à 1.65 $\mu\text{m}$ , $\theta_s=40^\circ$ .....	74
Figure 3.1	Partie imaginaire de l'indice de réfraction de la glace et coalbédo simple (1-albédo simple) de diffusion en fonction de la longueur d'onde, (Wiscombe et Warren, 1980) .....	52
Figure 3.2	Représentation schématique de la méthode adding/doubling. On a introduit une séparation artificielle entre les deux couches pour clarifier le graphe .....	60
Figure 3.3	Réflectances hémisphériques calculées par les trois modèles .....	62
Figure 3.4	Ecart relatif entre les réflectances hémisphériques calculées par le modèle adding/doubling et celles calculées par l'approximation Eddington et les O.D. dans le cas de sphères de rayon égal à 500 $\mu\text{m}$ .....	63
Figure 3.5	Réflectances hémisphériques-directionnelles calculées par les trois modèles.....	64

Figure 3.6	Ecart relatif entre les réflectances hémisphériques-directionnelles calculées par le modèle adding/doubling et celles calculées par l'approximation Eddington et les O.D. dans le cas de sphères de rayon égal à 500 $\mu\text{m}$ .....	64
Figure 3.7	Réflectances bidirectionnelles $\rho_b(40,0,0)$ calculées par les deux modèles O.D. et adding/doubling en fonction de la longueur d'onde .....	65
Figure 3.8	Ecart relatif entre les réflectances bidirectionnelles calculées par le modèle adding/doubling et celles calculées par les O.D. dans le cas de sphères de rayon égal à 500 $\mu\text{m}$ .....	66
Figure 3.9	Réflectances bidirectionnelles $\rho_b(40,0,0)$ et $\rho_b(70,0,0)$ calculées par les deux modèles O.D. et adding/doubling en fonction de la taille, à la longueur d'onde 0.56 $\mu\text{m}$ .....	66
Figure 3.10	Réflectances bidirectionnelles $\rho_b(40,0,0)$ et $\rho_b(70,0,0)$ calculées par les deux modèles O.D. et adding/doubling en fonction de la taille, à la longueur d'onde 1.65 $\mu\text{m}$ .....	67
Figure 3.11	Illustration des géométries étudiées pour le cas où $\theta_s=40^\circ$ .....	68
Figure 3.12	Réflectances bidirectionnelles $\rho_b(40,\theta_v,d\phi)$ et $\rho_b(70,\theta_v,d\phi)$ modélisées en fonction de la géométrie de visée, à la longueur d'onde 0.56 $\mu\text{m}$ .....	68
Figure 3.13	Réflectances bidirectionnelles $\rho_b(40,\theta_v,d\phi)$ et $\rho_b(70,\theta_v,d\phi)$ modélisées en fonction de la géométrie de visée, à la longueur d'onde 1.65 $\mu\text{m}$ .....	69
Figure 3.14	Réflectances hémisphériques ( $s$ ) et directionnelles-hémisphériques ( $a_v(0^\circ)$ ) en fonction de la forme à 0.6 et 1.65 $\mu\text{m}$ .....	73

#### 4. Mesures en laboratoire et modélisation

Tableau 4.1	Indice imaginaire de la glace à utiliser dans le modèle pour retrouver les valeurs expérimentales à 1.4 $\mu\text{m}$ .....	95
Figure 4.1	Ensemble expérimental de mesures des flux réfléchis (Sergent, 1995) .....	78
Figure 4.2	Réflectance du revêtement intérieur de la sphère (sulfate de baryum).....	79

Figure 4.3	Réflectance du revêtement interne du carottier (duraflect) .....	79
Figure 4.4	Exemple de courbe d'étalonnage établie à partir des étalons, ici pour la longueur d'onde 1 $\mu\text{m}$ .....	80
Figure 4.5	Réflectances mesurées et modélisées sur le domaine 0.4-1 $\mu\text{m}$ . Le rayon convexe moyen (ici, 411 $\mu\text{m}$ ) est fourni par la digitalisation de l'échantillon .....	82
Figure 4.6	Histogramme des rayons convexes et rayon convexe moyen (rcvx=411 $\mu\text{m}$ ).....	83
Figure 4.7	Réflectances mesurées et modélisées sur le domaine 0.4-1 $\mu\text{m}$ . Les tailles sont fournies par la digitalisation de l'échantillon (cf. Figure 4.6).....	83
Figure 4.8	Réflectances mesurées et modélisées avec et sans pollution sur le domaine 0.4-1 $\mu\text{m}$ . Le rayon convexe moyen de l'échantillon est 261 $\mu\text{m}$ .....	84
Figure 4.9	Réflectances mesurées et modélisées avec et sans pollution sur le domaine 0.4-1 $\mu\text{m}$ . Le rayon convexe moyen de l'échantillon est 211 $\mu\text{m}$ .....	85
Figure 4.10	Histogramme des rayons convexes et rayon convexe moyen (rcvx=145 $\mu\text{m}$ ) de l'échantillon de grains à faces planes.....	86
Figure 4.11	Réflectances mesurées et modélisées sur le domaine 0.8-1.5 $\mu\text{m}$ . Echantillon de grains à faces planes. Les tailles sont fournies par la digitalisation de l'échantillon (cf. Figure 4.10) .....	86
Figure 4.12	Histogramme des rayons convexes et rayon convexe moyen (rcvx=327 $\mu\text{m}$ ) de l'échantillon de grains ronds.....	87
Figure 4.13	Réflectances mesurées et modélisées sur le domaine 0.8-1.5 $\mu\text{m}$ . Echantillon de grains ronds. Les tailles sont fournies par la digitalisation de l'échantillon (cf. Figure 4.12) .....	87
Figure 4.14	Relation rayon optique-rayon convexe établie à partir des mesures et du modèle adding/doubling à 0.99 $\mu\text{m}$ pour des grains sphériques et anguleux .....	88
Figure 4.15	Réflectances mesurées et modélisées à partir du rayon optique sur le spectre 0.8-1.5 $\mu\text{m}$ pour différents types de neige.....	90

Figure 4.16	Réflectances mesurées et modélisées de l'échantillon stratifié et des échantillons monocouches. L'épaisseur de la couche supérieure vaut 1 puis 0.3 cm. ....	92
-------------	--	----

## 5. Mesures terrain et modélisation

Tableau 5.1	Caractéristiques des sites de mesure .....	96
Tableau 5.2	Bandes spectrales des appareils Refpol et M.I.R.....	101
Tableau 5.3	Profil du manteau neigeux du Col de Porte (11 mars).....	103
Tableau 5.4	Profil du manteau neigeux du Col du Lautaret (12 mars).....	104
Tableau 5.5	Profil du manteau neigeux de Chamrousse (13 mars).....	105
Tableau 5.6	Épaisseurs optiques moléculaires à 0 mètre pour les quatre canaux de mesure de Refpol .....	109
Tableau 5.7	Épaisseurs optiques aérosols à la longueur d'onde 0.55 $\mu\text{m}$ .....	109
Tableau 5.8	Coefficients d'Angström pour les trois sites de mesure.....	110
Tableau 5.9	Données d'entrée pour les trois jours de mesure .....	117
Tableau 5.10	Flux directs et diffus pour la journée du 11 mars à 14h42 ( $\theta_s=62.36^\circ$ ) .....	118
Tableau 5.11	Flux directs et diffus pour la journée du 12 mars ( $\theta_s=55.74^\circ$ ) .....	118
Tableau 5.12	Flux directs et diffus pour la journée du 13 mars ( $\theta_s=48.23^\circ$ ) .....	118
Tableau 5.13	Flux directs et diffus pour la journée du 11 mars à 14h50 ( $\theta_s=63.47^\circ$ ) .....	118
Tableau 5.14	Comparaison mesures M.I.R.-modèle pour la journée du 11 mars .....	133
Tableau 5.15	Comparaison mesures M.I.R.-modèle pour la journée du 12 mars .....	133
Tableau 5.16	Comparaison mesures M.I.R.-modèle pour la journée du 13 mars .....	133
Tableau 5.17	Flux atmosphériques modélisés pour les trois types d'atmosphère (11 mars).....	147
Tableau 5.18	Réflectances modélisées pour les trois simulations et comparaison avec les mesures (11 mars, plan solaire).....	148
Tableau 5.19	Réflectances modélisées pour deux épaisseurs optiques de neige, dans le plan solaire, pour la journée du 11 mars.....	149

Tableau 5.20	Réflectances modélisées pour différents contenus en carbone suie, comparaison avec les mesures pour la journée du 11 mars, dans le plan solaire .....	151
Tableau 5.21	Réflectances modélisées pour différents contenus en carbone suie, comparaison avec les mesures pour la journée du 12 mars.....	152
Tableau 5.22	Réflectances modélisées pour différents contenus en carbone suie, comparaison avec les mesures pour la journée du 13 mars.....	152
Tableau 5.23	Réflectances modélisées pour un profil en carbone suie dans le manteau neigeux, comparaison avec les mesures pour la journée du 11 mars (plan solaire).....	153
Tableau 5.24	Réflectances modélisées aux longueurs d'onde extrêmes et centrale de la fonction filtre à 0.85 $\mu\text{m}$ , pour la journée du 11 mars (plan solaire).....	154
Tableau 5.25	Réflectances modélisées pour les trois longueurs d'onde de la fonction filtre centrée sur 1.65 $\mu\text{m}$ , pour la journée du 12 mars .....	155
Figure 5.1	Illustration de la méthode de Bouguer.....	98
Figure 5.2	Courbe d'étalonnage de l'instrument Cimel (11 mars) et interpolation par une fonction linéaire .....	99
Figure 5.3	Instruments de mesure: M.I.R. en premier plan, Refpol au fond et Cimel au centre. Site du Lautaret, (photo C. Sergent) .....	101
Figure 5.4	Rayonnement incident et réfléchi par la cible .....	107
Figure 5.5	Epaisseurs optiques mesurées par l'instrument Cimel en fonction de l'heure, pour la journée du 11 mars .....	107
Figure 5.6	Epaisseurs optiques atmosphériques mesurées par l'instrument Cimel en fonction de l'heure, pour la journée du 12 mars.....	108
Figure 5.7	Epaisseurs optiques atmosphériques mesurées par l'instrument Cimel en fonction de l'heure, pour la journée du 13 mars.....	108
Figure 5.8	Description des mesures dans le plan solaire.....	114
Figure 5.9	Description des mesures dans le plan perpendiculaire à l'incidence solaire .....	114



Figure 5.10	Réflectance bidirectionnelle mesurée et modélisée dans le plan solaire, avec des sphères. Journée du 11 mars ( $\theta_s=62.36^\circ$ ). L'arc en ciel est observé autour de $\theta_v=-20^\circ$ .....	120
Figure 5.11	Réflectance bidirectionnelle mesurée et modélisée, avec des sphères, Journée du 12 mars ( $\theta_s=55.74^\circ$ ). L'arc en ciel est observé autour de $\theta_v=-9^\circ$ .....	122
Figure 5.12	Réflectance bidirectionnelle mesurée et modélisée avec des sphères. Journée du 13 mars ( $\theta_s=48.23^\circ$ ). L'arc en ciel est observé autour de $\theta_v=-1^\circ$ .....	123
Figure 5.13	Réflectance bidirectionnelle mesurée et modélisée dans le plan perpendiculaire au plan solaire, avec des sphères. Journée du 11 mars ( $\theta_s=63.47^\circ$ ) .....	125
Figure 5.14	Réflectance bidirectionnelle mesurée et modélisée dans le plan solaire, effet de forme à 1.65 $\mu\text{m}$ . Journée du 11 mars ( $\theta_s=62.36^\circ$ ). L'arc en ciel est observé (pour les sphères) est observé autour de $\theta_v=-20^\circ$ .....	127
Figure 5.15	Réflectance bidirectionnelle mesurée et modélisée, effet de forme à 1.65 $\mu\text{m}$ . Journée du 12 mars ( $\theta_s=55.74^\circ$ ). L'arc en ciel (pour les sphères) est observé autour de $\theta_v=-9^\circ$ .....	128
Figure 5.16	Réflectance bidirectionnelle mesurée et modélisée, effet de forme à 1.65 $\mu\text{m}$ . Journée du 13 mars ( $\theta_s=48.23^\circ$ ). L'arc en ciel est observé (pour les sphères) autour de $\theta_v=-1^\circ$ .....	130
Figure 5.17	Réflectance bidirectionnelle mesurée et modélisée dans le plan perpendiculaire au plan solaire, effet de forme à 1.65 $\mu\text{m}$ . Journée du 11 mars ( $\theta_s=63.47^\circ$ ) .....	131
Figure 5.18	Réflectance bidirectionnelle polarisée mesurée et modélisée dans le plan solaire, avec des sphères. Journée du 11 mars ( $\theta_s=62.36^\circ$ ). L'arc en ciel est observé autour de $\theta_v=-20^\circ$ .....	135
Figure 5.19	Réflectance bidirectionnelle polarisée mesurée et modélisée avec des sphères. Journée du 12 mars ( $\theta_s=55.74^\circ$ ). L'arc en ciel est observé autour de $\theta_v=-9^\circ$ .....	136
Figure 5.20	Réflectance bidirectionnelle polarisée mesurée et modélisée avec des sphères. Journée du 13 mars ( $\theta_s=48.23^\circ$ ). L'arc en ciel est observé autour de $\theta_v=-1^\circ$ .....	137

Figure 5.21	Réflectance bidirectionnelle polarisée mesurée et modélisée dans le plan perpendiculaire au plan solaire, avec des sphères. Journée du 11 mars ( $\theta_s=63.47^\circ$ ).....	138
Figure 5.22	Réflectance bidirectionnelle polarisée mesurée et modélisée dans le plan solaire, effet de forme à 1.65 $\mu\text{m}$ . Journée du 11 mars ( $\theta_s=62.36^\circ$ ). L'arc en ciel (pour les sphères) est observé autour de $\theta_v=-20^\circ$ .....	140
Figure 5.23	Réflectance bidirectionnelle polarisée mesurée et modélisée, effet de forme à 1.65 $\mu\text{m}$ . Journée du 12 mars ( $\theta_s=55.74^\circ$ ). L'arc en ciel (pour les sphères) est observé autour de $\theta_v=-9^\circ$ .....	141
Figure 5.24	Réflectance bidirectionnelle polarisée mesurée et modélisée, effet de forme à 1.65 $\mu\text{m}$ . Journée du 13 mars ( $\theta_s=48.23^\circ$ ). L'arc en ciel (pour les sphères) est observé autour de $\theta_v=-1^\circ$ .....	142
Figure 5.25	Réflectance bidirectionnelle polarisée mesurée et modélisée dans le plan perpendiculaire au plan solaire, effet de forme à 1.65 $\mu\text{m}$ . Journée du 11 mars ( $\theta_s=63.47^\circ$ ) .....	143
Figure 5.26	Fonction filtre du canal 1.65 $\mu\text{m}$ de Refpol.....	155

## 6. Application à la télédétection: effets de rugosité

Tableau 6.1	Détermination de $S_{hc+}$ en fonction du signe de $\Delta\phi_s$ et $\Delta\phi_v$ . $ \Delta\phi_s $ et $ \Delta\phi_v $ sont compris entre 0 et $\pi/2$ .....	164
Tableau 6.2	Détermination de $S_{ho+}$ en fonction du signe de $\Delta\phi_s$ et $\Delta\phi_v$ .....	165
Tableau 6.3	Flux direct et diffus atmosphériques calculés d'après 6S .....	177
Tableau 6.4	Composantes de la réflectance pour les trois points sélectionnés, à 11h30 .....	188
Tableau 6.5	Composantes de la réflectance pour les trois points sélectionnés, à 5h30 .....	189
Figure 6.1	Champ de sastrugi en Terre Adélie (Antarctique), photo de F. Candaudad (L.G.G.E.) .....	159
Figure 6.2	Conditions d'éclairement et de visée d'un sastrugi .....	161
Figure 6.3	Détermination de la surface à l'ombre $S_{ho}$ .....	162
Figure 6.4	Illustration d'une configuration où soleil et capteur sont de chaque côté du sastrugi (cas 1).....	163

Figure 6.5	Projection sur le plan horizontal. Illustration d'une configuration 2.a .....	163
Figure 6.6	Projection sur le plan horizontal d'une configuration 2.b .....	164
Figure 6.7	Angles zénithaux et azimutaux. Le plan horizontal est déterminé par $(0, P_{hx}, P_h, P_{hy})$ , le plan vertical par $(0, P_{vz}, P_v, P_{vx})$ .....	165
Figure 6.8	Composantes du flux incident $F_{tot}^{\downarrow}$ .....	167
Figure 6.9	Luminances reçues au niveau du capteur. ....	167
Figure 6.10	Flux incidents et réfléchis par un sol plat (illustration pour le cas 1).....	168
Figure 6.11	Surface $S_h$ qui ne contribue pas à la réflectance, h est la hauteur du sastrugi (illustration pour le cas 1).....	169
Figure 6.12	Surface $S_{ombre}$ éclairée par le flux diffus et vue par le capteur (illustration pour le cas 1).....	169
Figure 6.13	Surface $S_v$ éclairée par le flux diffus et le trapping sur la surface horizontale (illustration pour le cas 1).....	170
Figure 6.14	Surface $S_v$ éclairée par le flux direct, contribution pour le cas 2 .....	171
Figure 6.15	Surface $S_v$ éclairée par le flux réfléchi par la surface horizontale, contribution pour le cas 2.....	171
Figure 6.16	Surface $S_{hplus}$ éclairée par le flux réfléchi par la surface verticale, contribution pour le cas 2 .....	172
Figure 6.17	Représentation en coordonnées polaires de la direction de visée .....	175
Figure 6.18	Fonction de réflectance anisotrope mesurée au Pôle Sud et comparaison avec la modélisation pour un sol lisse, à 11h30 .....	178
Figure 6.19	Fonction de réflectance anisotrope mesurée au Pôle Sud et comparaison avec la modélisation, à 11h30 .....	179
Figure 6.20	Fonction de réflectance anisotrope mesurée au Pôle Sud et comparaison avec la modélisation pour un sol lisse, à 5h30 .....	181
Figure 6.21	Fonction de réflectance anisotrope mesurée au Pôle Sud et comparaison avec la modélisation, à 5h30 .....	182
Figure 6.22	Fonction de réflectance anisotrope mesurée au Pôle Sud et comparaison avec la modélisation pour un sol lisse, à 3h30 .....	184

Figure 6.23	Fonction de réflectance anisotropique mesurée au Pôle Sud et comparaison avec la modélisation, à 3h30 .....	185
Figure 6.24	Fonction de réflectance anisotropique mesurée au Pôle Sud et comparaison avec la modélisation pour un sol lisse, à 7h30 .....	186
Figure 6.25	Fonction de réflectance anisotropique mesurée au Pôle Sud et comparaison avec la modélisation, à 7h30 .....	187
Figure 6.26	Points sélectionnés pour la comparaison des différentes contributions de la réflectance.....	188

### **Annexe 1: formation des cristaux de neige et métamorphoses au sol**

Tableau A1.1	Classification selon l'O.M.M. des différents types de cristaux .....	196
Tableau A1.2	Symboles utilisés pour décrire les différents stades d'évolution de la neige au sol.....	196
Figure A1.1	Expansion du cristal (Rey, 1986).....	195
Figure A1.2	Métamorphoses de la neige (Pahaut, 1991).....	197
Figure A1.3	Schématisation de l'effet du rayon de courbure.....	198
Figure A1.4	Schématisation de l'effet de fort gradient. Formation du givre de profondeur .....	200
Figure A1.5	Photos de grains de neige: neige fraîche (+) et particules reconnaissables (∧). L'intervalle entre deux graduations de la mire est 2/10 mm. ....	201
Figure A1.6	Photos de grains de neige: grains fins (●) et faces planes (□). L'intervalle entre deux graduations de la mire est 2/10 mm. ....	202
Figure A1.7	Photos de grains de neige: givre de profondeur (∧) et grains ronds (○). L'intervalle entre deux graduations de la mire est 4/10 mm.....	203

**Principales notations et  
acronymes**

## *Principales notations et acronymes*

### angles

$\theta$	angle zénithal (par rapport à la normale à la surface)	rad
$\phi$	angle azimutal (par rapport au nord dans le sens des aiguilles d'une montre)	rad
$d\Omega$	angle solide	sr
$\Theta$	angle de diffusion (direction incidente, direction de diffusion)	rad

### Champ électromagnétique

$\lambda$	longueur d'onde du rayonnement, en général omis par simplification, la plupart des grandeurs définies ici sont monochromatiques (il faut rajouter l'unité $\mu\text{m}^{-1}$ )	$\mu\text{m}$
$\vec{E}$	vecteur champ électrique	$\text{V.m}^{-1}$
$\vec{B}$	vecteur champ magnétique	T
$\vec{H}$	vecteur champ magnétique	
$\vec{L}$	matrice de Stokes luminance (L,Q,U,V)	$\text{W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}$
$l$	indice de la vibration parallèle au plan de diffusion	
$r$	indice de la vibration perpendiculaire au plan de diffusion	
$a$	amplitude du champ électrique	
$n$	indice de réfraction du milieu	

### Grandeurs énergétiques

M	emittance	$\text{W.m}^{-2}$
E	éclairement (appelé souvent improprement flux)	$\text{W.m}^{-2}$
	$F_{\text{dir}}$ : éclairement direct atmosphérique, $F_{\text{diff}}$ : éclairement diffus atmosphérique, d'une surface	
L	luminance dans une direction donnée	$\text{W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}$

## Réfectances

$\rho_b$	réflectance bidirectionnelle	sans unité (parfois en $\text{sr}^{-1}$ selon la définition)
$a_s$	réflectance directionnelle-hémisphérique	sans unité
$a_v$	réflectance hémisphérique-directionnelle	sans unité
$s$	réflectance hémisphérique	sans unité
$f$	fonction de réflectance anisotropique	sans unité

## Diffusion simple

abs	indice pour l'absorption	
sca	indice pour la diffusion	
ext	indice pour l'extinction	
$\sigma$	section efficace	$\text{m}^2$ ou $\mu\text{m}^2$
$Q$	coefficient d'efficacité	sans unité
$\omega$	albédo simple de diffusion	sans unité
$\tau$	épaisseur optique	sans unité
$\tilde{P}$	matrice de diffusion	sans unité
$\tilde{F}$	matrice de phase	sans unité
$F_{11}$	fonction de phase	sans unité
$\alpha, \beta$	coefficients d'expansion de la matrice de phase	sans unité

## Caractéristiques de la neige

ice	indice pour la neige	
soot	indice pour le carbone suie	
rcvx	rayon convexe moyen	$\mu\text{m}$
$\rho$	masse volumique	$\text{kg.m}^{-3}$
$N$	nombre de particules par unité de volume	$\text{m}^{-3}$
$C$	concentration en carbone suie	ppmw

## Symboles

*	complexe conjugué
$\vec{V}$	notation vectorielle
$\tilde{M}$	notation matricielle

## Acronymes

B.R.D.F.	Bidirectional Reflectance Distribution Function
C.E.N.	Centre d'Etudes de la Neige
G.C.M.	Global Circulation Model
L.G.G.E.	Laboratoire de Glaciologie et de Géophysique de l'Environnement
L.O.A.	Laboratoire d'Optique Atmosphérique
P.O.L.D.E.R.	POLarization and Directionality of the Earth's Reflectance
O.D.	Ordonnées Discrètes
O.M.M.	Organisation Mondiale de la Météorologie
O.S.	Ordres Successifs
6S	Seconde Simulation du Signal Satellitaire dans le Spectre Solaire

