

N° d'ordre:

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ

dans la spécialité

Lasers, Molécules et Rayonnement Atmosphérique

par

Laurent C.-LABONNOTE**Etude des propriétés optiques et radiatives des cirrus à l'aide de
modèles microphysiques élaborés :****Analyse de mesures in situ (Néphélomètre) et satellitaires (POLDER)**

Soutenue le 14 septembre 2001

devant le jury composé de:



| | | |
|-------------------------------|----------------------------------|--------------------|
| M. Piet Stamnes | KNMI, De Bilt, Pays-Bas | Rapporteur |
| M. Peter Wendling | DLR, Oberpfaffenhofen, Allemagne | Rapporteur |
| M. Hervé Le Treut | CNRS, LMD, Paris | Examinateur |
| M. Jean-François Gayet | CNRS, LaMP, Clermont Ferrand | Examinateur |
| M. Yves Fouquart | Professeur, LOA, Lille | Examinateur |
| M. Jean-Claude Buriez | Professeur, LOA, Lille | Examinateur |
| M. Gérard Brogniez | Professeur, LOA, Lille | Directeur de Thèse |

**Laboratoire d'Optique Atmosphérique
U. F. R. de Physique Fondamentale**

Table des matières

| | |
|--|-----------|
| Introduction | 5 |
| 1 Quelques généralités sur les nuages | 9 |
| 1.1 Définition et Classification | 9 |
| 1.1.1 Classification de la couverture nuageuse | 9 |
| 1.1.2 Mode de formation | 10 |
| 1.2 Pourquoi étudier les nuages de glace? | 13 |
| 1.2.1 Effets des nuages sur le bilan énergétique de la terre | 13 |
| 1.2.2 Les nuages de glace et les modèles climatiques | 15 |
| 1.2.3 Expériences et campagnes dédiées à l'étude des nuages de glace | 17 |
| 1.3 Propriétés des nuages de glace | 20 |
| 1.3.1 Généralités climatologiques | 20 |
| 1.3.2 Formation et croissance des cristaux de glace | 21 |
| 1.3.3 Photo-météores associés aux cirrus | 22 |
| 1.4 Méthodes utilisées pour modéliser les particules non sphériques | 25 |
| 1.4.1 Méthodes exactes | 25 |
| 1.4.2 Méthodes approchées | 27 |
| 1.5 Conclusion | 28 |
| 2 Influence d'inclusions sphériques sur les propriétés optiques des cristaux hexagonaux orientés aléatoirement dans l'espace. | 31 |
| 2.1 Introduction | 31 |
| 2.2 Méthodes utilisées | 33 |
| 2.2.1 Le lancer de rayon ou ray-tracing | 33 |
| 2.2.2 La méthode de Monte-Carlo | 36 |
| 2.2.3 La Théorie de Mie | 37 |

| | | |
|----------|---|-----------|
| 2.3 | Le modèle: Inhomogeneous Hexagonal Monocrystal (IHM) | 38 |
| 2.3.1 | Description | 38 |
| 2.3.2 | La Diffraction | 41 |
| 2.3.3 | Réflexion et réfraction par la matrice | 42 |
| 2.3.4 | Distance parcourue et absorption d'un photon | 45 |
| 2.3.5 | Diffusion par une inclusion | 47 |
| 2.4 | Effets de différents types d'inclusions | 55 |
| 2.4.1 | Introduction | 55 |
| 2.4.2 | Effets de diffuseurs absorbants et non-absorbants sur la fonction de phase | 57 |
| 2.4.3 | Effet d'inclusions de bulles d'air sur la matrice de diffusion | 58 |
| 2.5 | Effets de paramètres caractéristiques du modèle sur les propriétés optiques du cristal | 63 |
| 2.5.1 | Introduction | 63 |
| 2.5.2 | Effet sur la fonction de phase | 64 |
| 2.5.3 | Effet sur le degré de polarisation linéaire | 65 |
| 2.6 | Conclusion | 69 |
| 3 | Mesures in situ et de télédétection utilisées | 71 |
| 3.1 | Introduction | 71 |
| 3.2 | La campagne CIRRUS'98 | 73 |
| 3.2.1 | Cadre et objectifs | 73 |
| 3.2.2 | Les différents instruments | 73 |
| 3.2.3 | Mesures utilisées | 79 |
| 3.3 | La mission spatiale ADEOS | 81 |
| 3.3.1 | Description | 81 |
| 3.3.2 | L'instrument POLDER | 82 |
| 3.4 | Conclusion | 91 |
| 4 | Comparaison du modèle IHM avec des mesures in situ | 93 |
| 4.1 | Introduction | 93 |
| 4.2 | Physique de la mesure et ajustement au modèle | 94 |
| 4.2.1 | Physique de la mesure | 94 |
| 4.2.2 | Ajustement de la mesure et du modèle | 95 |
| 4.3 | Première approche: Comparaison avec le modèle IHM | 96 |

| | |
|---|------------|
| <i>Table des matières</i> | 3 |
| 4.3.1 Description des mesures | 96 |
| 4.3.2 Résultats des comparaisons | 99 |
| 4.4 Seconde approche: Introduction d'une granulométrie | 103 |
| 4.4.1 Approche et méthodes utilisées | 104 |
| 4.4.2 Choix de la granulométrie. Le modèle DSIHC | 105 |
| 4.4.3 Comparaison avec les mesures in situ <i>Mid</i> | 108 |
| 4.5 Conclusion | 110 |
| 5 Apport des modèles microphysiques complexes dans l'inversion des me- | |
| sures fournies par l'instrument POLDER/ADEOS1 | 113 |
| 5.1 Introduction | 113 |
| 5.2 Amélioration apportée par l'utilisation de modèles microphysiques complexes | |
| dans l'inversion des réflectances totales | 116 |
| 5.2.1 Rappels de quelques grandeurs qui permettent de caractériser un système | 116 |
| 5.2.2 Restitution de l'épaisseur optique et de l'albedo sphérique à partir des | |
| mesures de réflectance bidirectionnelle | 118 |
| 5.2.3 Le test SAD (Spherical Albedo Difference) | 121 |
| 5.2.4 Comparaison de différents modèles microphysiques par l'intermédiaire | |
| du test SAD | 128 |
| 5.3 Utilisation des mesures de réflectances polarisées | 142 |
| 5.3.1 Description et avantages de ce type de données | 142 |
| 5.3.2 Le code "adding-doubling" | 144 |
| 5.3.3 Comparaison modèles-mesures "à vue" | 148 |
| 5.4 Conclusion | 153 |
| Conclusion et perspectives | 155 |
| A Quelques concepts de base de la diffusion simple | 159 |
| A.1 Introduction | 159 |
| A.2 La matrice d'amplitude | 160 |
| A.2.1 Cas général | 160 |
| A.2.2 Cas particulier des particules sphériques | 161 |
| A.3 Le vecteur de Stokes et la matrice de diffusion | 161 |
| A.3.1 Le vecteur de Stokes | 161 |
| A.3.2 La matrice de diffusion | 165 |

| | | |
|----------|---|------------|
| A.4 | Hypothèse d'un ensemble de particules orientées aléatoirement dans l'espace - | |
| | Relations de symétries | 165 |
| A.5 | Sections efficaces, Albedo, et Facteur d'asymétrie | 167 |
| A.5.1 | Sections efficaces | 167 |
| A.5.2 | Albedo de diffusion simple | 169 |
| A.5.3 | Facteur d'asymétrie | 169 |
| B | Publications | 171 |

Introduction

Parce qu'il conditionne notre rythme de vie, les hommes se sont toujours intéressés au climat. Si il y a encore quelques siècles, la prévision du temps faisait partie du domaine du mystique, de nos jours elle est devenue une science à part entière. Les prévisions météorologiques sont établies à l'aide de modèles informatiques complexes, élaborés à partir des lois de la physique. Dans ces modèles numériques de simulation du climat, la principale difficulté consiste à prendre en compte correctement l'impact radiatif de tous les constituants atmosphériques et leurs interactions. Or parmi tous ces constituants, les nuages sont de loin les principaux modulateurs des échanges d'énergie du système terre-atmosphère. Ils constituent également l'une des sources d'incertitude les plus importantes du système climatique.

L'expérience ERBE (Earth Radiation Budget Experiment; Barkstrom et al., 1984) a permis d'estimer qu'à eux seuls, les nuages représentaient un forçage radiatif négatif (ils refroidissent l'atmosphère) de l'ordre de 6 % de l'énergie moyenne que reçoit le système terre-atmosphère sur une année. Compte tenu de leur répartition spatio temporelle importante, les stratocumulus de la basse atmosphère et les cirrus de la haute troposphère sont certainement les nuages qui ont l'impact climatique le plus conséquent [Ramanathan et al., 1989]. En réfléchissant le rayonnement solaire aux courtes longueurs d'onde, les stratocumulus ont plutôt tendance à refroidir le système (c'est l'effet d'albedo). Les cirrus, en piégeant le rayonnement tellurique et en le réémettant à des températures plus basses, ont plutôt tendance à le réchauffer (c'est l'effet de serre) même s'ils agissent également sur l'effet d'albedo en réfléchissant le rayonnement solaire. En fait, *Stephens et Webster* (1981), *Platt* (1981) ont montré que l'effet climatique des cirrus dépend fortement de leur épaisseur optique : plus leur épaisseur optique augmente, plus l'effet d'albedo est important jusqu'à prendre le dessus sur l'effet de serre.

Jusque récemment, les modèles de circulation générale (MCG) ne faisaient aucune dis-

inction entre les différents types de nuages. En outre, les nuages étaient modélisés par des couches planes parallèles composées de particules sphériques.

En ce qui concerne l'hypothèse "plan parallèle", *Fouquart et al.* (1990) ont montré qu'elle constituait l'une des faiblesses majeures dans l'estimation de l'impact des nuages sur le rayonnement dans les modèles climatiques. Cependant, *Jacques Desloitres* (1996) a montré, à travers l'étude de mesures radiométriques multi-angulaires, que cette hypothèse semblait relativement bien adaptée pour simuler le champ de rayonnement issu des cirrus. Le problème de la représentation des propriétés radiatives des cirrus dans les MCG se réduit alors à la modélisation de leur microphysique. Or, les observations in-situ ont révélé qu'à l'échelle microphysique, les cirrus sont composés de cristaux de glace de forme et de taille très variées, qui n'ont pas du tout les mêmes propriétés optiques que les particules sphériques. Dès lors, un traitement séparé des nuages de glace et des nuages d'eau liquide s'avère nécessaire, et même fondamental compte tenu des quantités d'énergie mises en jeu, en effet, les cirrus occupent de façon quasi permanente à peu près 20% de la surface du globe [Woodbury and McCormick, 1986].

L'approximation "plan-parallèle" étant déclarée "acceptable", la première étape consiste donc à développer un modèle de cristal qui puisse rendre compte, de la manière la plus fidèle possible, des caractéristiques optiques des cristaux qui composent les nuages de glace. Il ne s'agit pas de décrire ces cristaux de façon réaliste, car il faudrait une infinité de modèles pour retranscrire la diversité morphologique qui les caractérisent, mais de restituer de manière aussi complète que possible leur propriétés optiques à l'aide d'un modèle "moyen". La seconde étape consiste alors à déduire, à partir de ce modèle et de ses caractéristiques radiatives moyennes, des paramétrisations que l'on puisse relier aux quantités explicitement calculées dans les MCG.

Le projet Européen CIRAMOSA (Cirrus microphysical properties and their effect on Radiation: survey and integration into climate MODEls using combined SATellite observations) s'inscrit dans cette optique. Son objectif est de regrouper toutes les connaissances concernant la modélisation microphysique et macrophysique des nuages de glace aussi bien d'un point de vue radiatif que dynamique, ainsi que toutes les mesures in-situ et radiatives acquises jusqu'à présent. Ce projet fédère les travaux de quatre laboratoires : le Laboratoire de Météorologie Dynamique (LMD), le Météorological Office de Grande Bretagne (UKMO), l'Institut pour les Recherches Maritimes de Kiel (IFMK) et la Laboratoire d'Optique Atmosphérique (LOA).

Notre travail se situe à la source de ces recherches, puisqu'il a consisté, à partir d'observations effectuées sur les particules qui composent les nuages de glace, à développer un modèle de cristal capable de rendre compte aussi bien de mesures in-situ (à l'échelle locale) que satellitaires (à l'échelle globale). Dans un premier temps, nous avons exploité les mesures in-situ réalisées à l'aide du néphélomètre polaire [Gayet et al., 1997] durant la campagne CIRRUS'98 [Durand et al., 1998], pour vérifier l'aptitude de notre modèle à restituer les propriétés optiques d'un échantillon de cristaux de glace. Dans un second temps, les capacités multi-angulaires de l'imageur POLDER (POLarization and Directionality of the Earth's Reflectances) [Deschamps et al., 1994] embarqué sur la plateforme ADEOS le 17 août 1996, nous ont fourni un outil adéquat pour tester les performances radiatives de notre modèle. Nous avons par la suite étendu cette analyse à d'autres modèles de cristaux existant à l'heure actuelle dans la communauté scientifique.

Dans le premier chapitre, nous rappelons quelques généralités sur les nuages et les cirrus. Nous décrivons également les campagnes et missions qui se sont déroulées ces dernières années et qui concernaient l'étude des propriétés microphysiques et radiatives des cirrus. Enfin nous rappelons brièvement les principales méthodes permettant de calculer la diffusion du rayonnement électromagnétique par des particules non-sphériques.

Le second chapitre a pour objectif de décrire le modèle IHM (Inhomogeneous Hexagonal Monocrystal) que nous avons développé au cours de cette thèse, ainsi que les méthodes utilisées pour y aboutir. Nous effectuons notamment des tests de sensibilité des grandeurs issues du modèle aux différents paramètres qui le caractérise.

Le chapitre trois est entièrement consacré à la description de la campagne CIRRUS'98 et de la mission POLDER/ADEOS. Les instruments tels que le néphélomètre polaire, la sonde PMS ou le radiomètre POLDER, ainsi que les mesures qui nous ont permis de tester notre modèle y sont décrits de manière détaillée. Nous rappelons également les avantages de l'imageur POLDER par rapport aux autres instruments de sa catégorie, ainsi que la méthode originale sur laquelle est basée la discrimination de la phase des nuages.

Dans le chapitre 4 nous effectuons une première comparaison des résultats fournis par le modèle IHM avec les mesures in-situ de l'indicatrice de diffusion provenant du néphélomètre

polaire. Nous essayons également à partir d'hypothèses simples, d'introduire dans notre modèle un spectre dimensionnel et de forme qui prend en compte l'effet des petites particules. Nous verrons notamment l'amélioration qu'apporte la prise en compte de ce spectre dans la restitution de l'indicatrice de diffusion.

Le chapitre 5 s'inscrit dans la continuité du chapitre 4 puisqu'il consiste à tester le modèle IHM sur les mesures de réflectances totales effectuées par le radiomètre POLDER. Dans une première partie, nous utilisons les capacités multi-directionnelles de cet instrument afin de contrôler l'aptitude de différents modèles microphysiques tels que les polycristaux [Macke et al., 1996b] ou les cristaux hexagonaux rugueux [Hess et al., 1998a], à restituer une même valeur d'albedo sphérique à partir de mesures de réflectances bidirectionnelles distinctes. Une étude préliminaire concernant la variabilité saisonnière et hémisphérique de la microphysique des nuages de glace est également abordée.

Dans une seconde partie, nous utilisons les mesures de polarisation fournies par ce même instrument pour contrôler les résultats obtenus précédemment. On montre notamment que l'utilisation d'un modèle unique ne permet pas d'expliquer la grande variabilité des signatures polarisées observées, et pourquoi l'utilisation de plusieurs modèles pour caractériser les nuages de glace semble nécessaire.

Chapitre 1

Quelques généralités sur les nuages

1.1 Définition et Classification

1.1.1 Classification de la couverture nuageuse

Ce n'est qu'au *XIX^{ième}* siècle qu'un pharmacien londonien passionné de météorologie, Luke Howard (1792-1864), établit à partir de noms latins un système de désignation des nuages encore en usage aujourd'hui : cirrus (mèche de cheveux, filament) d'apparence plumeuse, cumulus aux formes globuleuses, stratus en nappes horizontales, nimbus (averse) noirs de pluie, etc...

Ce travail fut terminé par Hidebrandson en 1887, et en 1896 sortit le premier *Atlas International des nuages*, qui comprenait dix genres de nuages, classés suivant leur morphologie et leur altitude de formation.

Il existe deux grandes famille de nuage :

- Les nuages cumuliformes, du latin *Cumulus* (amas), ont un aspect boursoufflé. En général les cumulus se forment par convection localisée ou par ascension orographique (lorsqu'une masse d'air rencontre un flanc de montagne) (cf. § 1.1.2).
- Les nuages stratiformes, du latin *stratus* (couche), ont une forme plate et stratifiée. Les stratus résultent de l'ascension uniforme d'une grande masse d'air humide souvent associée aux fronts des perturbations.

Une première classification des nébulosités s'effectue suivant l'altitude de leur base H_b . On distingue alors 4 groupes qui sont répartis comme suit : (i) 1^{er} groupe ou étage supérieur

($H_b > 5000\text{ m}$), (ii) 2^{ième} groupe ou étage intermédiaire ($5000\text{ m} > H_b > 2000\text{ m}$), (iii) 3^{ième} groupe ou étage inférieur ($2000\text{ m} > H_b$), et enfin (iv) le dernier groupe qui rassemble les nuages à fort développement vertical qui peuvent s'étendre de l'étage inférieur au sommet de l'étage supérieur (sommet de la troposphère). Suivant la forme des nuages, on effectue alors dans chaque groupe une classification par genre puis par espèce. Le tableau 1.1 ainsi que la figure 1.1 résument les dix genres de nuages les plus communs.

| Altitude (H_b) de la base | Groupes | Genres | Espèce |
|---------------------------------------|-------------------|--|--------|
| $H_b > 5000\text{ m}$ | 1 ^{er} | cirrus cirrostratus cirrocumulus | |
| $5000\text{ m} > H_b > 2000\text{ m}$ | 2 nd | altocumulus altostratus | |
| $2000\text{ m} > H_b$ | 3 ^{ième} | stratus stratocumulus nimbostratus | |
| $2000\text{ m} > H_b$ | 4 ^{ième} | cumulus cumulonimbus | |

TAB. 1.1 – Classification des 10 genres de nuages les plus communs.

1.1.2 Mode de formation

Les processus de formation des nuages sont très complexes et dépassent le cadre de cette étude, néanmoins nous en donnerons dans cette partie les principes généraux ainsi que quelques notions de base.

1.1.2.1 Le point de rosée

La quantité de vapeur d'eau que peut contenir une masse d'air est fonction de sa température et de sa pression. La figure 1.2 montre que plus l'air est chaud, plus il peut contenir de vapeur d'eau. Lorsque la quantité maximale de vapeur est atteinte, on dit que la masse d'air est saturée, au delà de cette quantité la vapeur d'eau commence à se condenser. On appelle point de rosée, la température à laquelle commence la condensation.

Pour se condenser, la vapeur d'eau a besoin d'une surface ou noyau de condensation. Dans

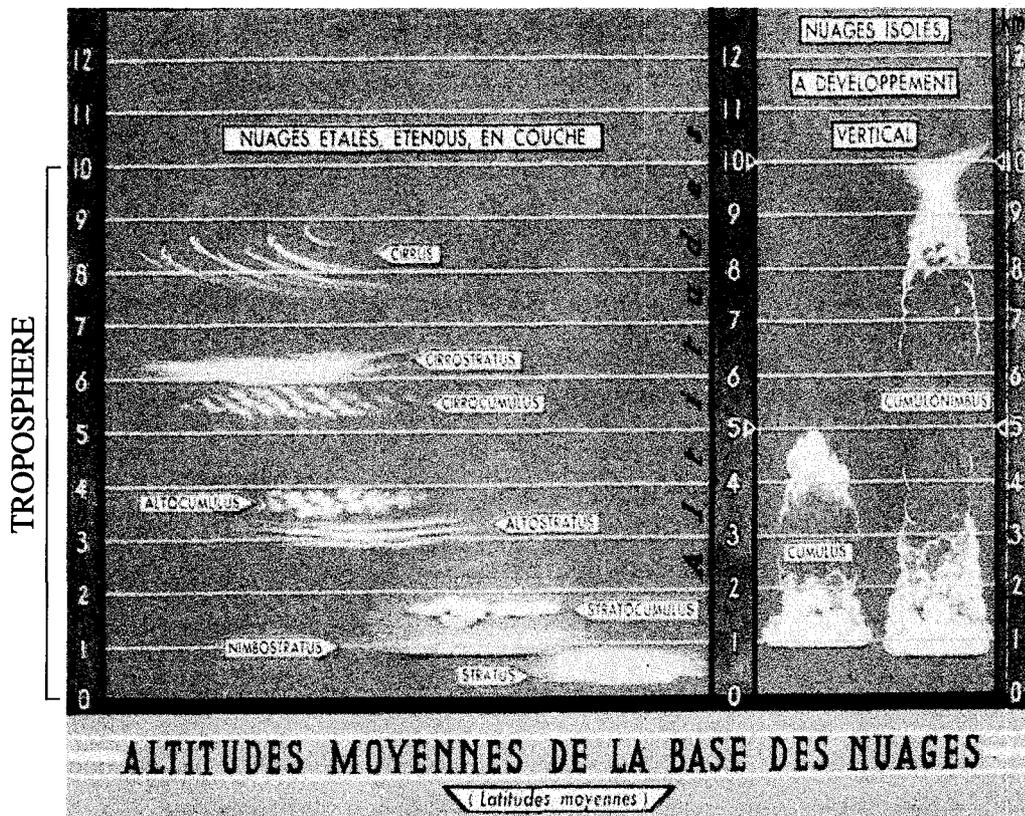


FIG. 1.1 – Classification des 10 genres les plus communs.

l'atmosphère se sont les aérosols qui vont jouer le rôle de noyaux de condensation. Notons que dans le cas d'une atmosphère très pure, pratiquement sans noyau de condensation, l'air peut contenir plus de vapeur d'eau que la quantité maximale admise, on dit que l'air est sursaturé.

1.1.2.2 Mécanismes de formation des nébulosités

La montée d'une masse d'air dans l'atmosphère peut être provoquée par trois processus distincts. Suivant le processus, des nuages différents vont se former.

- Le premier est la convection. Une masse d'air au contact d'un sol chaud va se réchauffer pour devenir plus chaud que l'air ambiant. Elle va donc s'élever et se refroidir jusqu'à atteindre son point de rosée pour former un nuage. Bien sûr, plus la différence de température entre la masse d'air et l'air ambiant est grande, plus la convection est importante. Ce processus donnera généralement naissance à des nuages de type cumulus.
- Le second survient lorsque des fronts atmosphériques se forment. En effet, lorsque deux masses d'air de température différentes se heurtent (front), l'air chaud s'élève au-dessus

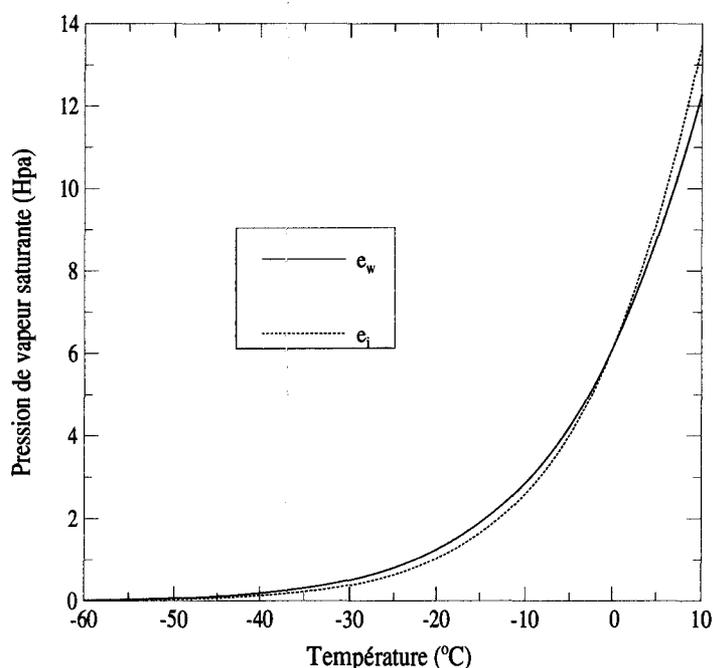


FIG. 1.2 – Pression de vapeur saturante par rapport à l'eau liquide (e_w), et par rapport à la glace (e_i).

de l'air froid. Si l'air chaud contient assez d'humidité il y a formation de nuages, qui vont être différents suivant le type de front. Les fronts chauds donneront naissance à des nuages de types cirrus ou cirrostratus tandis que les fronts froids donneront plutôt naissance à des altostratus.

- Le troisième processus est provoqué par l'ascension orographique. Ce mécanisme intervient lorsqu'une masse d'air en mouvement rencontre une chaîne de montagne qui l'oblige à s'élever. Si la masse d'air atteint l'altitude de condensation, il y a formation de nuages. Certains nuages, comme les nuages lenticulaire sont typiques de ce processus de formation.

Suivant l'altitude à laquelle se produit la condensation, il y a apparition de gouttelettes d'eau ou de cristaux de glace. Dans certaines conditions thermodynamiques, la vapeur peut se condenser en gouttes d'eau à des températures inférieures à 0°C , c'est le phénomène de surfusion. Ces trois états coexistent souvent dans les nuages de moyenne altitude.

1.2 Pourquoi étudier les nuages de glace?

1.2.1 Effets des nuages sur le bilan énergétique de la terre

L'expérience ISCCP (International Satellite Cloud Climatology Project; Rossow et al., 1991) qui s'est déroulée de mars 1990 à février 1991, a permis d'établir une climatologie étendue des nuages. Elle a notamment montré que les nuages recouvraient en moyenne les deux tiers de la surface du globe, dont 20% par les nuages de glace uniquement, (tableau 1.2). Or, parmi tous les constituants de l'atmosphère, les nuages sont de loin ceux qui ont l'impact le plus grand sur le bilan radiatif de la terre. Afin de chiffrer cet impact, on utilise souvent la notion de forçage radiatif qui représente la différence entre les flux radiatifs renvoyés par la terre avec et sans nuages.

| Type de nuage | Couverture nuageuse (%) |
|---|-------------------------|
| Nuage de l'étage inférieur | 26.2 |
| Nuage de l'étage intermédiaire | 19.4 |
| Nuage de l'étage supérieur | 19 |
| Nuage à fort développement vertical (cumulonimbus) | 2.5 |

TAB. 1.2 – Classification nuageuse à l'échelle globale établie par le projet ISCCP pour la période s'étalant de mars 1990 à février 1991.

La quasi-totalité de l'énergie contenue dans le système terre-atmosphère provient du rayonnement solaire. Dès lors, une bonne compréhension des processus climatiques passe par une quantification précise de la manière dont cette énergie est réfléchie, diffusée, ou absorbée par les différents constituants du système atmosphérique.

L'expérience ERBE (Earth Radiation Budget Experiment; Barkstrom et al., 1984) a permis d'estimer que sur les 342 W/m^2 reçus en moyenne par la terre sur une année, 102 W/m^2 étaient directement réfléchis par le système Terre-Atmosphère et le reste, c'est à dire 240 W/m^2 , étaient absorbés puis réémis vers l'espace sous la forme de rayonnement infrarouge. La figure 1.3 résume de manière simplifiée le bilan énergétique du système terre-atmosphère. Bien entendu, les valeurs indiquées sur cette figure sont des moyennes globales qui fluctuent suivant la position géographique et la période de l'année. A partir des données de l'expérience ERBE, Ramanathan et al. (1989) ont montré que les nuages représentent à eux seuls un forçage radiatif d'environ -20 W/m^2 , c'est à dire qu'ils ont tendance à refroidir l'atmosphère.

Ce forçage est réparti suivant 2 effets contraires :

- l'effet d'albedo, qui se traduit par un forçage radiatif d'environ -50 W/m^2 , c'est à dire qu'il refroidit l'atmosphère. Cet effet résulte de la réflexion du rayonnement solaire (aux courtes longueurs d'ondes) par les nuages dit "épais", en général les nuages d'eau liquide.
- l'effet de serre qui réchauffe l'atmosphère, et dont le forçage est de l'ordre de $+30 \text{ W/m}^2$. Cet effet résulte de l'absorption du rayonnement émis par la terre (dans l'infrarouge) par les nuages qui le réémettent vers le sol (rétroaction) et l'espace. Le forçage est d'autant plus important que la différence de température entre le sol et le nuage est grande. Cet effet sera donc plutôt caractérisé par les nuages froids.

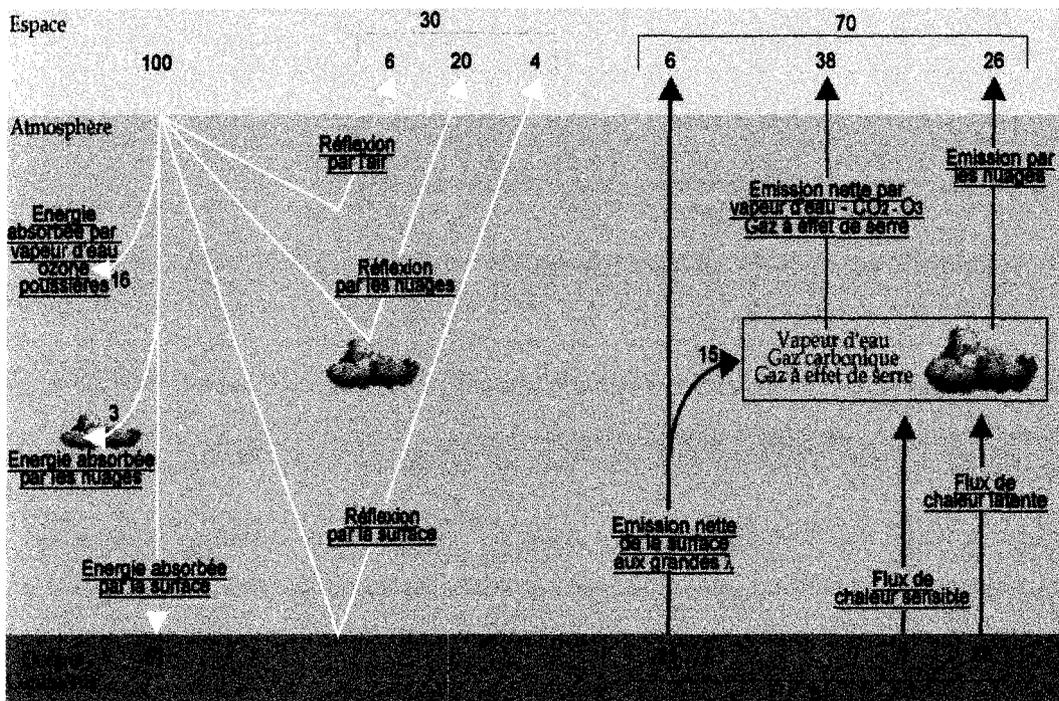


FIG. 1.3 – Bilan énergétique du système terre-atmosphère. Les flèches blanches représentent ce qui est réfléchi, tandis que les noires représentent ce qui est émis. Les chiffres indiqués sont en pourcentage.

1.2.2 Les nuages de glace et les modèles climatiques

Compte tenu de l'hétérogénéité spatiale des cirrus et de la complexité des particules qui les composent (cf. Fig. 1.4), on comprend bien que leurs effets ont, dans un premier temps, été ignorés dans les modèles de circulation générale (MCG). Cependant, l'importance de leur répartition spatio-temporelle ainsi que la quantité d'énergie mise en jeu à travers le forçage qu'ils exercent sur le bilan radiatif terrestre, montrent à quel point il est fondamental d'intégrer leurs effets dans les modèles climatiques. *Donner et al.* (1997) ont par exemple démontré l'impact climatique important que pouvait avoir les cirrus dans les systèmes convectifs tropicaux.

Les modèles numériques de prévision du temps sont basés sur la résolution d'une série d'équations dynamiques et thermodynamiques. Du fait de leurs ambitions, ces modèles sont confrontés à plusieurs problèmes liés entre autres aux interactions et rétroactions entre les différents constituants atmosphériques. En ce qui concerne les nuages, hormis les difficultés liées à la modélisation des fluctuations radiatives importantes dues à leur formation et dissipation, des problèmes d'échelle se posent: (i) Ces modèles doivent en effet prendre en compte des processus liés à la microphysique¹ (quelques micromètres), comme la formation des particules nuageuses, leur croissance et les effets sur la diffusion de la lumière. Ils doivent également prendre en compte des processus macroscopiques (de l'ordre de la centaine de kilomètres) liés à des systèmes convectifs de grande échelle.

Il en est de même pour la résolution temporelle, puisque celle-ci peut varier de quelques centièmes de seconde, en ce qui concerne la formation des particules, jusqu'à plusieurs semaines pour les couvertures nuageuses persistantes.

Il va de soit que les MCG ne peuvent pas prendre en compte une telle variabilité spatio-temporelle. Malgré cela, afin d'inclure ces problèmes d'échelle, on va considérer des processus "sous-maille" par l'intermédiaire de paramétrisations. Ainsi, la fiabilité d'un modèle s'exprimera en partie à travers la qualité de ses paramétrisations.

Tandis que de nombreux modèles ne faisaient aucune distinction entre les nuages d'eau liquide et les nuages de glace, la quasi totalité d'entre eux admettent maintenant des paramétrisations différentes pour ces deux types de nuage. Si la paramétrisation microphysique

1. Tout au long de cette thèse, on utilisera le terme "microphysique" pour se référer aux particules qui composent les nuages

des nuages d'eau liquide peut être considérée comme assez simple (car ils sont composés de particules sphériques), en revanche celle des nuages de glace apparaît beaucoup plus compliquée. En effet, de nombreuses observations ont montré que la taille et la forme des cristaux de glace varie considérablement suivant les conditions thermodynamiques locales. L'idéal serait donc d'intégrer cette variabilité à travers une paramétrisation qui tiendrait compte de toutes les conditions thermodynamiques possibles.

Même si de nombreux MCG considèrent simplement que les nuages de glace sont composés de cristaux sphériques, la tendance est à la complexité. En effet, la version "CCM3" du modèle de circulation générale du Centre National de Recherche Atmosphérique des États-Unis (NCAR), considère des cristaux hexagonaux dont la taille varie avec l'altitude. De même, *Donner et al.* (1997), on intégré dans le modèle "SKYHI" du Laboratoire de la Dynamique des Fluides Géophysiques (GFDL), une paramétrisation de la microphysique des nuages de glace basée également sur des cristaux de forme hexagonale mais dont la taille varie cette fois avec la température ambiante.

Une étude récente effectuée par *Kristjansson et al.* (2000), qui portait sur la sensibilité des effets radiatifs et dynamiques qu'amène l'utilisation de différentes paramétrisations microphysiques des nuages de glace dans les MCG, a montré que d'une paramétrisation à l'autre, on pouvait atteindre une différence de l'ordre de 50% de l'effet radiatif associé à un doublement de la concentration en CO_2 . Les auteurs ont ainsi démontré qu'une bonne prise en compte des effets des nuages de glace dans les modèles climatiques passe par une paramétrisation correcte de leur microphysique.

Ainsi, sans tenir compte des problèmes de formation, de précipitation ou de dissipation des nuages de glaces, c'est à dire de l'aspect dynamique, il faut pouvoir définir un modèle microphysique susceptible de représenter, de la manière la plus fidèle possible, les propriétés optiques des cristaux observés dans ces nuages. Il faut ensuite vérifier qu'un modèle de nuage composé de ces cristaux retranscrit bien les propriétés radiatives des nuages de glaces. C'est dans ce cadre que s'inscrit le travail effectué au cours de cette thèse.

Pour cela nous avons besoin d'un certain nombre d'observations in-situ concernant la microphysique des nuages de glace, ainsi que d'informations sur la façon dont ces nuages diffusent la lumière afin de construire puis de valider les modèles.

1.2.3 Expériences et campagnes dédiées à l'étude des nuages de glace

Depuis une quinzaine d'années, un nombre important d'expériences satellitaires, de télé-détection depuis le sol, ou in-situ, consacrées à l'étude des nuages de glace ont vu le jour. Compte tenu de l'extrême variabilité spatiale et microphysique des cirrus, il apparaît évident que le moyen le plus adéquat pour une étude globale de leurs propriétés, est le satellite. Cependant, pour effectuer cette étude nous avons besoin de modèles microphysiques fiables et d'algorithmes spécifiques permettant de traiter ces mesures satellitaires. Les campagnes aéroportées permettent de vérifier la validité de ces modèles microphysiques spécifiques.

Les campagnes FIRE (First ISCCP Project Regional Experiment; Cox et al., 1987; Starr, 1987) se sont déroulées aux États Unis entre 1984 et 1989 (FIRE I), 1989 et 1995 (FIRE II) ainsi qu'entre 1995 et 2000 (FIRE III). Ces campagnes qui faisaient partie de ISCCP (International Satellite Cloud Climatology), ont permis d'établir une classification ainsi qu'une répartition des différents types de nuages et notamment de connaître plus précisément la répartition spatio-temporelle des cirrus à la surface de la planète. C'est alors que l'on s'est rendu compte qu'ils occupaient en permanence presque un quart de la surface du globe, ce qui eu pour conséquence d'intensifier leur étude afin de quantifier leur impact radiatif.

C'est dans ce cadre que l'expérience ICE (International Cirrus Experiment; Raschke et al., 1989) a été menée. Cette expérience, qui s'est déroulée en Europe durant les mois de septembre et octobre 1989, a permis d'établir en parallèle avec FIRE II, et grâce à des mesures holographiques in-situ, une classification de la forme et de la taille des particules suivant leur altitude dans le nuage (cf figure 1.4). Ces figures montrent notamment que plus la température s'élève, c'est à dire plus on descend vers la base du nuage, plus les particules sont grosses et de formes complexes.

Les campagnes EUCREX (EUropean Cloud Radiation EXperiment; Raschke, 1996) ont succédé à la campagne ICE. En septembre 1993, EUCREX1 s'est déroulée à Prestwick, en Ecosse, tandis que EUCREX2 s'est tenue durant le mois d'avril 1994 à Brest. Le but de ces campagnes était d'observer des cirrus aux latitudes moyennes de la manière la plus complète possible aux moyens de différents instruments aéroportés et depuis le sol. En outre, un des objectifs de l'expérience était d'étudier les relations entre les propriétés microphysiques et radiatives des cirrus ainsi que l'apport des observations multi-angulaires pour l'étude des

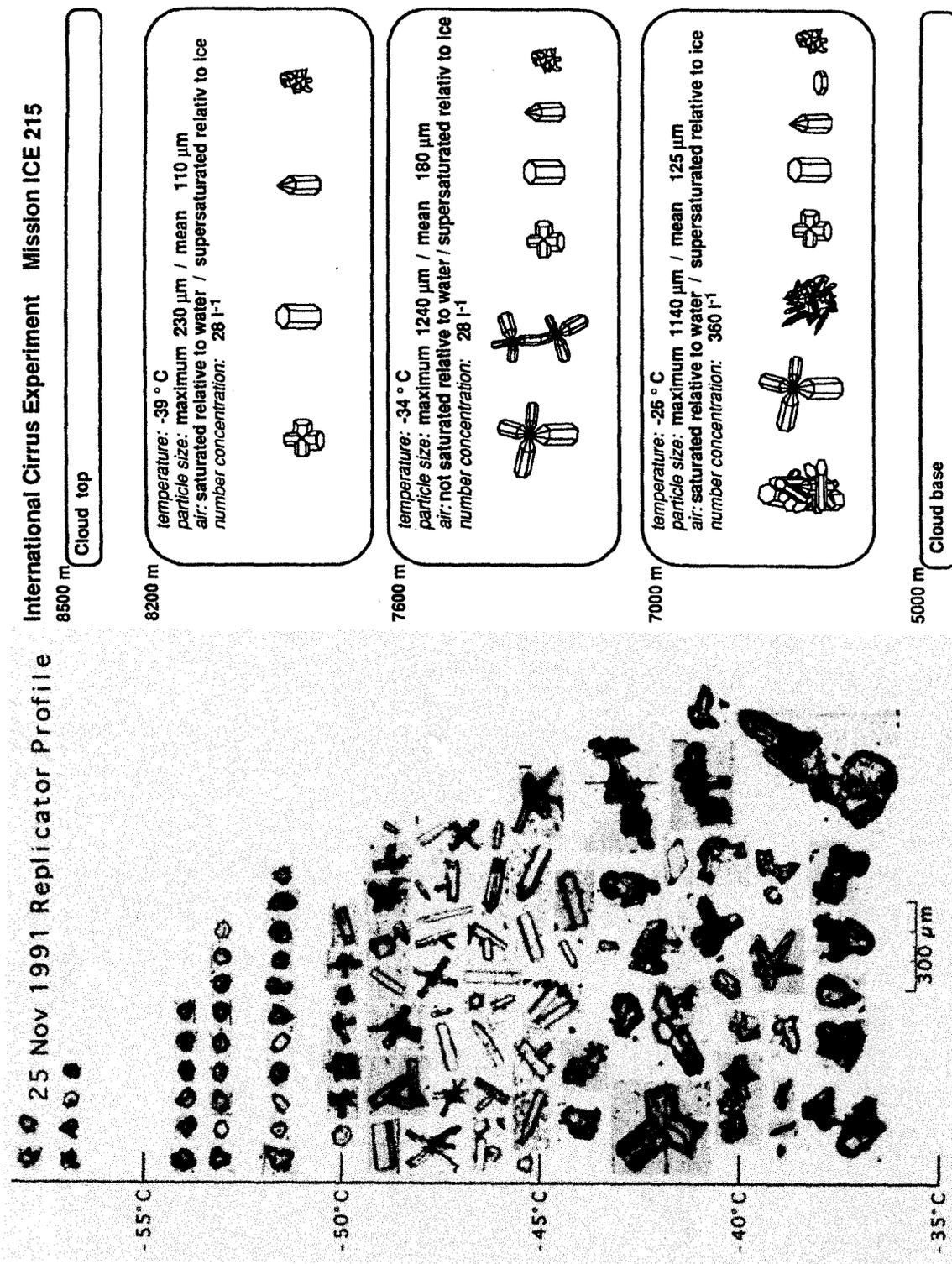


FIG. 1.4-- La figure du haut présente les types de particules observées dans un cirrus par holo-graphie au cours de la campagne ICE 89 [Krupp, 1991]. La figure du bas présente des échan-tillons de cristaux observés dans un cirrus pendant la campagne FIRE II (Kansas 25.11.1991). Les températures indiquées correspondent à celles de l'altitude du nuage ou les échantillons ont été collectés [Miloshevich and Heymsfield, 1997].

structures et des propriétés microphysiques des cirrus ².

La campagne CEPEX (Central Equatorial Pacific EXperiment) qui eu lieu en mars et avril 1993 avait pour mission d'observer et d'étudier les nuages tropicaux.

Les mesures effectuées pendant toutes ces campagnes ont, dans le cadre du GEWEX (Global Energy and Water Cycle EXperiment), initié par le World Climate Research Programme (WCRP), été réunies afin d'optimiser la simulation et la prédiction du régime hydrostatique fourni par les modèles climatiques. Ceci notamment à travers une paramétrisation plus fine des différentes nébulosités, et une meilleure prise en compte des rétroactions et interactions entre les multiples constituants de l'atmosphère.

Pendant l'été 2000, a eu lieu la campagne INCA (INterhemispheric differences in Cirrus properties from Anthropogenic emissions). L'objectif était de quantifier l'effet des émissions anthropiques sur la microphysique et donc sur les propriétés radiatives des cirrus, à partir de mesures effectuées dans l'hémisphère sud (Punta Arenas, Chili) et dans l'hémisphère nord (Prestwick, Ecosse). Ces mesures sont actuellement en cours d'analyse, il apparaît néanmoins que la présence de pollution altère la concentration et la dimension des particules qui composent les nuages de glace. Les cristaux de glace des cirrus de l'hémisphère nord s'avèrent être en moyenne plus petits et en concentration plus importante que ceux de l'hémisphère sud.

Toutes ces observations montrent :

- ★ d'une part, la difficulté de modéliser les nuages de type cirrus, car suivant les conditions thermodynamiques locales, la position géographique (masse d'air relativement propre ou pas), les propriétés microphysiques et radiatives de ces nuages ne sont pas les mêmes,
- ★ d'autre part, que chaque campagne fournit son lot d'indéterminations et d'informations, qui mises bout à bout devrait permettre de comprendre et d'améliorer ce gigantesque puzzle qu'est la modélisation des flux et de la dynamique atmosphérique tant à l'échelle globale que régionale.

2. L'objectif fut atteint puisque les résultats de l'expérience ont montré qu'en effectuant de telles mesures en polarisation, on pouvait trouver la phase de la nébulosité observée (c'est à dire savoir si le nuage observé était composé de gouttelettes d'eau ou de cristaux). Cette méthode est maintenant utilisée pour faire la discrimination entre nuages de glace et nuages d'eau sur les mesures satellitaires effectuées par le radiomètre POLDER (voir description dans le chapitre 3)

Au cours de cette thèse, deux types de données ont été utilisées. Le premier provenant de mesures in-situ effectuées durant la campagne CIRRUS'98, et le second de mesures satellitaires fournis par le radiomètre imageur POLDER/ADEOS1. L'instrumentation ainsi que les mesures fournies lors de ces campagnes sont largement détaillées dans le chapitre 3.

1.3 Propriétés des nuages de glace

1.3.1 Généralités climatologiques

1.3.1.1 Occurrence

De manière générale, on trouve des nuages sur toute la surface du globe. Néanmoins il existe quelques particularités :

- Globalement, il y a plus de nuages (tous type confondus) au-dessus des océans qu'au-dessus des terres. Cependant, les cirrus sont plus souvent observés au-dessus des terres émergées, tandis que les nuages d'eau le sont le plus souvent au-dessus des mers [Warren et al., 1986, 1988] .
- Récemment, *Liao et al.* (1995) ont établi une climatologie des cirrus, en moyenne zonale pour les mois de juillet et janvier de 1985 à 1990, à partir des mesures ISCCP et SAGE II. Ils ont montré qu'en juillet le maximum d'occurrence des cirrus apparaissait au nord de l'équateur (10° nord) et le minimum au niveau du tropique du capricorne (20° sud), tandis qu'en janvier la tendance s'inversait.

1.3.1.2 Altitude et épaisseur suivant la latitude

London (1957) a établi une climatologie zonale annuelle des différents types de nuages, de leur altitude et de leur épaisseur géométrique en fonction de la latitude. Il a notamment montré que l'altitude des nuages bas est sensiblement constante avec la latitude, tandis que celle des cirrus est directement reliée à l'altitude de la tropopause qui est d'environ 18 km à l'équateur et inférieure à 8 km dans les régions polaires. Par contre l'épaisseur des cirrus reste relativement constante tandis que celle des nuages bas diminue avec la latitude.

1.3.2 Formation et croissance des cristaux de glace

1.3.2.1 Formation

Les processus de formation des nuages de glace conditionnent fortement le type de particules qui les composent. Les caractéristiques microphysiques et macrophysiques de ces nuages dépendront donc de la façon dont ils se sont formés.

Si la sursaturation de l'air par rapport à la glace est assez grande, des embryons de cristaux de glace peuvent apparaître spontanément sans avoir besoin de noyau de condensation, on appelle ce processus la nucléation homogène. Cependant les conditions thermodynamiques requises pour qu'un tel phénomène ait lieu sont telles (sursaturation de l'air par rapport à la glace supérieure à 500%) qu'il est impossible de l'observer dans la nature.

On distingue généralement deux processus de condensation ou nucléation :

- la congélation homogène appelée abusivement **nucléation homogène**. Ce phénomène se produit à des températures assez faibles, de l'ordre de -40°C , qui entraîne la formation de cristaux de glace à partir de gouttes d'eau surfondues, sans que les noyaux de condensation de ces gouttes d'eau n'interviennent dans le processus de formation de la glace.
- la **nucléation hétérogène**. Cette fois ce sont des aérosols qui vont servir de noyaux glaçogène et permettre à la vapeur d'eau en sursaturation par rapport à la glace de se déposer.

1.3.2.2 Croissance des cristaux de glace

Il existe plusieurs processus qui vont conditionner la croissance des cristaux de glace dans le nuage :

- La **condensation** ou **déposition** de vapeur d'eau sur les particules de glace. Ce processus donne naissance à des particules contenant de nombreuses "poches" ou "inclusions" d'air retenues par capillarité dans les cristaux.
- L'**effet Bergeron-Findeisen**. Ce processus de croissance nécessite la présence dans le même nuage de gouttes d'eau surfondues et de cristaux de glace (dont les points de sursaturation sont différents). Quand ils coexistent ainsi dans le même nuage, les molécules d'eau quittent les gouttelettes pour aller sur les cristaux de glace. Ceux-ci grossissent alors rapidement aux dépens des gouttelettes d'eau. Ce processus a souvent lieu dans les nuages à fort développement vertical tels que les cumulonimbus.

- La **coalescence** ou **agrégation**. Ce processus intervient en présence de turbulence, qui induit un phénomène de collision entre les cristaux de glace qui vont s'agglutiner pour ne former plus qu'une seule particule. L'eau surfondue présente sur les cristaux joue alors le rôle de "colle".

En plus de ces processus, il peut également y avoir des phénomènes de sédimentation ou de fragmentation dûs aux collisions entre cristaux.

1.3.3 Photo-météores associés aux cirrus

Autour du soleil et de la lune, ou à proximité de ces astres, il se forme parfois des points lumineux, des arcs ou des cercles que l'on appelle halos. Du grec *halos*, qui signifie phénomène météorique circulaire, les halos sont des images optiques de formes diverses provoqués par la réfraction et la réflexion de la lumière sur des cristaux de glace en suspension. La figure 1.6 située à la fin de ce paragraphe présente quelques uns de ces photo-météores.

1.3.3.1 Petits halo (22°) et grand halo (46°)

La condensation de la vapeur d'eau à de très faibles températures, forme en général des cristaux à base hexagonale. Ces cristaux constituent donc des prismes à six côtés d'angle au sommet égal à 120° .

Dès lors, un cirrus composé d'une myriade de cristaux hexagonaux aléatoirement orientés dans l'espace va, du fait de la forme de ces cristaux, causer l'apparition des halos à 22° et 46° (cf Fig. 1.5. En effet, le passage de la lumière entre deux faces d'angle au sommet égale à 60° va dévier la lumière avec un angle minimum de 22° . En fait, il va se créer autour de cet angle une accumulation de lumière (puits de lumière). Par conséquent, ce sont les cristaux situés autour du soleil à 22° qui vont dévier la lumière vers l'observateur créant ainsi un cercle de lumineux autour de l'astre du jour (ou de la lune).

Beaucoup plus rare, mais de même origine, le halo à 46° provient de la réfraction de la lumière entre une des bases du cristal et une des faces hexagonales (angle au sommet de 90°). Cette fois le minimum de déviation est de 46° , et de la même manière que pour le petit halo, les cristaux doivent être convenablement orientés autour du soleil à au moins 46° de celui-ci pour que le grand halo apparaisse entièrement.

1.3.3.2 Les parhélies

Ces taches lumineuses apparaissent comme des faux soleils situés dans un plan horizontal de part et d'autre de l'astre du jour. Ce phénomène prouve la présence de cristaux hexagonaux de forme aplatie (plaquette) dont la base est orientée dans le plan horizontal. C'est donc la réfraction de la lumière par les faces latérales d'angle au sommet égal à 60° , sur des cristaux orientés dans le plan horizontal et situés à au moins 22° du soleil, qui va créer des points d'irisation très brillants appelés parhélies. Suivant la hauteur du soleil à l'horizon, ces taches seront plus ou moins éloignées du petit halo, jusqu'à coïncider avec celui-ci pour une très faible élévation solaire.

L'apparition de ces phénomènes lumineux trahissent généralement la présence de cristaux hexagonaux parfaits. Ils peuvent également, suivant le phénomène observé, donner une indication sur l'orientation des cristaux dans le cirrus. Cependant, s'il est souvent possible d'observer le petit halo ou les parhélies dans nos régions, la plupart des photométéores ne sont observables que dans les régions polaires. En effet, seules ces régions du globe réunissent les conditions thermodynamiques propices à la formation de cristaux hexagonaux parfaits qui vont permettre de créer des phénomènes lumineux beaucoup plus rares.

Pour de plus amples informations à ce sujet, le lecteur pourra se reporter à l'ouvrage très complet de *Walter Tape* (1994) intitulé *Atmospheric Halos*.

La photo ci-contre tirée de ce livre ainsi que la figure 1.6 présentent quelques un de ces phénomènes.

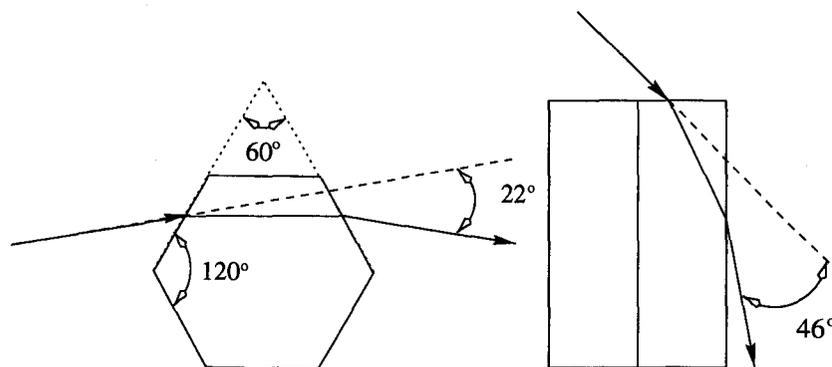


FIG. 1.5 – Trajet d'un rayon lumineux pour former le halo à 22° (à gauche) et le halo à 46° (à droite).

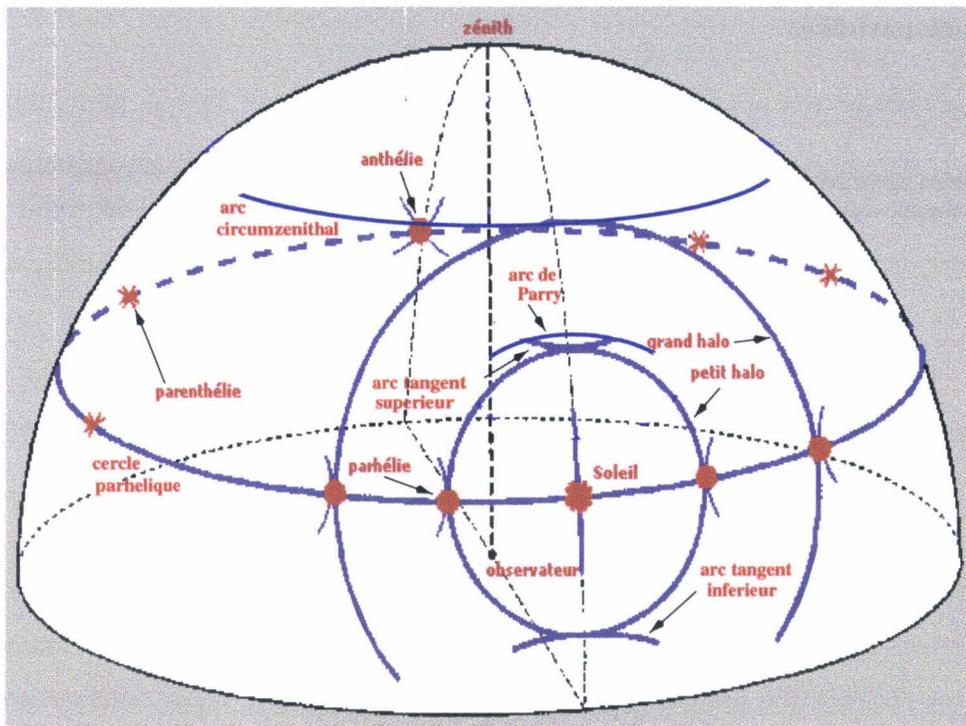


FIG. 1.6 – Représentation des différents arcs et halos que l'on peut observer en présence de cirrus (en haut). Photo du grand et du petit halo ainsi que des parhélies (W. Tape) (en bas).

1.4 Méthodes utilisées pour modéliser les particules non sphériques

D'après ce que nous venons de voir, l'étude des propriétés radiatives des cirrus passe par le développement de méthodes capables de calculer la diffusion de la lumière par des particules non sphériques. Nous allons donc dans cette section donner une description rapide des principales méthodes existants à l'heure actuelle dans la communauté scientifique.

1.4.1 Méthodes exactes

Toutes les méthodes "exactes" de calcul de la diffusion de la lumière sont basées sur la résolution numérique ou analytique des équations de Maxwell.

1.4.1.1 Méthode de séparation des variables

La méthode de séparation des variables a été développée par *Oguchi (1973)* et *Asano and Yamamoto (1975)*, puis fut améliorée de façon significative par *Voshchinnikov and Farafonov (1993)*. La méthode résout le problème de la diffusion du champ électromagnétique pour des particules sphéroïdales. Elle est basée sur le développement des champs incident, interne (à la particule) et diffusé en fonction d'ondes sphéroïdales. Les coefficients du développement du champ incident sont calculés de façon analytique, tandis que les coefficients des champs interne et diffusé sont retrouvés grâce aux conditions de continuité des champs à la frontière avec le milieu ambiant. La méthode est assez rapide et permet son utilisation pour des sphéroïdes dont le paramètre de Mie de la sphère équivalente $x_{es} = 2\pi r_{es}/\lambda$ est inférieur à 35 (r_{es} représente le rayon de la sphère équivalente en surface et λ la longueur d'onde du rayonnement incident).

1.4.1.2 Méthode des éléments finis

La méthode des éléments finis est une méthode basée sur la résolution d'équations différentielles. Elle consiste à résoudre numériquement l'équation du vecteur de Helmholtz en tenant compte des conditions de continuité à la surface de la particule [Morgan and Mei, 1979, Silvester and Ferrari, 1996]. Le diffuseur est considéré dans un domaine fini qui est discrétisé en plusieurs petits volumes. La résolution du système s'effectue à chaque noeud liant les volumes. Un des avantages de cette méthode est qu'on peut l'utiliser quelle que soit la forme de la particule. Par contre, elle demande des temps de calcul très importants, ce qui limite

son utilisation à des particules dont le paramètre de Mie de la sphère équivalente (x_{es}) est inférieur à 10.

1.4.1.3 Méthode de la "Finite Difference Time Domain" (FDTD)

La méthode FDTD calcule le champ électromagnétique dans un domaine de temps particulier en résolvant directement les équations de Maxwell dépendantes du temps [Yee, 1966, Taflove, 1995]. L'évolution temporelle et spatiale des champs électrique et magnétique sont résolus en utilisant un schéma basé sur la discrétisation temporelle et spatiale de l'espace. Comme pour la méthode des éléments finis, la particule est considérée dans un domaine fini discret, et les champs sont évalués aux noeuds de la grille en considérant les conditions de continuités à la frontière de la particule [Berenger, 1996, Yang and Liou, 1995]. La grille des valeurs aux temps précédent (temps t_{i-1}) et actuel (temps t_i) est alors utilisée pour calculer la grille du temps suivant (temps t_{i+1}). Cette méthode peut être utilisée quelle que soit la forme de la particule, mais demeure grande consommatrice de temps dès que le paramètre de Mie de la sphère équivalente de la particule (x_{es}) devient supérieur à 20.

1.4.1.4 Méthode de la T -Matrice

La méthode de la T -Matrice initialement développée par *Waterman* (1971), consiste à développer les champs incident et diffusé en fonctions d'ondes sphériques vectorielles. La T -matrice permet alors de retrouver les coefficients du champ diffusé à partir de ceux du champ incident en se basant sur le principe de Huygens ou de manière équivalente sur la méthode des conditions aux limites étendues. Elle fut initialement limitée aux particules admettant une symétrie de révolution. Une simplification des équations [Waterman, 1979] permet maintenant de l'appliquer quelle que soit la forme de la particule. Néanmoins la méthode reste beaucoup plus simple à appliquer sur des corps qui présentent une symétrie de révolution. Son principal avantage est sa précision et sa rapidité qui permettent de l'utiliser pour des particules à symétrie de révolution dont le paramètre de Mie de la sphère équivalente (x_{es}) est inférieur ou égale à 100, et inférieur ou égale à 30 dans le cas où les particules ne présentent pas de symétrie sphérique.

1.4.1.5 Autres méthodes exactes

Nous avons décrit jusqu'à présent les méthodes exactes les plus connues. Cependant il existe également d'autres méthodes exactes moins connues, comme la "Point Matching Me-

thod”, la méthode de l'équation intégrale, la méthode de l'équation intégrale de Fredholm, ou encore la méthode de superposition. Une description détaillée de ces méthodes existe dans le livre de *Michael I. Mishchenko, Joachim W. Hovenier et Larry D. Travis* (2000) intitulé *Light Scattering by Nonspherical Particles*.

1.4.2 Méthodes approchées

1.4.2.1 Méthode de la "Discrete Dipole Approximation" (DDA)

Cette méthode, développée par *Purcell and Pennypacker* (1973) consiste à représenter la particule par un ensemble de N dipôles unitaires. On suppose que la réponse électromagnétique d'un dipôle à un champ local est connue. Ce champ va être la superposition du champ externe et du champ diffusé par tous les autres dipôles. Ceci amène à résoudre un système de N équations linéaires qui correspondent aux N champs excitant les N dipôles. La solution numérique de ce système est alors utilisée pour calculer les N champs élémentaires diffusés par les dipôles, et donc le champ total diffusé par la particule.

Draine and Goodman (1993) ont amélioré la méthode en incluant la détermination du champ magnétique diffusé. Cette méthode permet de traiter n'importe quelle forme de particule dans des temps de calcul qui augmentent fortement avec le nombre de dipôles. Bien sûr, plus le nombre de dipôles est élevé, plus la solution se rapproche de la solution exacte. Cette méthode est en général utilisée pour des particules qui admettent un paramètre de Mie de la sphère équivalente (x_{es}) inférieur à 15.

1.4.2.2 Anomalous Diffraction Approximation (ADA)

L'ADA a été développé par *H. C. van de Hulst* (1957, chap.11) pour calculer la section efficace d'extinction de grosses particules sphériques qui admettent les deux conditions suivantes : (i) $x \gg 1$, et (ii) $|m - 1| \ll 1$ où m représente la partie réelle de l'indice de réfraction. La seconde condition implique qu'un rayon lumineux qui va traverser la particule sera très légèrement dévié et très peu réfléchi. Dès lors, l'ADA suppose que l'extinction due à la particule est causée par l'absorption de la lumière qui va traverser la particule ainsi que par les interférences entre cette lumière et celle qui n'a pas rencontré la particule.

1.4.2.3 L'approximation de l'Optique Géométrique

Cette méthode aussi connue sous le nom de ray-tracing ou lancer de rayon est largement utilisée pour calculer la lumière diffusée par des particules dont la taille est bien plus grande

que la longueur d'onde. Cette méthode est basée sur le principe que la lumière incidente sur la particule est composée d'une infinité de rayons parallèles entre eux. Le chemin qu'un rayon particulier va parcourir dans la particule est alors régi par les lois de l'optique géométrique. Le contribution de tous les rayons diffusés à travers la particule ajoutée à la partie diffractée suivant les lois de Fraunhofer, donne une représentation des propriétés de diffusion de cette particule.

Initialement développée par *Liou and Hansen (1971)* pour des particules sphériques, *Wendling et al. (1979)* l'ont ensuite adaptée pour des particules hexagonales orientés aléatoirement dans l'espace. Son principal avantage est qu'on peut l'appliquer quelle que soit la forme de la particule. Cependant la solution peut être considérée comme précise pour les particules dont le paramètre de Mie de la sphère équivalente (x_{es}) est supérieur à 60.

Pour de plus amples informations au sujet de ces méthodes approchées et d'autres, le lecteur pourra se référer au livre de *Michael I. Mishchenko et al. (2000)*.

Le tableau 1.3 résume les qualités et les limites de cinq de ces méthodes qui sont parmi les plus utilisées actuellement.

1.5 Conclusion

Les propriétés radiatives des nuages de glace dépendent fortement des caractéristiques optiques de leur microphysique. Cependant, la complexité des cristaux de glace rend leur modélisation extrêmement difficile, c'est pourquoi l'effet des nuages de glace a longtemps été négligé dans les modèles climatiques. Pourtant les résultats des campagnes ISCCP et ERBE ont mis en évidence l'impact non négligeable de ces nuages sur la balance énergétique de notre planète. Il s'avère donc nécessaire de développer, à partir de différents jeux de mesure, des modèles de cristaux susceptibles de donner une représentation plus réaliste de leurs effets, et par la même d'améliorer leur paramétrisation dans les modèles climatiques.

A cet effet nous allons, dans le chapitre suivant décrire de façon détaillé le modèle microphysique IHM (Inhomogeneous Hexagonal Model) que nous avons développé au cours de cette thèse.

| Méthodes | Précision | Forme de la particule | Paramètre de Mie de la sphère équivalente | temps de calcul |
|-------------------------------|---|-----------------------|---|--|
| séparation des variables | Exacte | Sphéroïdale | ≤ 35 | Rapide |
| Discrete Dipole Approximation | Précision augmente avec le nombre de dipôle | Arbitraire | ≤ 15 | Augmente avec le nombre de dipôles |
| T -matrice | Exacte | Sphéroïdale | ≤ 100 | Plus ou moins rapide suivant la taille et l'asphéricité de la particule. |
| | | Arbitraire | ≤ 30 | Lente |
| Optique géométrique | Approchée | Arbitraire | ≥ 60 | Plus ou moins rapide suivant la taille de la particule |
| Finite Difference Time Domain | Exacte | Arbitraire | ≤ 30 | Augmente fortement avec la taille de la particule |

TAB. 1.3 – Comparaison des limites et précisions de différentes méthodes de calcul pour des particules non sphériques.

Chapitre 2

Influence d'inclusions sphériques sur les propriétés optiques des cristaux hexagonaux orientés aléatoirement dans l'espace.

2.1 Introduction

Nous avons vu au cours du chapitre précédent que les nuages de glaces sont généralement composés de cristaux de taille et de forme extrêmement diverses (plaquettes et colonnes hexagonales, agrégats). Dès lors, les paramètres optiques tels que la section efficace d'extinction, l'albedo de diffusion simple, le facteur d'asymétrie et la matrice de diffusion ne peuvent plus être calculés par la théorie de Mie. En effet, cette théorie, largement utilisée en optique atmosphérique, est destinée à modéliser les propriétés de diffusion de particules sphériques (cf § 2.2.3), comme les gouttelettes qui constituent les nuages d'eau liquide ou encore les aérosols que l'on retrouve un peu partout dans l'atmosphère.

Bien que des formes complexes, comme les bullettes rosettes, les agrégats, soient observés dans les cirrus, les cristaux de glace présentent très souvent une forme structurale hexagonale due à la cristallisation naturelle de l'eau dans les conditions thermodynamiques locales. Afin

de simplifier le problème du calcul de la diffusion de la lumière par ces cristaux, ils ont tout d'abord été considérés avec une structure hexagonale parfaite, c'est à dire sans irrégularité de surface. Cependant, et les mesures in situ le montrent (cf Chap.1 Fig. 1.4), les particules cristallines qui composent les nuages de glace ne sont pas parfaites, elles comportent généralement de nombreuses irrégularités de surface et de forme qui s'accroissent avec la taille des cristaux. Qui plus est, la possible augmentation de la concentration en aérosols dans la couche supérieure de la troposphère (d'origine volcanique ou humaine), peut entraîner une augmentation de particules prisonnières des cristaux. Des mesures effectuées à l'aide du Counterflow Virtual Impactor (CVI) [Noone et al., 1993] ont montré également que des aérosols minéraux ou des petites particules de suies sont souvent prisonnières des cristaux de glace et peuvent ainsi modifier leurs propriétés de diffusion. De plus, il est admis que dans certaines conditions thermodynamiques, des bulles d'air peuvent se trouver prisonnières à l'intérieur de particules de glace qui se sont refroidies soudainement [Hallet, 1994].

L'étude de la diffusion de la lumière par des particules à structure hexagonale, dans l'approximation de l'optique géométrique, a largement été détaillée dans la thèse d'état de *Gérard Brogniez* (1992). A partir de ce travail, nous allons dans ce chapitre, étudier et mettre en évidence l'effet d'inclusions, que nous supposerons sphériques, sur les propriétés de diffusion des cristaux à structure hexagonale.

2.2 Méthodes utilisées

Afin de simuler les phénomènes physiques qui se déroulent à la frontière du cristal et du milieu extérieur, nous avons utilisé la méthode du lancer de rayon basée sur les lois de l'optique géométrique. Les processus de diffusion et d'absorption par des inclusions à l'intérieur du cristal ont été pris en compte grâce à une méthode de Monte-Carlo. La théorie de Mie a été utilisée pour le calcul des propriétés de diffusion des hétérogénéités que nous avons considéré comme sphériques. Cette section a pour but de donner une brève description des principes physiques utilisés dans ces trois méthodes.

2.2.1 Le lancer de rayon ou ray-tracing

2.2.1.1 Description

La méthode consiste à appliquer la dualité onde - corpuscule de la lumière. Un photon incident va parcourir un trajet dans le cristal suivant les lois de l'optique géométrique, mais il va également se comporter comme une onde devant un obstacle, ce qui va provoquer un phénomène de diffraction.

Ceci amène à employer:

- L'optique géométrique. En effet, à chaque fois que le faisceau incident rencontre l'une des faces internes ou externes du cristal, les directions des faisceaux réfractés et réfléchis vont être calculées grâce aux lois classiques de Snell-Descartes. Par contre, l'intensité et l'état de polarisation de chacun de ces faisceaux vont être régis par les lois de Fresnel.
- La diffraction, qui prend en compte l'aspect ondulatoire de la lumière, dont le calcul est basée sur les lois développées par Fraunhofer. Comme la taille des particules est grande devant la longueur d'onde, la contribution de la diffraction est confinée aux petits angles de diffusion. Ce phénomène est traité indépendamment du ray-tracing.

A chaque évènement se produisant à la frontière du cristal, une partie de l'énergie du faisceau incident (ou du photon incident) est transmise ou réfléchi à l'extérieur puis stockée. La partie restante étant attribuée au faisceau réfléchi ou transmis à l'intérieur du cristal. On peut ainsi suivre le trajet du photon jusqu'à ce que son énergie soit inférieure à une valeur seuil que nous avons fixé à 10^{-7} fois l'énergie du photon incident. De manière à simuler l'éclairage du cristal par une lumière naturelle la plus réaliste possible, il faut lancer un très grand nombre de photons (typiquement 10^6) parallèles entre eux et répartis au hasard

sur la surface "éclairée" du cristal.

Nous avons considéré des cristaux aléatoirement orientés dans l'espace, c'est à dire qu'ils n'admettent pas de direction privilégiée dans le référentiel terrestre. Ainsi, le stockage des photons émergents, c'est à dire diffusés par le cristal ne tiendra pas compte de l'angle de diffusion azimuthal Φ mais uniquement de l'angle de diffusion zénithal Θ présenté sur la figure ci-dessous.

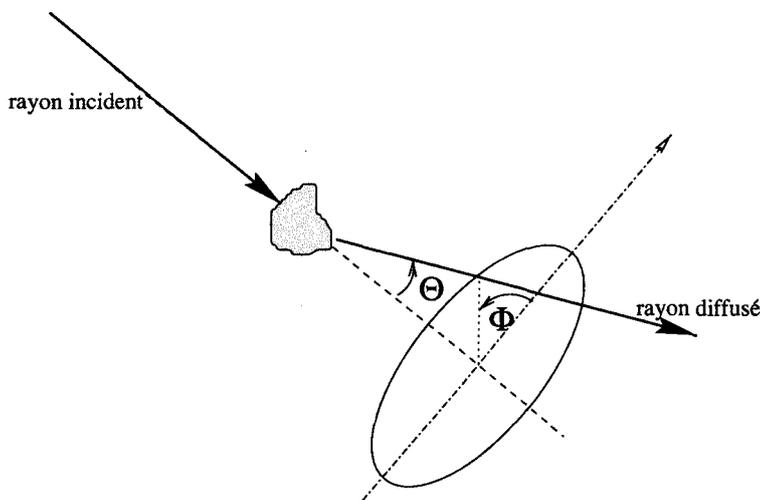


FIG. 2.1 – Géométrie de la diffusion.

2.2.1.2 Comparaison de différentes méthodes de lancer de rayon

Au cours de cette thèse, nous avons été amené à développer un programme de lancer de rayon basé sur le calcul de la matrice d'amplitude (nous appellerons cette méthode, Lancer de Rayon par la Matrice d'Amplitude ou LRMA). Dans une méthode énergétique de lancer de rayon [Brogniez, 1992], le calcul de l'effet des différentes réflexions et réfractions que subit un photon au cours de son trajet dans le cristal, s'effectuait en terme d'énergie, c'est à dire sur le carré des composantes parallèle et perpendiculaire du champ électrique associé au photon. Dans la méthode LRMA, l'effet de ces différentes réflexions et réfractions est directement explicité sur les composantes parallèle et perpendiculaire du champ par l'intermédiaire de la matrice d'amplitude (cf. Annexe A). Puisque le calcul des propriétés de diffusion d'une particule donnée, qu'il soit basé sur la diffusion des champs complexes ou sur celle de leur énergie doit donner des matrices de diffusion (cf Annexe A.4.2) identiques, nous avons en premier lieu confronté ces deux méthodes.

A titre de vérification, la figure 2.2 présente une comparaison des éléments non nuls de la

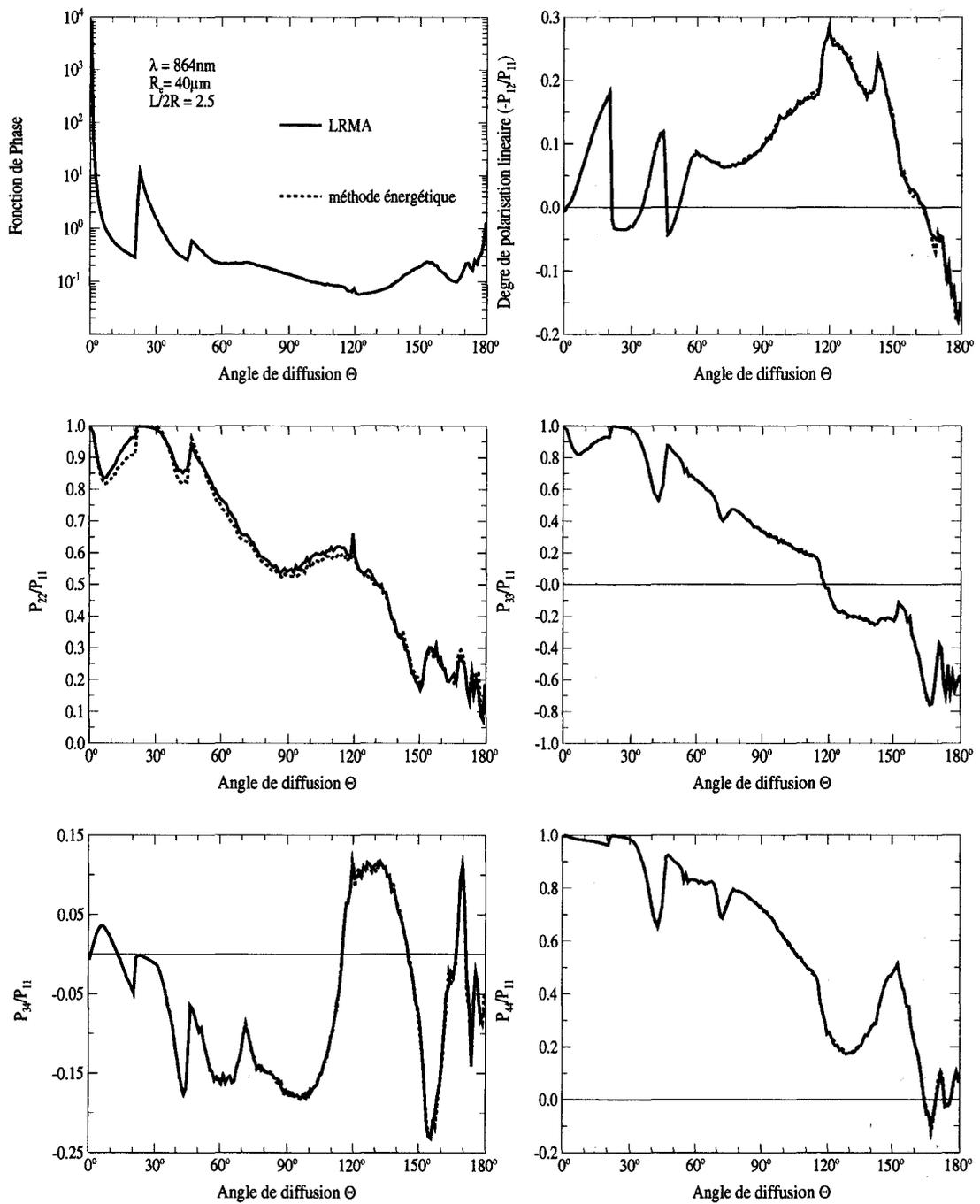


FIG. 2.2 – Comparaison des éléments non nuls de la matrice de diffusion provenant de la méthode LRMA et de la méthode énergétique à 864nm. Le cristal est défini par un rayon de sphère équivalente en volume R_e et un facteur de forme $L/2R$ (L et R sont respectivement la largeur et le rayon du cristal). Ici, $R_e = 40\mu\text{m}$ et $L/2R = 2.5$.

matrice de diffusion issus de la méthode LRMA et de la méthode énergétique, pour un cristal pur à base hexagonale aléatoirement orienté dans l'espace. Comme nous pouvons le voir, les différences sont infimes et montrent que nous pourrions utiliser la méthode LRMA pour la suite de notre travail.

2.2.2 La méthode de Monte-Carlo

2.2.2.1 Principes généraux

La méthode de Monte-Carlo est un outil numérique qui permet d'étudier un grand nombre de processus et de phénomènes. Elle permet de traiter deux types de problèmes:

- les problèmes probabilistes. On simule alors le phénomène à l'aide de processus aléatoires de densités de probabilités adaptées. Prenons un exemple: un photon ayant parcouru une distance l , a une probabilité $p(l)$ d'être absorbé, et sa trajectoire est supprimée si un nombre aléatoire tiré l'indique.
- les problèmes déterministes décrits par une équation. La technique de Monte-Carlo permet alors de traiter ces problèmes de deux façons: d'une part, par résolution numérique de l'équation par essais et erreurs; d'autre part, par une approche statistique du problème en attribuant un poids à la grandeur simulée. Par exemple: lorsqu'un photon rencontre une inclusion, on lui attribue un poids (l'albedo de diffusion simple de l'inclusion) correspondant à l'énergie diffusée, l'énergie restante étant considérée comme absorbée par l'inclusion.

La méthode choisie pour traiter la transmission à travers le cristal et l'absorption par les inclusions est celle du photon pondéré, car cette méthode améliore la rapidité du code dans le cas des trajectoires ayant une grande importance statistique dans la solution finale.

La méthode de Monte-Carlo consiste donc en une simulation directe des processus physiques qui affectent le rayonnement. La démarche consiste à suivre le photon tout au long de son trajet jusqu'à ce que son énergie soit assez faible pour que l'on puisse en renvoyer un autre.

2.2.2.2 Rappels: probabilité d'évènements discrets et d'évènements continus

Évènements discrets: Soient n évènements indépendants X_1, X_2, \dots, X_n , s'excluant mutuellement, de probabilités respectives p_1, p_2, \dots, p_n telles que $p_1 + p_2 + \dots + p_n = 1$.

Soit ζ un nombre aléatoire compris entre 0 et 1:

$$\text{si } p_1 + p_2 + \dots + p_{i-1} \leq \zeta \leq p_1 + p_2 + \dots + p_i \quad (2.1)$$

Alors ζ détermine l'évènement i .

Évènements continus: L'évènement est caractérisé par une grandeur continue x (par exemple x est un angle de diffusion) telles que $a \leq x \leq b$. Soit $p(x)dx$ la probabilité d'avoir x compris entre x et $x + dx$ ($p(x)$ est appelé densité de probabilité).

Dans ce cas, soit ζ' un nombre aléatoire compris entre 0 et 1, tel que:

$$\zeta' = \int_a^x p(X)dX = L(x) \quad (2.2)$$

où la fonction $L(x)$ représente la fonction de distribution associée à x .

ζ' détermine alors l'évènement x .

2.2.3 La Théorie de Mie

Brève description: Tous les problèmes d'optique théorique relèvent de la théorie de Maxwell et devraient être résolus en tant que tels si une solution exacte est requise. En général le physicien cherchera des solutions approchées, plus faciles à calculer, au moyen d'hypothèses réalistes plutôt que de résoudre rigoureusement un système d'équation. Cependant, la solution exacte est souvent le seul moyen qui permet de vérifier la validité de ces solutions approchées.

Le physicien Allemand *Gustav Mie* (1908) fut le premier à publier une théorie rigoureuse sur la diffusion de la lumière par des particules sphériques. Cette théorie est basée sur la résolution des équations de Maxwell, et permet un calcul exact des paramètres optiques de particules sphériques quelle que soit leur dimension par rapport à la longueur d'onde du rayonnement électromagnétique. D'autres versions ont également été développées par *Stratton* (1941) et *van de Hulst* (1957). Comme nous l'avons déjà vu précédemment, la théorie de Mie est particulièrement utile pour les problèmes atmosphériques car elle est applicable quelle que soit la longueur d'onde du rayonnement incident et quelle que soit la taille des particules: des molécules de gaz (diffusion Rayleigh, diamètre $d \simeq 10^{-9} m$) aux tailles intermédiaires comme les aérosols ($d \simeq 10^{-7} m$) jusqu'aux grosses gouttes d'eau qui composent les nuages ($d \simeq 10^{-5} m$).

Paramètres utiles: En ce qui concerne notre étude, la théorie de Mie nous a permis de calculer les paramètres optiques des impuretés à l'intérieur du cristal. Ces paramètres sont:

(i) La fonction de phase, utilisée dans la technique de Monte-Carlo afin de savoir comment l'impureté diffuse la lumière. (ii) L'albedo de diffusion simple directement relié à la quantité de lumière absorbée. (iii) Les coefficients \widetilde{A}_1 et \widetilde{A}_2 de la matrice d'amplitude qui nous donnent l'information sur la façon dont les impuretés polarisent la lumière (cf. Annexe A).

2.3 Le modèle: Inhomogeneous Hexagonal Monocrystal (IHM)

2.3.1 Description

Les mesures in situ effectuées dans les nuages de glace ont fait ressortir deux caractéristiques microphysique prépondérantes: (i) d'une part, ces nuages sont constitués principalement de particules de grande taille devant la longueur d'onde du spectre visible, (ii) d'autre part, la forme de ces particules est très variée devenant de plus en plus compliquée à mesure que leur dimension augmente (dû au phénomène d'agrégation). Ces deux caractéristiques "physiques" font que la seule méthode qui permette la simulation de leurs propriétés de diffusion dans des temps de calcul acceptables, est la méthode du lancer de rayon. Cette méthode a déjà largement été utilisée, notamment pour le calcul des paramètres de diffusion de cristaux hexagonaux aléatoirement orientés dans l'espace présentant ni impureté ni irrégularité de surface [Wendling et al., 1979, Cai and Liou, 1982, Takano and Jayaweera, 1985]. Le cristal est alors défini par sa longueur L et le rayon R du cercle circonscrit à la base de l'hexagone (figure 2.3), ou par son facteur de forme $L/2R$ et le rayon R_e de la sphère équivalente en volume.

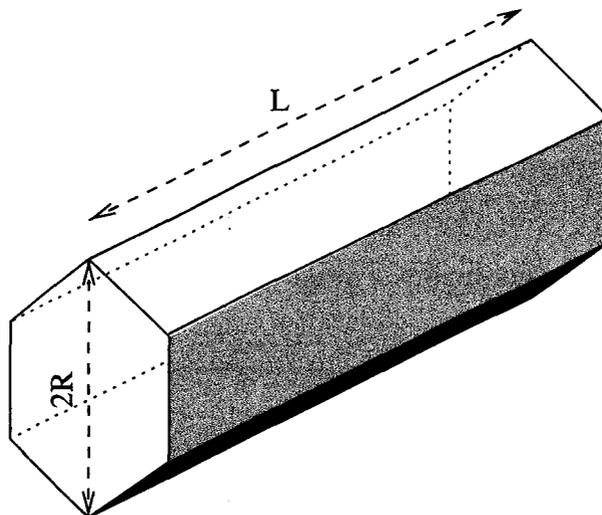


FIG. 2.3 - Cristal à base hexagonale.

La méthode du lancer de rayon a également été utilisée pour étudier la diffusion de la lumière par des cristaux de formes encore plus complexes comme les polycristaux. Ce type de cristal développé par *Macke et al.* (1996b) est une représentation mathématique idéale de la complexité basée sur la méthode des fractals, la particule est réalisée comme une seconde génération de triadic Koch-fractals. D'autres représentations de cristaux hexagonaux prenant en compte des irrégularités de surface ont également été modélisés grâce au lancer de rayon [Hess et al., 1998a].

En nous inspirant d'une étude faite au préalable par *Macke et al.* (1996a), nous avons choisi de modéliser les cristaux qui composent les nuages de glace par des particules ayant une structure à base hexagonale parfaite dans lesquelles nous avons ajouté des inhomogénéités. Ce type de modélisation n'est pas irréaliste car comme nous l'avons vu dans l'introduction de ce chapitre, plusieurs observations réalisées dans des nuages de glace ont montré que des bulles d'air, des aérosols minéraux ainsi que des impuretés de suie peuvent se trouver prisonnières à l'intérieur de cristaux [Hallet, 1994, Noone et al., 1993]. La planche ci-dessous présente deux photos de cristaux de glace dans lesquels nous pouvons distinguer de petites inclusions de bulles d'air.

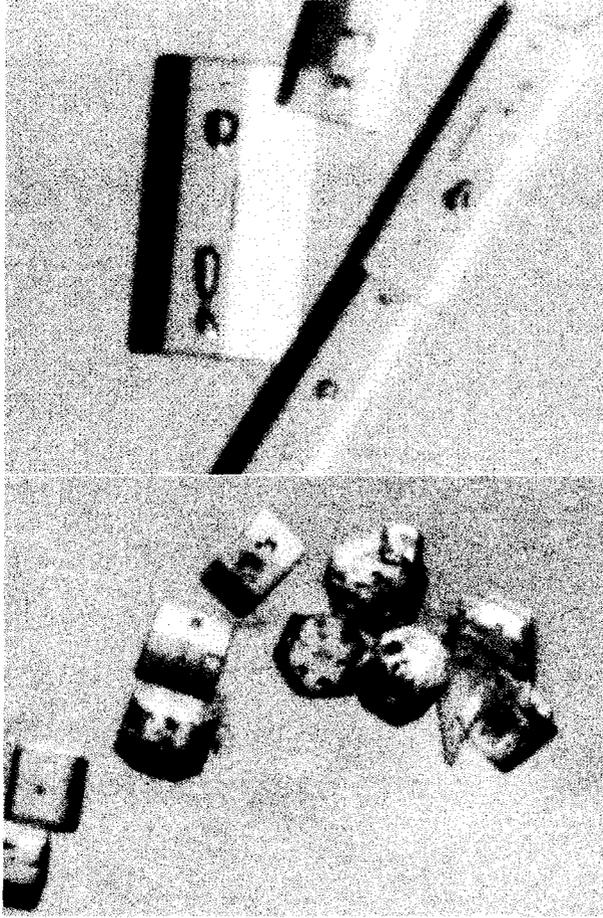


FIG. 2.4 – Particules de glace présentant des inclusions de bulles d'air.

Par hypothèse, nous allons étudier l'effet d'inclusions sphériques, qui admettent une distribution en taille $n(r)$ de type gamma standard définie par un rayon effectif r_{eff} et une variance effective v_{eff} :

$$n(r) = C r^{\frac{1-3v_{eff}}{v_{eff}}} e^{-\frac{r}{r_{eff}v_{eff}}} \quad (2.3)$$

La valeur de la variable C est choisie de manière à ce que la distribution en taille $n(r)$ soit normalisée.

$$\int_0^{\infty} n(r) dr = 1 \quad (2.4)$$

2.3.2 La Diffraction

Nous avons vu que dans la méthode du lancer de rayon, une partie de la lumière diffusée provient de la diffraction, décrite par la théorie de Fraunhofer, tandis que l'autre partie est diffusée suivant les lois de l'optique géométrique. Dans ce paragraphe, nous allons nous intéresser à la partie diffractée, en expliquant de manière succincte la prise en compte de ce phénomène dans le modèle IHM.

Le calcul de la figure de diffraction par une particule de grande dimension par rapport à la longueur d'onde est basé sur le principe énoncé par le théorème de Babinet. D'après ce théorème, la figure de diffraction est identique, mais en opposition de phase, à celle produite par une ouverture de forme et de taille équivalente à l'ombre géométrique de la particule dans un plan perpendiculaire au rayonnement incident. Tout le problème revient donc à calculer le contour géométrique de l'ombre projetée puis la diffraction par une telle ouverture. La particule étant supposée aléatoirement orientée dans l'espace, on comprend bien qu'un calcul exact de la diffraction pour chaque contour géométrique et chaque orientation serait excessivement long. Dès lors, un calcul approché a été mis en oeuvre. Celui-ci consiste à interpoler linéairement pour chaque surface apparente, l'énergie diffractée en fonction des surfaces apparentes extrêmes (minimum et maximum), et de leurs énergies diffractées respectives. On peut noter que ce calcul approché induit des erreurs inférieures à 4% par rapport à un calcul exact. De plus, dans cette approximation, le calcul de la diffraction n'est effectué que deux fois, ce qui réduit le temps de computation d'un facteur supérieur à 30. Le calcul du contour de l'ombre projetée, le calcul exact de la diffraction par un trou de même géométrie ainsi que la validation du calcul approché ont été effectués par *G. Brogniez* (1992) et sont intégralement décrits dans sa thèse d'état. Les détails de calcul ne seront donc pas rappelés ici, par contre l'expression des champs et par conséquent la contribution de la diffraction sur la matrice de diffusion sont explicités ci-après.

Le phénomène de diffraction ne change pas l'état de polarisation de la lumière. Dès lors, on peut exprimer dans le formalisme de la matrice d'amplitude, les composantes parallèle ($\widetilde{E}_{\parallel}^{dif}$) et perpendiculaire ($\widetilde{E}_{\perp}^{dif}$) du champ électromagnétique diffracté à une distance r , de la manière suivante:

$$\begin{pmatrix} \widetilde{E}_{\parallel}^{dif} \\ \widetilde{E}_{\perp}^{dif} \end{pmatrix} = \frac{e^{-ikr+ikz}}{ikr} \begin{pmatrix} \widetilde{A}^{dif} & 0 \\ 0 & \widetilde{A}^{dif} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \widetilde{E}_{i\parallel} \\ \widetilde{E}_{i\perp} \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

où $k = 2\pi/\lambda$ est le nombre d'onde et z la direction de propagation du champ incident.

La comparaison de ce résultat avec la définition générale de la matrice d'amplitude, faite en annexe A, montre que la théorie de la diffraction implique [van de Hulst, 1981] (section 8.21) que les coefficients \widetilde{A}_3 et \widetilde{A}_4 sont nuls tandis que \widetilde{A}_1 et \widetilde{A}_2 sont égaux et donnés par:

$$\widetilde{A}^{dif}(\Theta) = \frac{k}{\lambda} G \widetilde{D}(\Theta) = \frac{k^2}{2\pi} G \widetilde{D}(\Theta) \quad (2.6)$$

où G représente la surface géométrique de l'ombre projetée et $\widetilde{D}(\Theta)$ est une fonction complexe qui est égale à 1 pour $\Theta = 0$. Cette fonction décrit essentiellement l'amplitude dans la figure de diffraction. Les coefficients, \widetilde{A}_3 et \widetilde{A}_4 étant nuls, la contribution de la diffraction s'exprime, dans le formalisme de la matrice de diffusion, uniquement sur les termes de la diagonale. Afin de prendre en compte la contribution de toutes les particules orientées aléatoirement dans l'espace, on effectue une sommation sur les N_γ orientations (chaque orientation du cristal symbolise une nouvelle particule orientée différemment). En utilisant les relations entre les coefficients de la matrice d'amplitude et ceux de la matrice de diffusion définies par *van de Hulst* (1957), on obtient la contribution totale suivante:

$$P^{dif}(\Theta) = \frac{1}{N_\gamma} \begin{pmatrix} \sum_{i=1}^{N_\gamma} |\widetilde{A}_i^{dif}|^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \sum_{i=1}^{N_\gamma} |\widetilde{A}_i^{dif}|^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sum_{i=1}^{N_\gamma} |\widetilde{A}_i^{dif}|^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \sum_{i=1}^{N_\gamma} |\widetilde{A}_i^{dif}|^2 \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

Il suffit par la suite de sommer cette contribution avec celle de la diffusion propre pour obtenir la matrice de diffusion complète.

2.3.3 Réflexion et réfraction par la matrice

Le calcul de la direction des faisceaux réfléchis et réfractés à travers un dioptre d'indice complexe, $\widetilde{m} = m_r - im_i$, s'effectue suivant les lois de Snell-Descartes appliquée au cas d'un milieu absorbant. Or comme le formalisme utilisé dans le programme IHM est le même que celui utilisé par *G. Brogniez* (1992) (cf. § 3.1.4; 3.1.5), nous n'en détaillerons pas le calcul ici. En parallèle avec la détermination des directions des faisceaux réfléchis et réfractés, il est nécessaire de déterminer leur intensité respective ainsi que leur état de polarisation. En

nous basant sur les lois de Fresnel, nous donnerons dans ce qui suit une brève définition des coefficients de réflexion et de transmission exprimés en terme d'amplitude du champ électromagnétique polarisé.

Considérons une onde plane monochromatique de polarisation quelconque, se propageant suivant \vec{z} , incidente sur un dioptré plan défini par sa normale et son orthonormale (\vec{u}_r, \vec{u}_l).

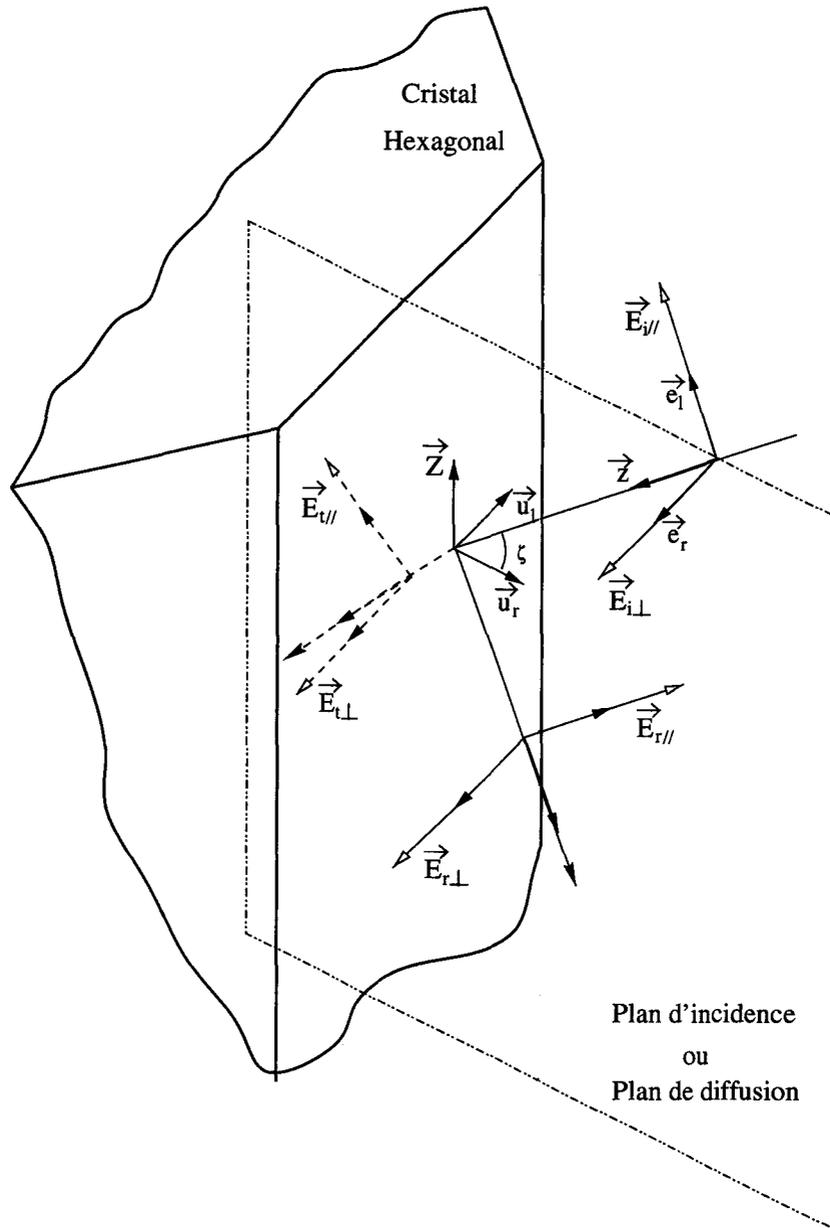


FIG. 2.5 – Représentation des composantes normale et parallèle au plan de diffusion des vecteurs champs électrique incident, réfléchi et transmis.

On appelle plan d'incidence, le plan passant par les vecteurs \vec{z} et \vec{u}_r . Ce plan, qui est

également le plan de diffusion, peut être défini par ses vecteurs unitaires (\vec{e}_r, \vec{e}_l) respectivement suivant la normale et l'orthonormale au plan tel que $\vec{e}_r \wedge \vec{e}_l = \vec{z}$ (cf. Fig. 2.5). Le vecteur champ électrique complexe de l'onde plane incidente étant transverse, il peut être représenté dans ce système d'axe par:

$$\widetilde{\vec{E}}_i = \widetilde{E}_{i\parallel} \vec{e}_l + \widetilde{E}_{i\perp} \vec{e}_r \quad (2.8)$$

où $\widetilde{E}_{i\parallel}$ et $\widetilde{E}_{i\perp}$ sont les composantes parallèles et perpendiculaires du champ complexes. Suivant la théorie de Fresnel, les facteurs de réflexion, associés aux champs électriques parallèle et perpendiculaire s'écrivent dans l'espace complexe:

$$\begin{cases} \widetilde{r}_{\parallel}(\varsigma) = \frac{\widetilde{m}^2 \cos \varsigma - (\widetilde{m}^2 + \cos^2 \varsigma - 1)^{1/2}}{\widetilde{m}^2 \cos \varsigma + (\widetilde{m}^2 + \cos^2 \varsigma - 1)^{1/2}} \\ \widetilde{r}_{\perp}(\varsigma) = \frac{\cos \varsigma - (\widetilde{m}^2 + \cos^2 \varsigma - 1)^{1/2}}{\cos \varsigma + (\widetilde{m}^2 + \cos^2 \varsigma - 1)^{1/2}} \end{cases} \quad (2.9)$$

où ς est l'angle d'incidence du faisceau défini par $\cos \varsigma = (-\vec{z}) \cdot \vec{u}_r$ et \widetilde{m} est l'indice complexe du milieu.

On peut alors définir les intensités polarisées réfléchies ($I_{r\parallel}$ et $I_{r\perp}$) et transmises ($I_{t\parallel}$ et $I_{t\perp}$) par:

$$\begin{cases} I_{r\parallel} = E_{i\parallel}^2 R_{\parallel}(\varsigma) \\ I_{r\perp} = E_{i\perp}^2 R_{\perp}(\varsigma) \end{cases} \quad (2.10)$$

et

$$\begin{cases} I_{t\parallel} = E_{i\parallel}^2 (1 - R_{\parallel}(\varsigma)) \\ I_{t\perp} = E_{i\perp}^2 (1 - R_{\perp}(\varsigma)) \end{cases} \quad (2.11)$$

où $R_{\parallel}(\varsigma) = \widetilde{r}_{\parallel}(\varsigma) \widetilde{r}_{\parallel}^*(\varsigma)$ et $R_{\perp}(\varsigma) = \widetilde{r}_{\perp}(\varsigma) \widetilde{r}_{\perp}^*(\varsigma)$, $\widetilde{r}_{\parallel}^*(\varsigma)$ et $\widetilde{r}_{\perp}^*(\varsigma)$ étant les complexes conjugués des facteurs de réflexion.

A chaque évènement se produisant à la frontière du cristal, une partie de l'énergie du photon est transmise tandis que l'autre partie est réfléchi.

Si le photon vient de l'extérieur du cristal, la partie réfléchi va être stockée dans un intervalle d'angle $\Delta\Theta$ autour de l'angle de diffusion Θ . Au contraire si le photon vient de l'intérieur du cristal, alors c'est la partie émergente (transmise) qui va être stockée.

Lorsque le photon est dans le cristal, nous utilisons la technique de Monte-Carlo afin de prendre en compte ses éventuelles interactions avec des inclusions.

2.3.4 Distance parcourue et absorption d'un photon

Le but de ce paragraphe est d'exprimer la distance d qu'un photon va parcourir dans le cristal avant de rencontrer une inclusion ainsi que la façon dont nous avons traité l'absorption.

2.3.4.1 Distance avant de rencontrer une inclusion

Appliquons la définition vue au paragraphe 2.2.2.2 concernant la probabilité d'évènements continus au calcul de la distance qu'un photon peut parcourir avant de rencontrer une inclusion. On considère un milieu homogène et isotrope, de coefficient d'extinction k_{ext} . Si on suppose que le photon se propage suivant l'axe \vec{z} , alors la probabilité $P(z, z + dz)$ pour que la collision avec une inclusion ait lieu entre z et $z + dz$ est égale à la probabilité $Q(0, z)$ que le photon arrive jusqu'en z sans rencontrer d'inclusion multiplié par la probabilité $P(0, dz)$ que le photon rencontre une inclusion dans l'élément dz .

Or, la probabilité que le photon arrive jusqu'en z s'écrit de la façon suivante:

$$Q(0, z) = e^{-k_{ext}z} \quad (2.12)$$

De plus, la probabilité $P(0, dz)$ que le photon rencontre une inclusion dans l'élément dz est égale à 1 moins la probabilité $Q(0, dz)$ qu'il ne rencontre pas d'inclusion dans cet élément, soit:

$$P(0, dz) = 1 - Q(0, dz) = 1 - e^{-k_{ext}dz} \quad (2.13)$$

Comme l'élément dz est très petit, on peut faire un développement limité de l'exponentielle, ce qui donne:

$$P(0, dz) = k_{ext}dz \quad (2.14)$$

d'où,

$$P(z, z + dz) = Q(0, z)P(0, dz) = k_{ext}e^{-k_{ext}z}dz \quad (2.15)$$

La distance d parcourue par le photon avant de rencontrer une inclusion peut alors être trouvée en résolvant l'équation:

$$\xi = \int_0^d k_{ext}e^{-k_{ext}z}dz \quad (2.16)$$

$$\implies d = -\frac{\ln(\xi)}{k_{ext}} = -\langle l \rangle \ln(\xi) \quad (2.17)$$

où ξ est un nombre aléatoire compris entre 0 et 1, et $\langle l \rangle = 1/k_{ext}$ le libre parcours moyen entre deux évènements consécutifs.

Sachant que le cristal n'est pas infini, il faut en permanence comparer cette distance d avec la distance d_f de la face du cristal la plus proche dans la direction de propagation. Si $d < d_f$, alors le photon rencontre une inclusion, sinon il va heurter la frontière du cristal.

L'utilisation de la méthode du lancer de rayon couplée avec la technique de Monte-Carlo suppose les deux hypothèses inhérentes suivantes:

- d'une part, la distance séparant deux inclusions voisines doit être supérieure à plusieurs fois leur rayon afin de les traiter comme des diffuseurs indépendants,
- d'autre part, la distance entre un bord du cristal et une inclusion doit également être plus grande qu'une certaine valeur de manière à assurer la validité des lois de Snell-Descartes et de Fresnel.

En se basant sur le travail de *Mishchenko et al.* (1995) et de *Macke et al.* (1996a), nous avons supposé que ces deux conditions requièrent une distance d , entre deux évènements consécutifs, supérieure à quatre fois le rayon de l'inclusion.

2.3.4.2 Prise en compte de l'absorption

Nous avons vu au paragraphe 2.2.2.1 que la méthode choisie pour traiter l'absorption du photon par une inclusion ou par la matrice est celle du photon pondéré.

L'absorption électromagnétique: L'absorption électromagnétique se fait en attribuant un poids au photon. A chaque fois qu'un photon parcourt une distance l dans le cristal, son énergie (qui vaut 1 avant d'arriver sur le cristal) est multipliée par l'atténuation subie le long de ce trajet, c'est à dire: $\exp(-2km_i l)$

où m_i représente la partie imaginaire de l'indice de réfraction du cristal et $k = 2\pi/\lambda$ est le nombre d'onde.

Absorption par une inclusion: A chaque fois qu'un photon rencontre une inclusion, on attribue également un poids au photon en multipliant son énergie par l'albedo de diffusion simple ϖ_0 de l'inclusion (donné par la théorie de Mie). Donc le photon est toujours diffusé mais une partie de son énergie est absorbée par l'inclusion.

2.3.5 Diffusion par une inclusion

Dans une première étape, nous avons calculé les propriétés de diffusion de cristaux aléatoirement orientés contenant des impuretés sans prendre en compte la polarisation, de façon à pouvoir comparer nos résultats avec ceux fournis par *Macke et al.* (1996a). Dans une seconde étape, il nous est apparu fondamental de pouvoir calculer la façon dont les particules du modèle peuvent polariser la lumière, afin de comparer les simulations avec les mesures en polarisation effectuées par le radiomètre POLDER (cf Chap. 3). Cette partie est donc destinée à présenter le calcul de la diffusion par des inclusions à l'aide d'une technique de Monte-Carlo sans prendre en compte la polarisation, puis en la prenant en compte.

2.3.5.1 Sans tenir compte de la polarisation

Soit \vec{z} , la direction de propagation du photon incident. Appelons \vec{z}_d sa direction après avoir été diffusé par une inclusion, définie par les angles θ et φ (cf fig. 2.6). La fonction de phase P d'une particule représente la manière dont elle redistribue la lumière dans l'espace. $P(\theta)$ peut donc être interprétée comme une fonction de probabilité de diffusion dans une direction donnée θ . Par conséquent, on peut utiliser la fonction de phase des impuretés comme probabilité d'évènement continu (cf §2.2.2.2) afin de calculer l'angle zénithal de diffusion θ . L'angle azimutal φ est donné par un tirage aléatoire entre 0 et 2π . Soit ζ et ζ' deux nombres aléatoires compris entre $[0, 1]$, les angles θ et φ correspondants peuvent alors être trouvés en résolvant les relations suivantes [Macke et al., 1996a]:

$$\zeta = \frac{\int_0^\theta P(\theta') \sin \theta' d\theta'}{\int_0^\pi P(\theta') \sin \theta' d\theta'} \quad (2.18)$$

et

$$\zeta' = \frac{\varphi}{2\pi} \quad (2.19)$$

Ici, la fonction de phase des inclusions $P(\theta)$ est calculée à partir de la théorie de Mie pour la granulométrie considérée au paragraphe 2.3.1. Ainsi, à chaque fois qu'un photon va rencontrer une inclusion, la nouvelle direction du photon diffusé va être donnée par l'intermédiaire du système d'équation précédent et du tirage de deux nombres aléatoires ζ et ζ' . Il est intéressant de remarquer que dans cette approche, la taille de l'inclusion rencontrée n'a aucune importance puisque la fonction de phase a été calculée pour une granulométrie donnée. C'est donc une fonction de phase moyenne, qui donne les mêmes propriétés de diffusion qu'un nuage composé d'inclusions de différentes tailles, qui est utilisée pour le calcul de la diffusion.

2.3.5.2 Prise en compte de la polarisation

Les travaux de *Mishchenko et al.* (1995b) et de *Chepfer et al.* (1998) ont montré que la lumière polarisée est très sensible à la forme des diffuseurs. Dès lors, une comparaison modèle-mesures en polarisation pourrait s'avérer très fructueuse, notamment en ce qui concerne le choix de la forme du cristal utilisé pour modéliser la microphysique des cirrus. Il était donc indispensable de compléter les travaux de *Macke et al.* (1996a) en évaluant tous les éléments indépendants de la matrice de diffusion, de façon à pouvoir déterminer l'état de polarisation de la lumière diffusé par un cristal IHM.

Calcul du rayon de l'inclusion - Pourquoi? La méthode LRMA, basée sur le formalisme de la matrice d'amplitude (cf. § 2.2.1.2), a été développée dans le but de prendre en compte la polarisation dans le modèle IHM.

Nous savons que la matrice d'amplitude d'une particule contient toute l'information sur la manière dont elle diffuse et polarise la lumière (cf. Annexe A). Nous avons donc choisi ce formalisme afin de traiter la façon dont les inclusions polarisent la lumière dans le modèle IHM. Cependant, l'introduction d'une granulométrie pour les inclusions implique d'intégrer leurs paramètres optiques tels que le coefficient d'extinction ou la fonction de phase sur la distribution en taille. Cette opération consiste à faire une sorte de "moyenne" et suppose que les grandeurs intégrées soient réelles. Or dans le formalisme de la matrice d'amplitude, les paramètres qui interviennent appartiennent à l'espace complexe, on ne peut donc pas effectuer cette intégration sans perdre l'information sur la phase. Nous avons donc choisi de calculer le rayon des inclusions via leur distribution en taille. Dès lors, cette opération nous permet, par l'intermédiaire de la théorie de Mie, d'obtenir la fonction de phase et la matrice d'amplitude de chaque impureté que le photon va rencontrer. Pour connaître l'état de polarisation de la lumière après diffusion avec une inclusion, il suffit, après avoir effectué la rotation adéquate pour se ramener dans le plan de diffusion, de multiplier la matrice d'amplitude de la lumière incidente par celle correspondant à l'inclusion.

Procédure de calcul du rayon des inclusions : De façon similaire au calcul de l'angle zénithal de diffusion par une inclusion à partir de leur fonction de phase (cf. § 2.3.5.1), nous avons utilisé la distribution en taille des impuretés comme probabilité d'évènement continu, pour calculer le rayon de chaque inclusion que le photon va rencontrer. Une fonction de distribution $\mathcal{N}(r)$ associée au rayon r de l'inclusion a donc été introduite, et est définie comme suit :

La quantité $dn = n(r)dr$, où $n(r)$ est la granulométrie définie au paragraphe § 2.3.1, représente le nombre de particules par unité de volume dont le rayon est compris entre r et $r + dr$. On peut alors définir le nombre de particules par unité de volume cumulé, c'est à dire, le nombre total de particules dont le rayon est inférieur à r de la manière suivante:

$$N(r) = \int_0^r n(r) dr \quad (2.20)$$

Si on normalise cette grandeur par le nombre total de particules, on obtient la fonction de distribution $\aleph(r)$ associée à r .

$$\aleph(r) = \frac{\int_0^r n(r) dr}{\int_0^\infty n(r) dr} = \frac{N(r)}{N_0} \quad (2.21)$$

Pour trouver le rayon r de l'inclusion, on introduit un nombre aléatoire ζ compris entre 0 et 1 et on résoud l'équation suivante :

$$\zeta = \frac{1}{N_0} \int_0^r n(r) dr = \aleph(r) \quad (2.22)$$

où N_0 représente le nombre total de particules.

Calcul des angles θ et φ : Ce calcul provient d'une étude préalable effectuée par *Girasole et al.* (1997). Chaque photon tiré a, par définition, une énergie égale à l'unité. Le principe de calcul de la probabilité de diffusion est le suivant: la probabilité $p(\vec{\Omega})$ que le photon soit diffusé dans un angle solide élémentaire $d\omega$ autour de la direction $\vec{\Omega}$ est proportionnelle à l'énergie présente dans cet angle solide, soit:

$$p(\vec{\Omega})d\omega = \frac{dE(\vec{\Omega})}{\int_{\text{espace}} dE} \quad (2.23)$$

Considérons le repère $O \vec{x} \vec{y} \vec{z}$ associé à chaque photon où \vec{z} représente la direction de propagation du photon incident. \widetilde{E}_x et \widetilde{E}_y les composantes complexes de l'amplitude sont suivant les directions \vec{x} et \vec{y} (cf fig. 2.6).

L'intensité de l'onde incidente s'écrit alors:

$$I_i = \widetilde{E}_x \widetilde{E}_x^* + \widetilde{E}_y \widetilde{E}_y^* = I_x + I_y \quad (2.24)$$

Afin de simplifier les calculs, nous supposons que l'énergie du photon incident est égale à l'unité, $I_i = 1$. Dans un souci d'alléger les notations, nous omettrons par la suite le "tilde" qui caractérise les grandeurs complexes.

Soient θ et φ l'angle zénithal et azimutal de diffusion de cette onde. On note:

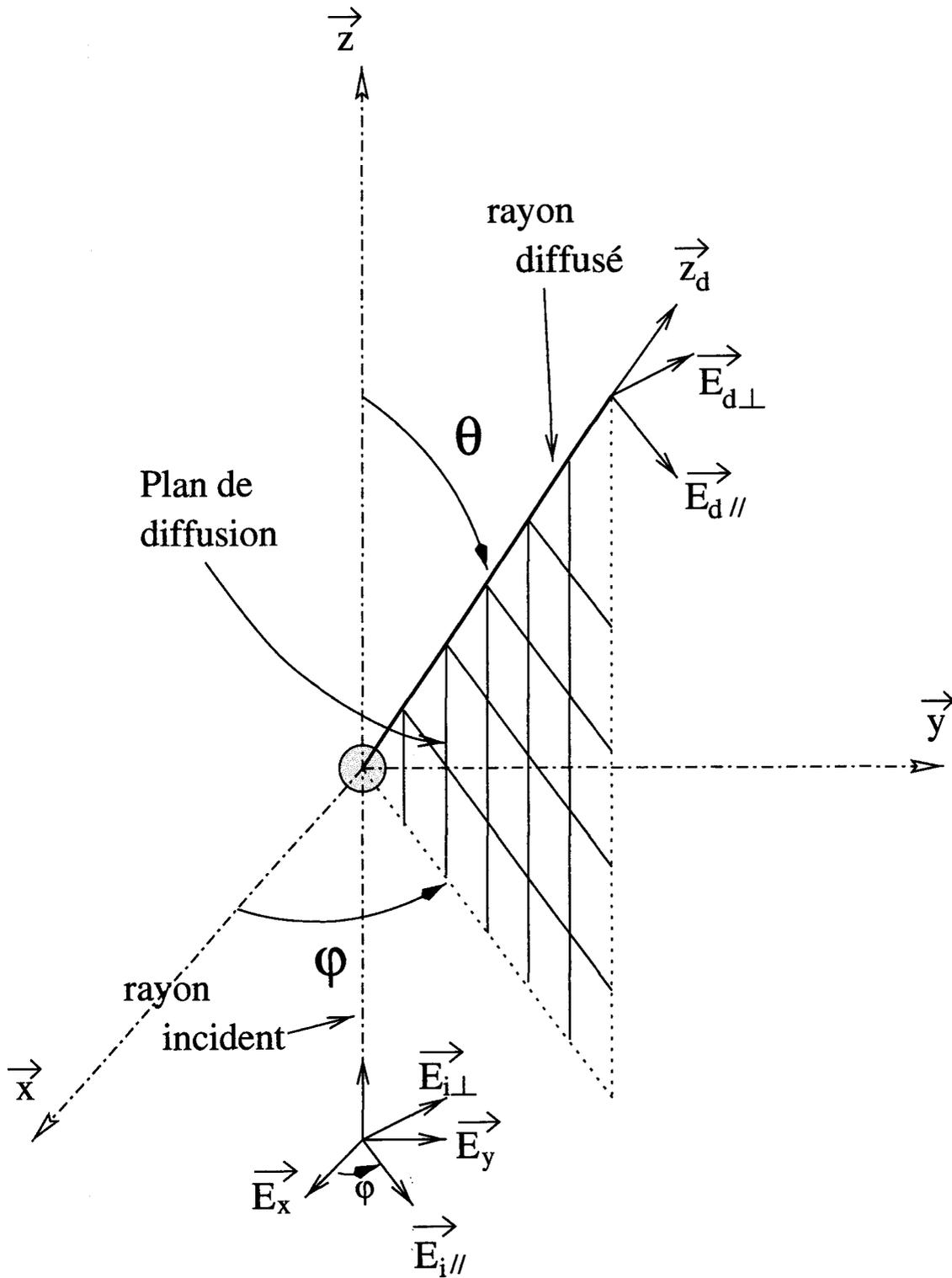


FIG. 2.6 – Diffusion par une inclusion sphérique.

$$\begin{cases} E_{i\parallel} = \cos \varphi E_x + \sin \varphi E_y \\ E_{i\perp} = -\sin \varphi E_x + \cos \varphi E_y \end{cases} \quad (2.25)$$

où $E_{i\parallel}$ est la composante parallèle au plan de diffusion du champs incident, et $E_{i\perp}$ la composante perpendiculaire à ce même plan (cf. Fig. 2.6).

L'amplitude diffusée est alors trouvée grâce à la théorie de Mie où les coefficients A_i de la matrice d'amplitude sont calculés de façon exacte.

On peut alors en déduire l'expression des composantes du champ diffusé, sachant que les coefficients A_3 et A_4 de la matrice d'amplitude sont nuls pour des particules sphériques (cf. Annexe A):

$$\begin{pmatrix} E_{d\parallel} \\ E_{d\perp} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_2 & 0 \\ 0 & A_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{i\parallel} \\ E_{i\perp} \end{pmatrix} \quad (2.26)$$

c'est à dire,

$$\begin{cases} E_{d\parallel} = A_2 E_{i\parallel} \\ E_{d\perp} = A_1 E_{i\perp} \end{cases} \quad (2.27)$$

D'où l'expression, calculée grâce aux relations précédentes, de l'intensité diffusée dans la direction (θ, φ) :

$$\begin{aligned} I_d(\theta, \varphi) &= E_{d\parallel} E_{d\parallel}^* + E_{d\perp} E_{d\perp}^* \\ &= |E_x|^2 (\cos^2 \varphi |A_2(\theta)|^2 + \sin^2 \varphi |A_1(\theta)|^2) \\ &\quad + |E_y|^2 (\sin^2 \varphi |A_2(\theta)|^2 + \cos^2 \varphi |A_1(\theta)|^2) \\ &\quad + (E_x E_y^* + E_x^* E_y) \sin \varphi \cos \varphi (|A_2(\theta)|^2 - |A_1(\theta)|^2) \end{aligned} \quad (2.28)$$

On peut alors exprimer le flux d'énergie diffusé dans l'angle solide $d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi$ de la façon suivante:

$$I_d(\theta, \varphi) d\Omega = f(\theta, \varphi) d\theta d\varphi \quad (2.29)$$

En posant $I_x = |E_x|^2$, $I_y = |E_y|^2$ et $U_{xy} = E_x E_y^* + E_x^* E_y$, on trouve que $f(\theta, \varphi)$ s'exprime de la manière suivante:

$$\begin{aligned}
f(\theta, \varphi) = & I_x \cos^2 \varphi |A_2(\theta)|^2 \sin \theta \\
& + I_x \sin^2 \varphi |A_1(\theta)|^2 \sin \theta \\
& + I_y \sin^2 \varphi |A_2(\theta)|^2 \sin \theta \\
& + I_y \cos^2 \varphi |A_1(\theta)|^2 \sin \theta \\
& + U_{xy} \sin \varphi \cos \varphi (|A_2(\theta)|^2 - |A_1(\theta)|^2) \sin \theta
\end{aligned} \tag{2.30}$$

Cette grandeur représente la densité de probabilité pour un photon d'être diffusé suivant les angles θ et φ .

Soit la densité de probabilité de θ , noté $f_\theta(\theta)$:

$$f_\theta(\theta) = \int_0^{2\pi} f(\theta, \varphi) d\varphi \tag{2.31}$$

et la densité de probabilité de φ , noté $f_\varphi(\varphi)$:

$$f_\varphi(\varphi) = \int_0^\pi f(\theta, \varphi) d\theta \tag{2.32}$$

D'après le *théorème de multiplication des lois de répartition*, on a:

$$\begin{cases} f(\theta, \varphi) = f_\theta(\theta) f(\varphi|\theta) \\ f(\theta, \varphi) = f_\varphi(\varphi) f(\theta|\varphi) \end{cases} \tag{2.33}$$

où $f(\theta|\varphi)$ et $f(\varphi|\theta)$ représentent respectivement la densité de probabilité de θ connaissant φ et la densité de probabilité de φ connaissant θ .

Ces densités de probabilités conditionnelles se calculent de la façon suivante:

$$\begin{cases} f(\varphi|\theta) = \frac{f(\theta, \varphi)}{f_\theta(\theta)} \\ f(\theta|\varphi) = \frac{f(\theta, \varphi)}{f_\varphi(\varphi)} \end{cases} \tag{2.34}$$

En utilisant les relations précédentes, et sachant que $I_x + I_y = 1$, on trouve l'expression de la densité de probabilité de θ , qui n'est autre que la fonction de phase de l'inclusion:

$$f_\theta(\theta) = \pi \sin \theta (|A_1(\theta)|^2 + |A_2(\theta)|^2) \tag{2.35}$$

d'où la loi de répartition associée:

$$F_\theta(\theta) = \frac{\int_0^\theta f_\theta(\theta) d\theta}{\int_0^\pi f_\theta(\theta) d\theta} = \frac{L(\theta)}{L(\pi)} \tag{2.36}$$

Soit ζ_θ un nombre aléatoire compris entre 0 et 1, l'angle θ est alors obtenu en résolvant l'équation:

$$L(\theta) = \zeta_\theta L(\pi) \quad (2.37)$$

Connaissant θ , il nous faut maintenant déterminer φ . La loi de répartition associée est:

$$F(\varphi|\theta) = \frac{\int_0^\varphi f(\varphi|\theta) d\varphi}{\int_0^{2\pi} f(\varphi|\theta) d\varphi} \quad (2.38)$$

En utilisant les notations précédentes, avec $Q_{xy} = I_x - I_y$ et $S(\theta) = \frac{|A_1(\theta)|^2 - |A_2(\theta)|^2}{|A_1(\theta)|^2 + |A_2(\theta)|^2}$ on trouve:

$$F(\varphi|\theta) = \frac{\varphi}{2\pi} - \frac{1}{2\pi} \left(\frac{\sin 2\varphi}{2} Q_{xy} + U_{xy} \sin^2 \varphi \right) S(\theta) \quad (2.39)$$

Pour trouver l'angle φ , on utilisera la même technique que précédemment. Soit ζ_φ un nombre aléatoire compris entre 0 et 1, l'angle φ est alors défini par :

$$2\pi\zeta_\varphi = \varphi - \left(\frac{\sin 2\varphi}{2} Q_{xy} + U_{xy} \sin^2 \varphi \right) S(\theta) \quad (2.40)$$

On remarquera que $2\pi\zeta_\varphi = \varphi$ correspond à la façon de tirer φ dans le cas où la polarisation n'est pas considérée.

2.3.5.3 Comparaison des fonctions de phase obtenues avec et sans polarisation

Compte tenu des différences existant dans le calcul de la diffusion de la lumière par des impuretés lorsque l'on considère ou non la polarisation, il s'avère intéressant de comparer les résultats de la diffusion primaire fournis par ces deux approches. Bien entendu, que l'on prenne ou non la polarisation en compte, les fonctions de phase doivent être les mêmes. La figure 2.7 présente la comparaison des fonctions de phase trouvées par ces deux approches pour le même cristal IHM.

On peut remarquer que les différences sont très faibles, ce qui nous permet de valider le calcul de la diffusion dans le cas où la polarisation est considérée. Les légères différences obtenues peuvent s'expliquer de la manière suivante: Lorsque la polarisation n'est pas prise en compte, le calcul de la diffusion par une impureté est fait à partir d'une fonction de phase unique intégrée sur la granulométrie des inclusions, c'est donc un calcul approché. Lorsque la polarisation est prise en compte, ce calcul est fait, cette fois ci, de manière exacte puisque les inclusions sont maintenant considérées individuellement. Ainsi, chaque inclusion ne diffusera pas la lumière de la même façon qu'une particule "moyenne" intégrée sur la distribution en taille, c'est ce qui explique les légères différences obtenues. Cependant, après avoir lancé un

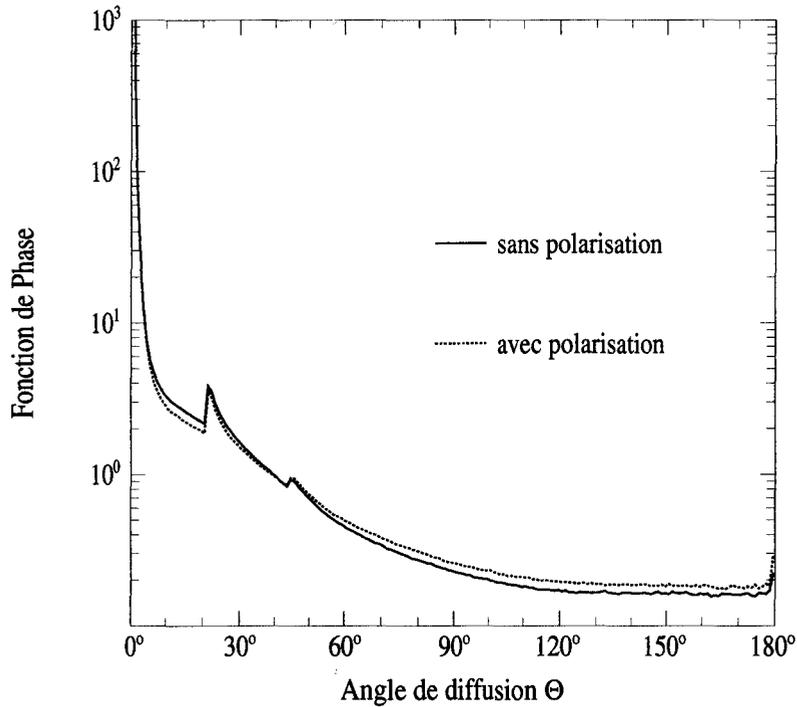


FIG. 2.7 – Comparaison des fonctions de phase calculées avec et sans polarisation à $\lambda = 864\text{nm}$. Le cristal est défini par $R_e = 40\mu\text{m}$ et un facteur de forme $L/2R = 2$. Les inclusions de bulles d'air sont définies par un libre parcours moyen $\langle l \rangle = 20\mu\text{m}$ un rayon effectif $r_{eff} = 1\mu\text{m}$ et une variance effective $v_{eff} = 0.1$

grand nombre de photons, les résultats montrent qu'en moyenne les deux approches donnent des propriétés de diffusion quasiment identiques.

2.4 Effets de différents types d'inclusions

2.4.1 Introduction

Ce paragraphe a pour but de mettre en évidence l'influence de différents types d'inclusions, absorbantes ou non, sur les propriétés de diffusion de cristaux aléatoirement orientés dans l'espace. Le cristal est défini par un facteur de forme $L/2R = 5$ et un rayon de sphère équivalente en volume $R_e = 40\mu m$. Cette géométrie correspond à une colonne hexagonale dont la dimension est conforme avec celle observée en moyenne dans les cirrus naturels [Gayet et al., 1996]. Deux sortes d'inclusion vont être considérées dans cette étude: les impuretés de suie, et les bulles d'air. Les paramètres de la distribution en taille de ces deux types de diffuseur sont résumés dans le tableau 2.1 ci-dessous. Nous y avons également indiqué les indices relatifs de réfraction et d'extinction. L'indice de la suie provient de Nilsson et al. (1979) qui donne une valeur de $\widetilde{m}_{suie} = 1.537 + i 0.38$ à $670nm$, tandis que pour les bulles d'air, nous avons supposé un indice $m = 1$. L'indice relatif est alors obtenu en divisant ces valeurs par l'indice de la glace tiré de Warren (1984), $\widetilde{m}_{glace} = 1.307 + i 1.89 10^{-8}$.

| Type | $r_{eff} (\mu m)$ | v_{eff} | m_r, m_i | Q_{ext} | ϖ_0 | g |
|-------------|-------------------|-----------|------------|-----------|------------|-------|
| bulle d'air | 1.0 | 0.1 | 0.76, 0.0 | 2.05 | 1.0 | 0.901 |
| suie | 0.5 | 0.2 | 1.18, 0.38 | 2.06 | 0.404 | 0.865 |

TAB. 2.1 – r_{eff} et v_{eff} représentent le rayon effectif et la variance effective caractérisant la granulométrie des inclusions. m_r et m_i sont leurs indices relatifs réel et imaginaire à $\lambda = 670nm$, Q_{ext} est le coefficient d'extinction des granulométries considérées, ϖ_0 l'albedo de diffusion simple, et g le facteur d'asymétrie.

Nous avons choisi ces deux types d'impuretés: d'une part parce qu'on les trouve dans les cristaux de glace (cf § 1.3.1), et d'autre part parce qu'elles ont des propriétés optiques différentes, révélées par leur fonction de phase respective présentée sur la figure 2.8.

Remarquons que l'air n'absorbe pratiquement pas le rayonnement électromagnétique visible, au contraire de la suie dont la présence aura pour effet d'accroître le coefficient d'absorption de la particule IHM.

Il est important de bien comprendre que les caractéristiques optiques de chaque inclusion auront des effets bien définis sur les propriétés de diffusion du cristal hôte. Par exemple, plus les inclusions vont diffuser la lumière de façon isotrope, plus les propriétés de diffusion d'un

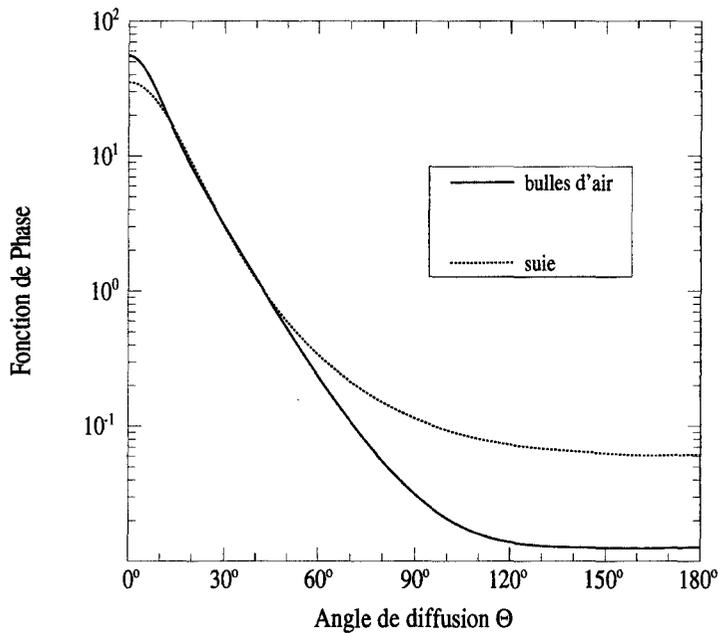


FIG. 2.8 – Fonction de phase des inclusions sphériques de bulles d'air et de suie calculées à 670nm , pour les granulométries considérées en Tab.2.2.

cristal IHM vont s'éloigner de celles d'un cristal pur.

Prenons un exemple afin de bien comprendre cette spécificité. Considérons deux diffuseurs idéaux non absorbant: le premier avec un facteur d'asymétrie g égal à 1, c'est à dire qu'il diffuse tout le rayonnement vers l'avant, le second avec un facteur d'asymétrie nul, c'est à dire qu'il diffuse le rayonnement de façon isotrope. Le cristal qui contiendra le premier type de diffuseur verra ses propriétés de diffusion inchangées car à chaque fois qu'un photon va rencontrer une inclusion il va être diffusé vers l'avant, c'est à dire dans la même direction que le photon incident. Par contre, le même cristal qui contiendra le second type de diffuseur n'aura plus du tout les mêmes propriétés de diffusion puisqu'à chaque fois qu'un photon va rencontrer une inclusion il va avoir autant de chance d'être diffusé dans toutes les directions.

2.4.2 Effets de diffuseurs absorbants et non-absorbants sur la fonction de phase

La figure 2.9 montre l'effet qu'entraîne ces différentes impuretés sur la fonction de phase totale. Ces effets vont bien évidemment dépendre, non seulement des propriétés optiques des impuretés, mais également de leur concentration dans le cristal que l'on exprime en terme de libre parcours moyen $\langle l \rangle$. Les résultats sont donnés pour trois libres parcours moyens différents. On peut remarquer qu'en diminuant $\langle l \rangle$, c'est à dire en augmentant le nombre de diffuseurs dans le cristal, les deux types d'impuretés augmentent de façon significative la diffusion avant (entre 0° et 22°), tout en diminuant l'intensité des halos à 22° et 46° . Cette caractéristique s'explique par le fait que les deux types d'inclusions diffusent fortement vers l'avant (figure 2.8). Par conséquent, les photons qui sont directement transmis à travers deux faces parallèles du cristal tout en ayant été diffusés une fois par une impureté auront leurs directions étalées autour de la direction du photon incident.

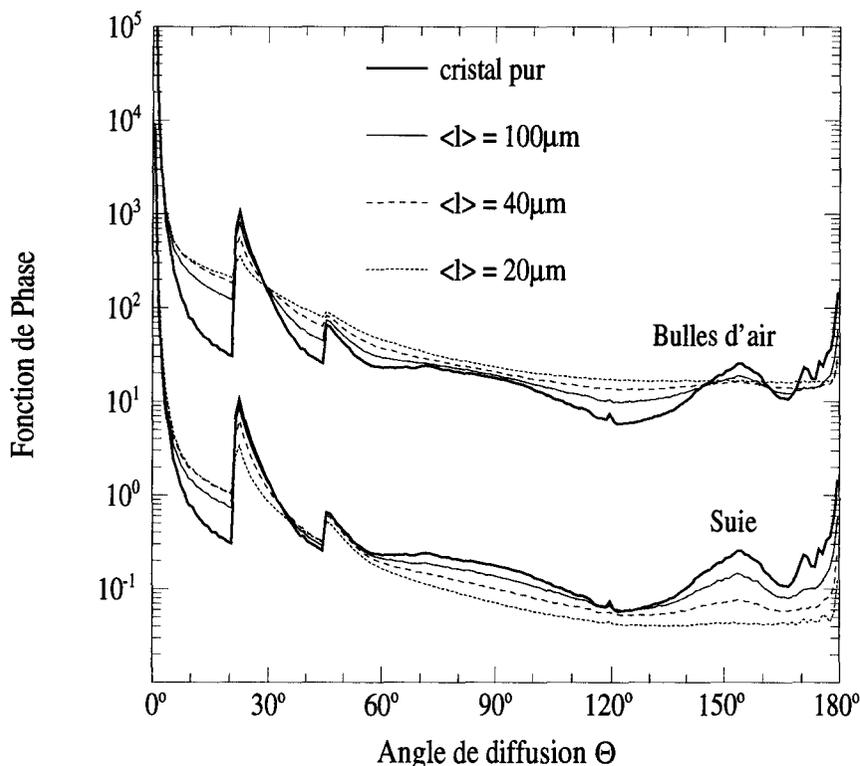


FIG. 2.9 – Fonction de phase de colonnes hexagonales à $\lambda = 670\text{nm}$ ($L/2R = 2$, $R_e = 40\mu\text{m}$), contenant des bulles d'air (échelle multipliée par un facteur 100), et des inclusions de suie pour 3 libres parcours moyen différents. Le cristal pur est représenté en trait plein.

C'est également le même mécanisme qui réduit l'intensité des halos. La différence significative entre les impuretés absorbantes et non absorbantes se fait principalement sur la diffusion latérale et arrière. Effectivement, on peut remarquer que les bulles d'air ont tendance à augmenter la diffusion latérale du cristal, tandis qu'avec des inclusions de suie l'effet est inverse. Ces effets opposés viennent du fait que la suie absorbe l'énergie du photon et réduit donc son trajet dans le cristal. C'est cette diminution des réflexions internes qui est à l'origine de l'atténuation de la diffusion latérale. En outre, l'augmentation de la concentration des impuretés accroît ce phénomène.

En ce qui concerne la diffusion arrière entre 150° et 180° , il y a disparition du maximum à 150° (lissage). De plus, lorsque les impuretés sont absorbantes (suie) on peut remarquer une diminution de la diffusion arrière avec le nombre d'inclusions, tandis qu'elle reste presque constante dans le cas d'impuretés non absorbantes (bulles d'air). D'une façon générale, l'introduction d'impuretés à l'intérieur du cristal a pour effet de "lisser" la fonction de phase. Nous avons éliminé le cas avec diffuseurs absorbants, car la concentration de suie requise pour changer significativement les propriétés de diffusion du milieu hôte nous a conduit à une valeur irréaliste de l'albedo de diffusion simple du cristal (cf tableau 2.2). Dans la suite de cette thèse, nous ferons l'hypothèse que les nuages de glace ne sont pas du tout absorbants dans le visible et donc nous nous limiterons au cas d'inclusions de bulles d'air.

| | bulle d'air | | suie | | cristal pur | |
|--------------------------------|-------------|------------|--------|------------|-------------|------------|
| | g | ϖ_0 | g | ϖ_0 | g | ϖ_0 |
| $\langle l \rangle = 20\mu m$ | 0.7553 | 0.9999 | 0.9193 | 0.6566 | | |
| $\langle l \rangle = 40\mu m$ | 0.7870 | 0.9999 | 0.8931 | 0.7556 | 0.8343 | 0.9999 |
| $\langle l \rangle = 100\mu m$ | 0.8128 | 0.9999 | 0.8647 | 0.8712 | | |

TAB. 2.2 – Valeurs des coefficients d'asymétrie g et des albedos de diffusion simple ϖ_0 à $\lambda = 670nm$ pour des cristaux contenant différentes concentration d'inclusions de bulles d'air et de suie. Les dimensions extérieures du cristal sont données par un rayon de sphère équivalente en volume de $R_e = 40\mu m$ et un facteur de forme $L/2R = 2$.

2.4.3 Effet d'inclusions de bulles d'air sur la matrice de diffusion

Ce paragraphe a pour but de montrer l'effet d'inclusions de bulles d'air sur les six coefficients indépendants de la matrice de diffusion d'un cristal aléatoirement orienté dans l'espace. La figure 2.10 présente ces six coefficients calculés pour un cristal pur (PHM pour

Pure Hexagonal Monocrystal) et un cristal contenant des inclusions de bulles d'air (IHM). Le cristal a un facteur de forme $L/2R = 5$ (il a donc l'aspect d'une colonne) et un rayon de sphère équivalente en volume $R_e = 40\mu m$. Les inclusions sont caractérisées par un libre parcours moyen $\langle l \rangle = 15\mu m$, un rayon effectif $r_{eff} = 1\mu m$ et une variance effective $v_{eff} = 0.1$.

D'après *Lacis et Mishchenko* (1995), on peut déterminer une densité d'inclusion N_i à l'aide du coefficient d'extinction volumique $\beta = 1/\langle l \rangle$. Ces auteurs ont notamment montré que la densité d'inclusion dont la taille suit une distribution gamma standard est donnée par la formule suivante:

$$N_i = \frac{\beta}{\pi r_{eff}^2 (1 - v_{eff})(1 - 2v_{eff}) Q_{ext}} \quad (2.41)$$

où Q_{ext} est le coefficient d'extinction des inclusions pour la granulométrie considérée. Les différentes valeurs des paramètres du modèle conduisent à une densité de bulles d'air $N_i \simeq 1.5 \cdot 10^{-2} \mu m^{-3}$, ce qui correspond à $\simeq 4000$ inclusions par cristal, c'est à dire une concentration volumique relative de $\simeq 6\%$. Il n'existe pas de preuve expérimentale qui confirme cette valeur, néanmoins elle semble raisonnable.

Comme nous pouvons le voir sur la figure 2.10, l'introduction d'impuretés dans le cristal n'affecte pas l'allure générale des coefficients de la matrice de diffusion, mais a pour effet de les lisser. Néanmoins, l'influence des inclusions apparaît beaucoup plus marquée sur les coefficients $-P_{12}/P_{11}$ et P_{34}/P_{11} dont la forme s'éloigne nettement de celle du cristal pur (PHM). Ces résultats sont comparables à ceux obtenus avec des modèles de forme complexe comme les polycristaux [Macke et al., 1996b] où des hexagones rugueux [Hess et al., 1998a] (cf. Fig. 2.11).

On peut noter que pour des raisons de symétrie, les valeurs des éléments P_{12}/P_{11} et P_{34}/P_{11} doivent être égales à zéro dans la direction de diffusion arrière ($\Theta = 180^\circ$) ainsi que dans la direction de diffusion avant ($\Theta = 0^\circ$), de même P_{22}/P_{11} et P_{33}/P_{11} doivent être égaux dans la direction de diffusion avant, et de signes opposés dans la direction de diffusion arrière (cf. Annexe A).

En fait, la méthode du lancer de rayon ne permet pas d'obtenir un résultat pour un angle précis, mais seulement pour un intervalle de largeur prédéfinie autour de cet angle. C'est pourquoi la valeur de ces éléments peut être légèrement différente de celle attendue théoriquement.

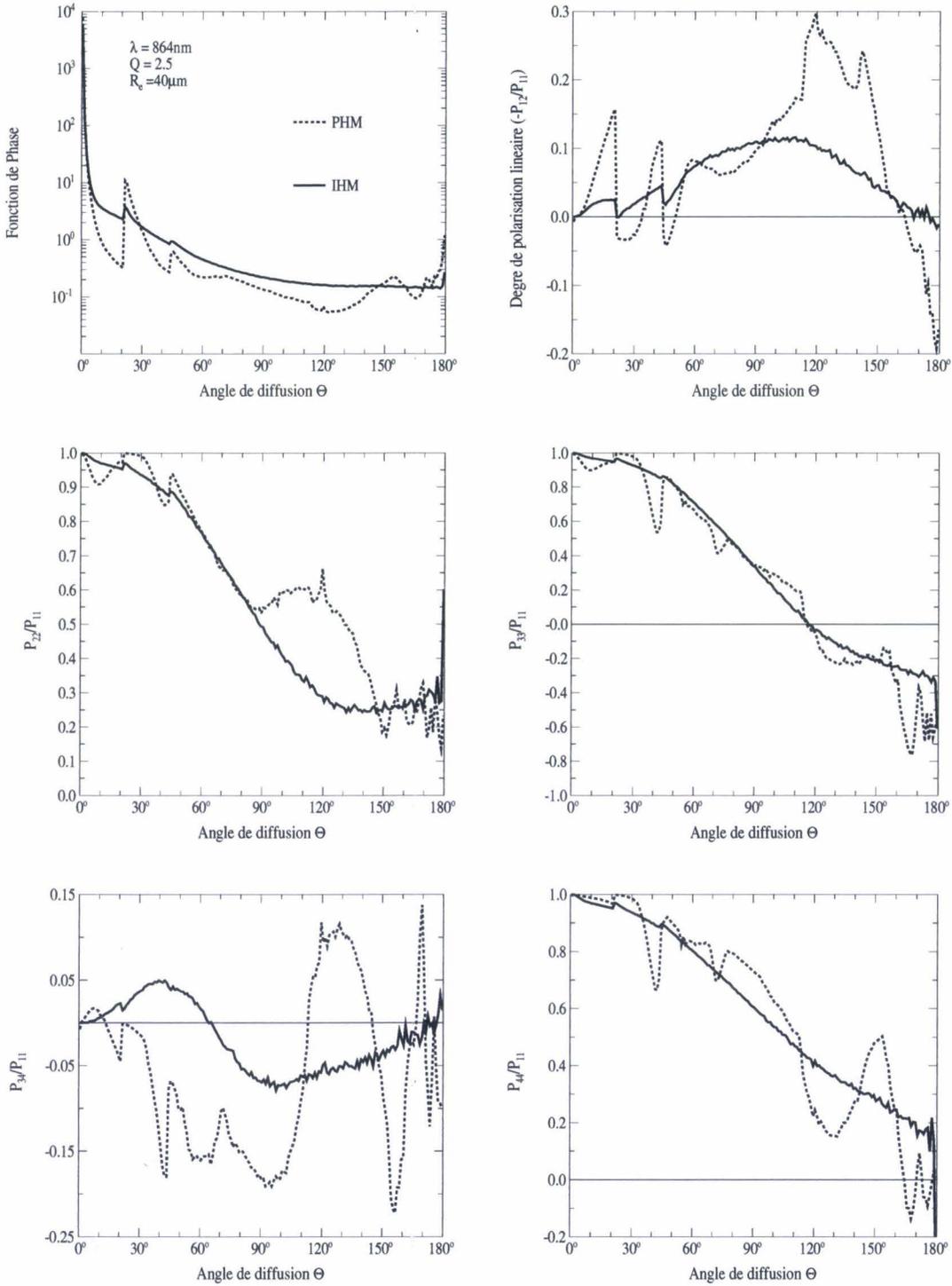


FIG. 2.10 – Effet d'inclusions de bulles d'air sur les six coefficients de la matrice de diffusion à 864nm. Le cristal est définie par $R_e = 40\mu\text{m}$ et $L/2R = 2.5$. Les inclusions sont définies par $\langle l \rangle = 15\mu\text{m}$, $r_{eff} = 1.5\mu\text{m}$ et $v_{eff} = 0.05$.

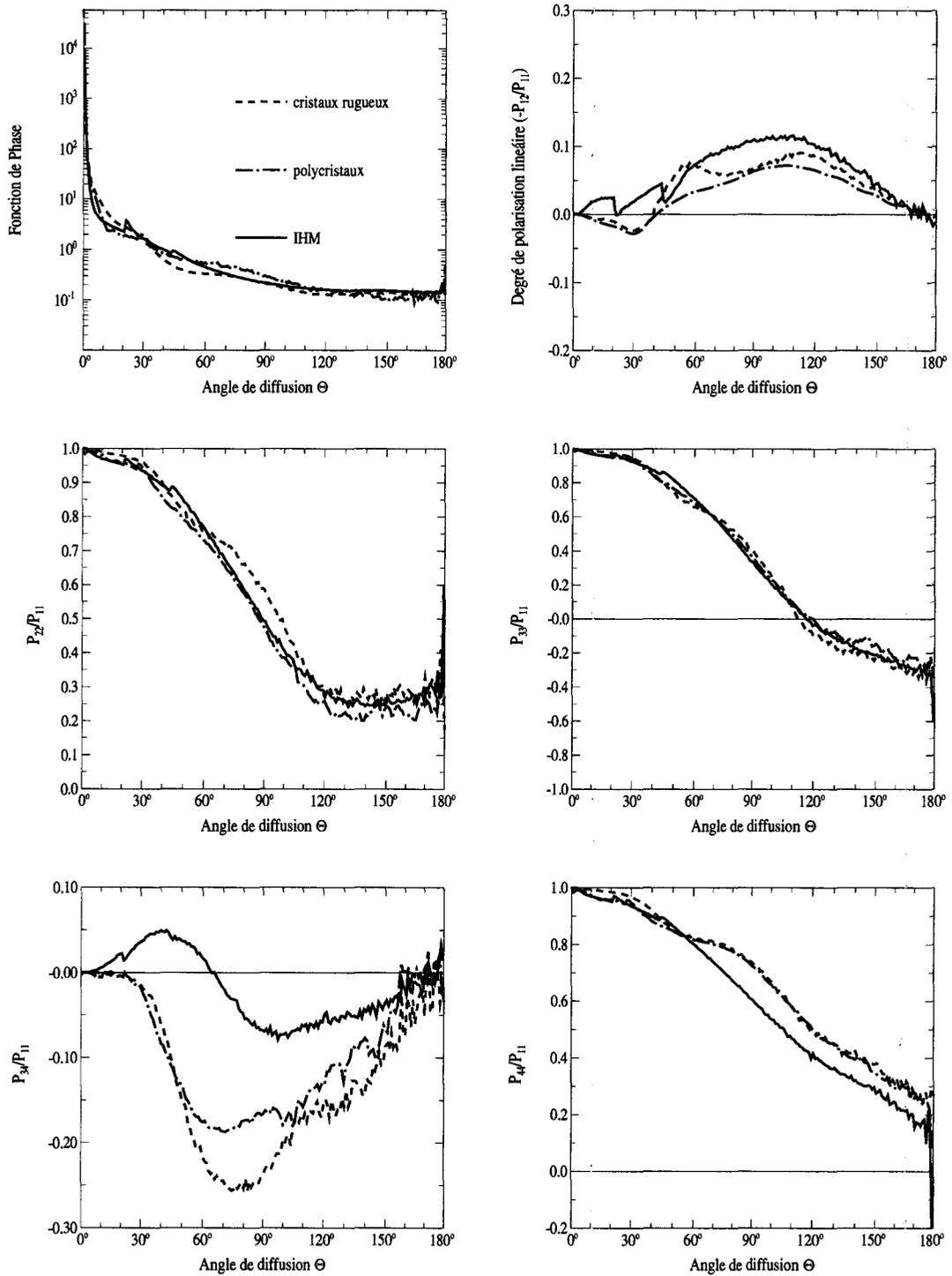


FIG. 2.11 – Représentation des six coefficients indépendants de la matrice de diffusion d'un polycristal, d'un cristal hexagonal rugueux et d'un cristal IHM. La dimension et la forme du cristal rugueux et du cristal IHM sont les mêmes.

En partant de considérations générales concernant la diffusion de la lumière *Hovenier et al.* (1986) ont déterminé quatre inégalités que doivent satisfaire les éléments de la matrice de diffusion. Ces inégalités sont explicités dans l'annexe A et ont été intégrées dans notre programme de calcul afin de vérifier la validité de nos résultats.

2.5 Effets de paramètres caractéristiques du modèle sur les propriétés optiques du cristal

2.5.1 Introduction

Dans le domaine de longueur d'onde du visible, la glace ayant un indice d'extinction pratiquement négligeable, la taille du cristal pur a peu d'influence sur ses propriétés de diffusion, excepté sur le pic de diffraction. Cette spécificité est illustrée sur la figure 2.12 qui présente la fonction de phase de cristaux de même facteur de forme $L/2R$ pour trois tailles différentes.

Par contre, un problème apparaît lorsque le cristal contient des impuretés. En effet, si l'on augmente sa dimension tout en gardant un libre parcours moyen $\langle l \rangle$ constant, on altère ses propriétés de diffusion. Effectivement si $\langle l \rangle$ reste constant, le nombre d'inclusions va s'accroître avec la taille du cristal, ce qui revient à garder une même taille et diminuer $\langle l \rangle$. Or normalement dans le domaine visible, changer la taille du cristal ne doit presque pas influencer sur ses propriétés de diffusion, car l'indice d'extinction de la glace y est pratiquement nul.

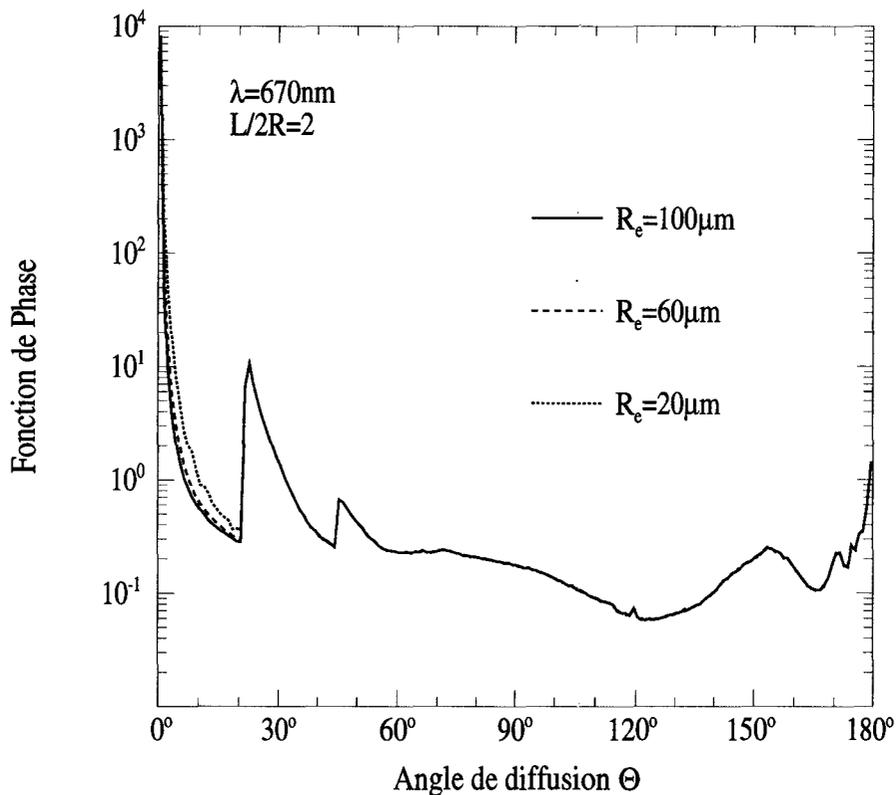


FIG. 2.12 – Fonction de phase de cristaux hexagonaux à 670nm pour trois tailles différentes.

Pour palier à ce problème, *Mishchenko et Macke* (1997) ont introduit une épaisseur optique pour les inclusions plutôt qu'un libre parcours moyen. Ainsi, une variation du rayon de la sphère équivalente en volume R_e du cristal ne change pratiquement pas ses propriétés de diffusion. L'introduction d'une épaisseur optique d'inclusion est développée dans le chapitre 4.

Dans la suite de cette étude nous allons fixer R_e à une valeur moyenne réaliste de $40\mu m$ [Gayet et al., 1996]. Ce paragraphe s'attachera plus particulièrement à étudier les effets, sur la fonction de phase (P_{11}) ainsi que sur le degré de polarisation linéaire ($-P_{12}/P_{11}$) qui gouverne la polarisation, de paramètres tels que le libre parcours moyen $\langle l \rangle$, le facteur de forme $L/2R$ et les coefficients r_{eff} et v_{eff} de la granulométrie des impuretés.

2.5.2 Effet sur la fonction de phase

Cette étude est présentée sur la figure 2.13.

- On peut voir notamment que le facteur de forme $L/2R$ affecte les propriétés de diffusion du cristal, principalement au niveau de l'intensité des halos, et en second lieu au niveau de la diffusion latérale et arrière. En effet, l'intensité du halo à 46° s'accroît lorsque $L/2R$ décroît et inversement pour le halo à 22° . L'effet opposé est observé lorsque $L/2R$ augmente (figure 2.13a). On peut noter que la valeur de $L/2R = 1$ (forme la plus compacte du cristal) donne la diffusion latérale et arrière la plus importante, c'est à dire la plus petite valeur du facteur d'asymétrie g , comme pour les cristaux purs [Chepfer and Brogniez, 1998].
- Pour une forme et une distribution en taille d'inclusion données, nous avons déjà vu au paragraphe 2.4.2 qu'une diminution du libre parcours moyen $\langle l \rangle$ induit, lorsque les inclusions sont des bulles d'air, une augmentation de la diffusion avant et latérale ainsi qu'une forte décroissance de l'intensité des halos à 22° et 46° . En fait, une diminution de $\langle l \rangle$ provoque un lissage de la fonction de phase et une décroissance du facteur d'asymétrie g , le cristal diffuse donc la lumière de façon plus isotrope (figure 2.13b).
- La figure 2.13c indique que pour $L/2R$, $\langle l \rangle$ et v_{eff} donnés, la diffusion avant varie comme le rayon effectif r_{eff} des inclusions tandis que la diffusion latérale et arrière varie en sens inverse. Par conséquent g augmente avec r_{eff} . Ce comportement est dû à un accroissement de la diffraction par les inclusions lorsque leur taille grandit.

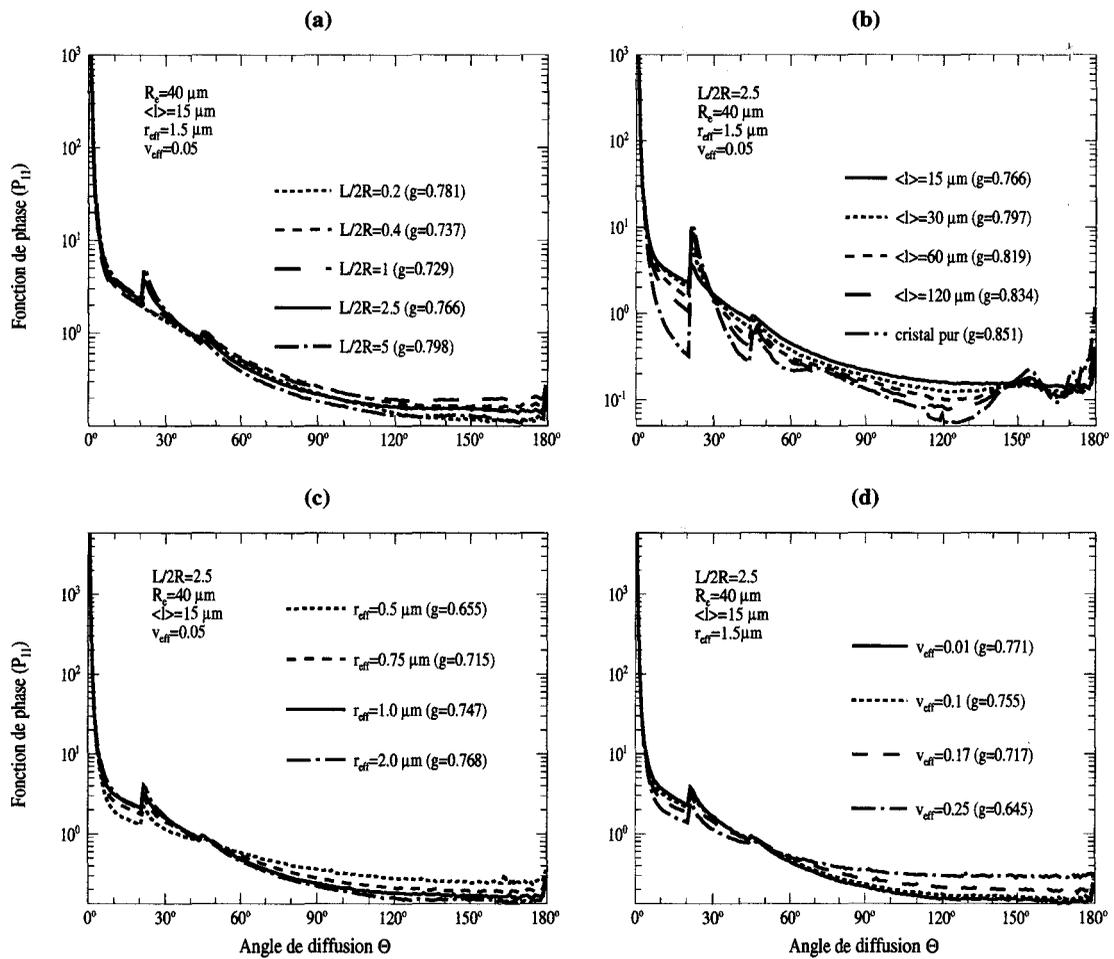


FIG. 2.13 – Effet de différents paramètres du modèle sur la fonction de phase.

- Finalement, à $L/2R$, $\langle l \rangle$ et r_{eff} fixés, la figure 2.13d montre que l'accroissement de v_{eff} implique une diminution de la diffusion avant tout en augmentant la diffusion arrière et latérale. Effectivement, une valeur importante de v_{eff} élargit la distribution en taille qui va donc inclure plus de petites inclusions. Or comme les petites particules diffusent la lumière de façon plus isotrope que les grosses particules, ceci entraîne une diminution de la diffusion avant et une augmentation de la diffusion arrière et latérale à mesure que v_{eff} croît, ce qui a pour effet de diminuer la valeur de g .

2.5.3 Effet sur le degré de polarisation linéaire

Le degré de polarisation linéaire, rapport du coefficient $-P_{12}$ de la matrice de diffusion avec la fonction de phase (coefficient P_{11}), est un indicateur de la quantité de lumière naturelle qui a été polarisée linéairement après diffusion par le cristal. Si ce terme est nul, la lumière

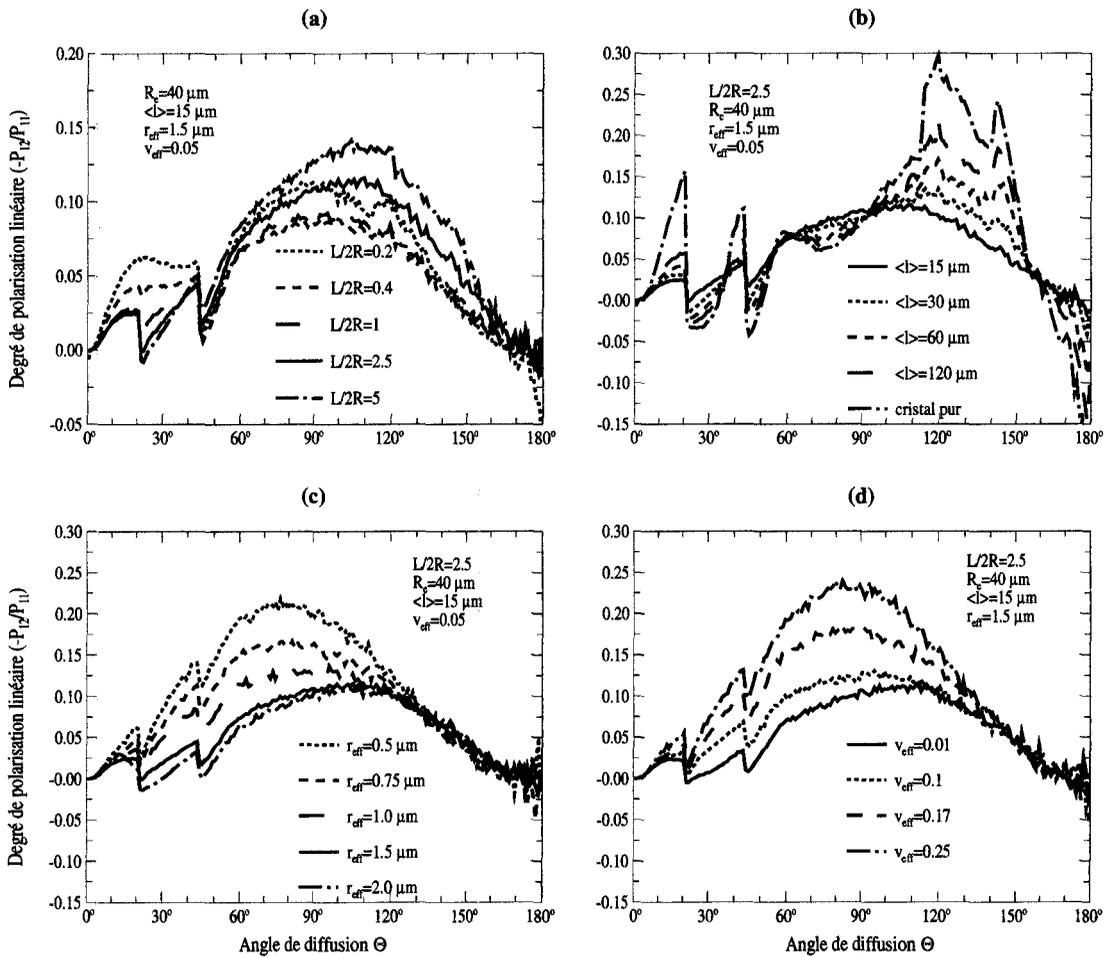


FIG. 2.14 – Effet de différents paramètres du modèle sur le degré de polarisation linéaire ($-P_{12}/P_{11}$).

diffusée reste non polarisée, s'il est égal à 1, la lumière diffusée est complètement polarisée linéairement dans le plan perpendiculaire au plan de diffusion et s'il est égal à -1 , la lumière diffusée est complètement polarisée dans le plan de diffusion.

La figure 2.14 présente l'effet des paramètres du modèle sur le degré de polarisation linéaire :

- La première de ces figures (Fig. 2.14a), exprime l'effet du facteur de forme $L/2R$ pour des valeurs fixes de $\langle l \rangle$, r_{eff} et v_{eff} . Comme nous pouvons le voir, partant de la forme la plus compacte, c'est à dire $L/2R = 1$, une croissance où une décroissance de $L/2R$ entraîne une diminution statistique du nombre de réflexions internes et augmente donc le degré de polarisation linéaire. Ceci s'explique par le fait que seul les premiers ordres de réflexion polarisent la lumière dans le cristal, ainsi plus le nombre de réflexions internes augmente, moins la lumière sera polarisée. Cet effet est mis en évidence sur la

figure 2.15 qui représente le degré de polarisation linéaire ($-P_{12}/P_{11}$), pour le même cristal mais en tenant compte des réflexions externes uniquement. On peut notamment voir qu'à $\Theta = 75^\circ$ la polarisation est totale, c'est à dire que la lumière est complètement polarisée de façon linéaire dans la direction perpendiculaire au plan de diffusion.

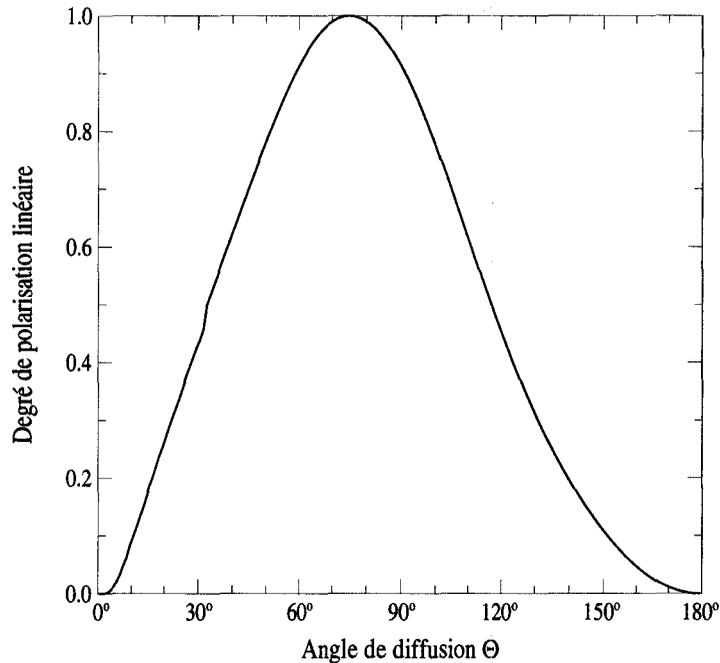


FIG. 2.15 – Degré de polarisation linéaire d'un cristal hexagonal en ne considérant que les réflexions externes.

- La figure 2.14b montre l'influence de $\langle l \rangle$ pour des valeurs fixes de $L/2R$, r_{eff} et v_{eff} . Nous pouvons remarquer que le fait d'accroître le nombre d'inclusions, c'est à dire de décroître $\langle l \rangle$, a pour effet de diminuer le taux de lumière polarisée linéairement. Effectivement, lorsqu'on augmente $\langle l \rangle$ (de 15 à $60\mu m$) le degré de polarisation linéaire s'accroît, surtout entre 90° et 150° , jusqu'à atteindre la valeur obtenue pour un cristal pur. L'explication physique est la même que précédemment, l'introduction d'inclusions a pour conséquence d'augmenter le nombre d'évènements que subit le photon dans le cristal ce qui a pour effet de dépolariiser la lumière.
- Sur la figure suivante (figure 2.14c), nous avons présenté l'influence du rayon effectif r_{eff} des inclusions pour des valeurs fixes des autres paramètres. Cette figure montre que r_{eff} a une grande influence sur le comportement de $-P_{12}/P_{11}$. Par exemple, la valeur du maximum de $-P_{12}/P_{11}$ décroît d'un facteur supérieur à deux lorsque r_{eff} croît de 0.5 à

$2\mu m$. Ceci est principalement dû aux propriétés de diffusion des particules sphériques. En effet, plus le rayon de la sphère augmente, moins la lumière diffusée par celle-ci sera polarisée.

- Finalement, la figure 2.14d présente l'effet de la variance effective v_{eff} . Plus la valeur de v_{eff} est grande, plus la distribution en taille est large. Il y a donc plus de petites et de grosses inclusions. Or on sait que les petites inclusions polarisent fortement la lumière. Ainsi, une augmentation de v_{eff} va s'accompagner d'un accroissement du degré de polarisation linéaire, ce qui se vérifie sur la figure 2.13d.

Une fois ces effets pris en considération, nous pouvons alors trouver un jeu de paramètres qui vont nous permettre d'ajuster les simulations avec les mesures (voir chapitre 4). Par exemple, le minimum du degré de polarisation linéaire serait obtenu pour $L/2R = 1$, $\langle l \rangle = 15\mu m$, $r_{eff} = 2\mu m$ et $v_{eff} = 0.02$.

2.6 Conclusion

L'analyse effectuée dans ce chapitre nous a permis de quantifier l'influence d'impuretés sphériques, absorbantes ou non, sur les propriétés de diffusion de cristaux hexagonaux orientés aléatoirement dans l'espace. Elle a également contribué à éliminer de la suite de l'étude le cas des cristaux avec impuretés absorbantes telle que la suie, car la concentration de diffuseurs nécessaires pour l'apparition d'un effet significatif sur les propriétés de diffusion du cristal, correspond à une valeur aberrante de son albedo de diffusion simple. Néanmoins nous pouvons introduire plusieurs types d'impuretés dans un même cristal avec des concentrations différentes. Par exemple, l'introduction de bulles d'air et de suie pourrait nous permettre de jouer sur l'absorption du cristal IHM dans des limites acceptables, en contrôlant la proportion bulles d'air/suie.

Au cours de ce travail, il a été impératif de développer un nouveau programme de lancer de rayon basé sur le calcul de la matrice de diffusion (LRMA), afin d'inclure la polarisation dans le modèle IHM. Cette approche permet en outre de calculer tous les éléments de la matrice de diffusion, que le cristal soit aléatoirement orienté ($3D$) ou non, contrairement à la méthode énergétique [Brogniez, 1992], qui ne permet de calculer que les six éléments indépendants de la matrice de diffusion dans le cas d'une orientation $3D$.

Ce chapitre a également montré que l'introduction d'impuretés sphériques non absorbantes dans le cristal a pour conséquences: (i) un lissage de tous les coefficients de la matrice de diffusion, et (ii) une augmentation de la diffusion latérale, ce qui entraîne une diminution du facteur d'asymétrie g du cristal. Un tel comportement produit par un grand nombre d'inclusion a déjà été décrit pour des particules hexagonales [Macke et al., 1996a] ainsi que sur des sphères [Mishchenko and Macke, 1997]. L'avantage du modèle IHM sur d'autres modèles (polycristaux, cristaux rugueux) tient dans le nombre de paramètres mis à disposition afin d'ajuster au mieux les simulations aux mesures.

Par rapport à l'étude effectuée par Macke et al. (1996a), nous avons introduit un calcul complet de la matrice de diffusion. Pour cela, nous avons considéré les inclusions de façon individuelles. En effet, ce n'est plus une fonction de phase "moyenne", intégrée sur leur granulométrie, que nous avons utilisé pour savoir comment elles diffusent la lumière, mais un jeu de fonctions de phase correspondant à différentes tailles d'inclusions. Les résultats obtenus en diffusion simple sont pratiquement identiques quelle que soit l'approche utilisée, mais celle choisie dans le modèle IHM présente l'avantage de pouvoir prendre en compte la polarisation.

Le modèle IHM est basé sur une méthode de lancer de rayon, c'est à dire que le trajet d'un photon dans le cristal est calculé grâce aux lois de l'optique géométrique. Ainsi, une limitation sur la taille des cristaux, inhérente à cette approche est alors introduite. De fait, on ne peut pas effectuer le calcul de diffusion sur des cristaux dont le paramètre de taille $x = 2\pi r_{es}/\lambda$ est inférieur à 60, ce qui correspond à un rayon de sphère équivalente en surface de l'ordre de $10\mu m$ à $864nm$. Cette limitation est très contraignante car elle ne permet pas d'appréhender l'impact des petits cristaux sur les propriétés radiatives des nuages de glace. Pourtant, il est maintenant admis que ces petits cristaux ont un effet non négligeable sur l'albedo du nuage et donc sur la quantité de rayonnement qu'il réfléchit. Récemment *Yang et Liou* (1996) ont développé une méthode de lancer de rayon améliorée. Cette méthode consiste à cartographier le champ électrique à la surface du cristal, afin de prendre en compte l'effet du champ lointain, c'est à dire des interférences. Cette méthode permet en outre de calculer les propriétés de diffusion de particules dont le paramètre de taille atteint 15. Par la suite, il serait très intéressant d'incorporer cette amélioration à notre modèle afin de pouvoir quantifier l'impact des petites particules cristalline sur le bilan radiatif des nuages de glace.

Bien évidemment le nombre d'inclusions avancé dans ce chapitre paraît irréaliste ($\simeq 4000$ par cristal), mais il faut bien comprendre que cette étude a pour ambition de trouver une particule "optiquement équivalente" qui aurait les mêmes propriétés que l'ensemble des particules qui se trouvent réellement à l'intérieur des nuages de glace. Dans la suite de ce travail nous allons tester ce modèle microphysique grâce à des comparaisons avec des mesures in situ (chapitre 4) et radiatives (chapitre 5) effectuées sur les nuages de glace.

Chapitre 3

Mesures in situ et de télédétection utilisées

3.1 Introduction

Les processus radiatifs qui se produisent à l'intérieur des nuages de glace sont étroitement liés à leurs caractéristiques microphysiques. Compte tenu de la complexité de ces processus, un maximum de mesures à la fois in situ et de télédétection (aéroportées, satellitaires, ou depuis le sol) sont requises afin d'en améliorer nos connaissances. Dès lors, les paramètres optiques et radiatifs caractérisant l'effet de ces nuages sur le climat pourront être calculés de façon correcte et intégrés dans les modèles climatiques.

Par ailleurs, l'acquisition de ces différents types de mesures, lors d'une même campagne expérimentale, permettrait de discriminer avec certitude le modèle microphysique qui correspondrait le mieux aux propriétés optiques et radiatives des nuages de glace. Or, pour l'instant, aucune campagne n'est encore parvenue à rassembler un tel jeu de mesures complémentaires pour l'étude d'une même scène. Nous nous sommes donc contenté de tester notre modèle sur des mesures in situ et satellitaire indépendantes.

Les mesures in situ que nous avons utilisé, nous ont été fournies par Jean-François Gayet, et ont été réalisées lors de la campagne CIRRUS'98 [Durand et al., 1998] à l'aide d'un nouvel instrument, le néphélomètre polaire. Une comparaison avec ce genre de données, même si elle n'est pas représentative de la diversité des nuages de glace à la surface du globe, nous a permis dans une première approche, de tester le modèle IHM, sur un cirrus donné. L'avantage des

mesures in situ réside dans le fait que si l'on veut tester un modèle de particule cristalline, il "suffit" de faire des comparaisons avec des mesures réalisées dans des nébulosités situées à une altitude suffisamment élevée. A fortiori, si l'on effectue des mesures in situ dans un nuage situé à 11000 m d'altitude où règne une température de $-55^{\circ}C$, on est pratiquement sûr de n'y trouver que des cristaux de glace et non pas un mélange de cristaux et de gouttes d'eau (surfondue) qui débouchera sur le choix d'un modèle microphysique erroné.

Les mesures satellitaires que nous avons utilisé ont été effectuées par la version spatiale du radiomètre POLDER (Polarization and Directionality of Earth's Reflectances) [Deschamps et al., 1994] qui est resté en orbite polaire autour de la terre du mois de septembre 1996 au mois de juin 1997. A l'inverse des mesures in situ décrites précédemment, le satellite permet, grâce à son large champ de vue et son altitude élevée, une étude à l'échelle globale de n'importe quelle type de nébulosité. En contre partie, il est très difficile de ne sélectionner qu'un certain genre de nuage pour en analyser les propriétés radiatives. Par exemple l'étude des nuages de glace sera tributaire d'une part, d'une bonne détection nuageuse et d'autre part, d'une bonne discrimination entre les nuages d'eau et les nuages de glace. De plus, on ne peut jamais être certain que la réflectance mesurée, même si elle est déclarée provenir d'un nuage de glace, ne contient pas de contribution des couches inférieures en phase liquide, ce qui déboucherait également sur une interprétation erronée de la microphysique du nuage de glace. D'où la nécessité de combiner tous les genres de mesures dans une même campagne.

Ces deux types de données vont nous permettre par la suite de tester les différents modèles microphysique de cristaux. Ce chapitre a donc pour but de détailler ces différentes campagnes de mesures, ainsi que de donner une description des instruments qui ont été utilisés.

3.2 La campagne CIRRUS'98

3.2.1 Cadre et objectifs

Du fait de leur altitude élevée, les mesures in situ effectuées dans les cirrus ou les nuages de glace en général, ne sont pas très nombreuses. L'une des campagnes dédiées à leur étude, CIRRUS'98, est une expérience aéroportée qui s'est déroulée du 15 Janvier au 20 Février 1998 dans le sud-ouest de la France dans une zone située entre $-0,5^\circ$ et $1,5^\circ$ de longitude et $44,6^\circ$ et $45,3^\circ$ de latitude. Deux sondes permettant d'effectuer des mesures in situ de paramètres microphysiques furent installées à bord de l'avion TBM 700 de la société EADS/SOCATA. La première, une sonde PMS 2D-C, était chargée d'enregistrer des images de particules nuageuses. La seconde, un néphélomètre polaire, devait quant à elle mesurer les propriétés de diffusion de ces particules. Un spectromètre cryogénique infrarouge ainsi qu'une sonde FSSP (Forward Scattering Spectrometer Probe) y étaient également installés. Cette campagne avait pour objectif scientifique la caractérisation microphysique et optique des nuages de type cirrus en vue de l'interprétation des mesures du spectromètre cryogénique infrarouge de l'ONERA.

3.2.2 Les différents instruments

3.2.2.1 La sonde PMS OAP-2D2-C

Le principe de mesure des sondes PMS a été mis au point par *R. G. Knollenberg* (1976). Elles sont commercialisées par la société PMS (Particle Measuring System) dont le siège se trouve à Boulder, Colorado.

Les sondes PMS sont pour la plupart, des compteurs de particules (OPC: Optical Particle Counters), qui détectent une particule unique et déterminent sa dimension en mesurant l'intensité diffusée par la particule lorsqu'elle traverse un faisceau laser. Basée sur un concept différent, la sonde 2D-C présentée ci-après, est un imageur faisant partie de la gamme des OAP (Optical Array Probe).

Description : Cette sonde bidimensionnelle utilise, pour l'enregistrement d'images de particules, un faisceau laser éclairant une rangée linéaire de 32 photo-diodes [Knollenberg, 1976]. Les objets traversant le faisceau projettent leurs figures de diffraction dans le plan des photo-diodes (cf figure 3.1). Le système électronique échantillonne et mémorise à grande vitesse (de l'ordre de $4MHz$) l'état de la rangée de photo-diodes. L'image de la particule est donc reconstituée par tranches durant son passage dans le faisceau. La fréquence d'échantillonnage

peut être adaptée à la vitesse de l'avion, donnant ainsi aux images une résolution équivalente le long de l'axe (\vec{x}) de vol et le long de l'axe (\vec{y}) des photo-diodes. Cette résolution, définie comme la distance optique entre deux photo-diodes dans la zone de mesure est de $25\mu m$. La valeur indiquée par l'appareil, représente la moyenne des diamètres trouvés suivant les directions \vec{x} et \vec{y} . A partir de cette valeur il est alors possible de reconstituer le spectre de taille des particules sondées et d'en déduire les paramètres microphysiques tels que la concentration des particules de glace ($C2D$), leur diamètre moyen ($D2D$), et la quantité de glace (IWC). La méthode qui permet de retrouver ces paramètres avec leurs incertitudes respectives est décrite en détail dans *Gayet et al.* (1996). A cause de la faible résolution de la sonde ($25\mu m$), la reconnaissance de la forme n'est possible que pour des particules de dimension supérieure à $100\mu m$ [Duroure, 1982].

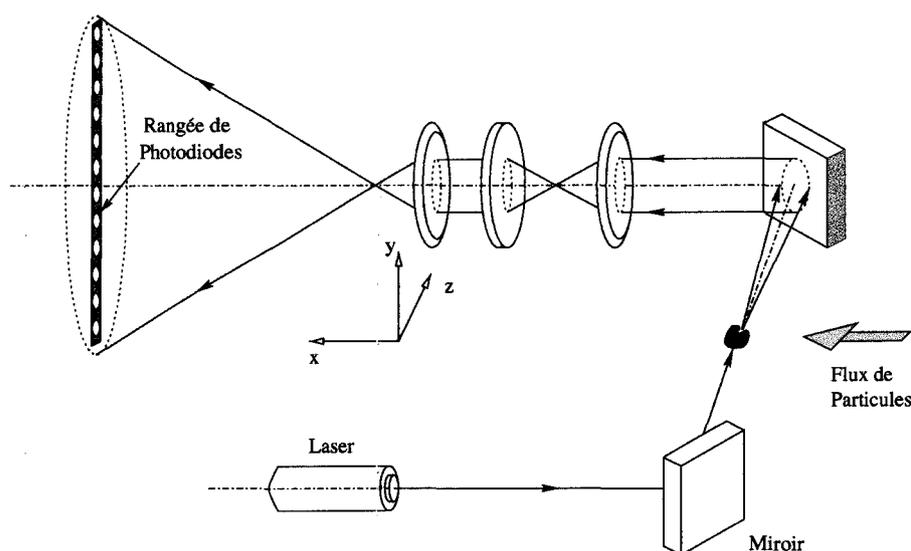


FIG. 3.1 – Schéma de principe de la sonde OAP-2D-C.

Compte tenu du nombre de photo-diodes et de la résolution de la sonde, cet instrument peut mesurer des dimensions de particules comprises entre $25\mu m$ et $800\mu m$. Afin de couvrir tout le spectre de taille, une sonde FSSP était également embarquée à bord de l'avion. Ce type de sonde permet en effet de mesurer le diamètre et la concentration de particules dont la taille est comprise entre $1.5\mu m$ et $50\mu m$. Si la mesure fournie par cette sonde est fiable pour des gouttelettes d'eau, *Gardinet et Hallett* (1985) ont montré qu'elle ne l'était plus pour des cristaux de glace. Ils ont montré notamment que les concentrations mesurées pouvaient être anormalement augmentées de 2 ou 3 ordres de magnitude en présence de glace. Ce problème

pourrait être dû au fractionnement des cristaux par impaction sur le tube d'échantillonnage de la sonde ou à la génération de plusieurs signaux par une même particule du fait de sa forme éventuellement très irrégulière. Les mesures provenant de cet instrument n'ont donc pas été utilisées dans notre étude.

Exemple de mesures: La figure 3.2 est un exemple d'image de cristaux de glace donnée par la sonde PMS OAP-2D-C. Cette image a été obtenue dans le même nuage que celui présenté ci-après dans le paragraphe sur le néphélomètre polaire (§ 3.2.2.2). Cette figure représente également la distribution en taille retrouvée à partir de l'image. Nous avons également indiqué, les valeurs: du contenu en glace IWC , de la concentration en particule $C2D$, et de leur diamètre moyen $D2D$.

3.2.2.2 Le Néphélomètre Polaire

Il semble manifeste que l'instrumentation actuelle est encore inadaptée à la mesure des paramètres optiques des petites particules cristallines (entre 5 et 50 μm) [Platt, 1989]. Or *Larsen et al.* (1998) ont montré qu'à contenu en glace constant, l'omission de petites particules (typiquement entre 2 et 12.5 μm) dans la modélisation d'un cirrus d'épaisseur géométrique de 2 km (en supposant les particules de glace sphériques), conduit à une sous estimation de son albedo de l'ordre de 20%. Ce résultat souligne en outre l'importance de la contribution des petites particules sur l'albedo du cirrus. Il s'avère alors nécessaire de mesurer correctement leur concentration ainsi que leur propriétés optiques, notamment grâce à la connaissance de leurs effets sur la diffusion de la lumière. C'est à cette fin que la version aéroportée du néphélomètre polaire, basé sur la mesure directe de l'indicatrice de diffusion d'un ensemble de particules, a été développé au Laboratoire de Météorologie Physique de Clermont-Ferrand (LaMP). Il a été conçu en vue d'augmenter la précision des mesures des paramètres microphysiques et optiques des nuages contenant soit des gouttelettes d'eau, soit des cristaux de glace, soit un mélange de ces deux types de particules. Il permet en outre de mesurer les caractéristiques optiques de particules dont le diamètre est compris entre quelques microns et environ 500 μm .

Description de l'instrument: Alors que les sondes classiques sont généralement utilisées comme compteur de particules, le néphélomètre polaire permet de faire une mesure in situ de l'indicatrice de diffusion d'un ensemble de particules nuageuses, quel que soit le type de nébulosité. Un appareil similaire, le π -néphélomètre, a été développé par *Lawson* (1995). La

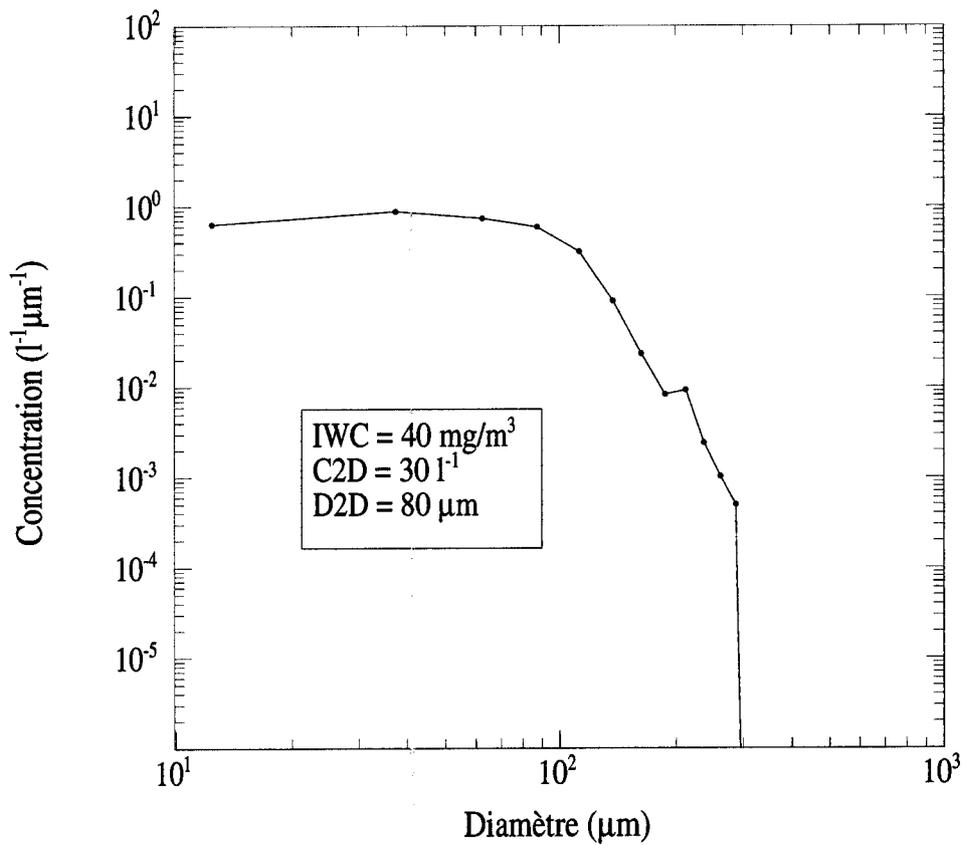
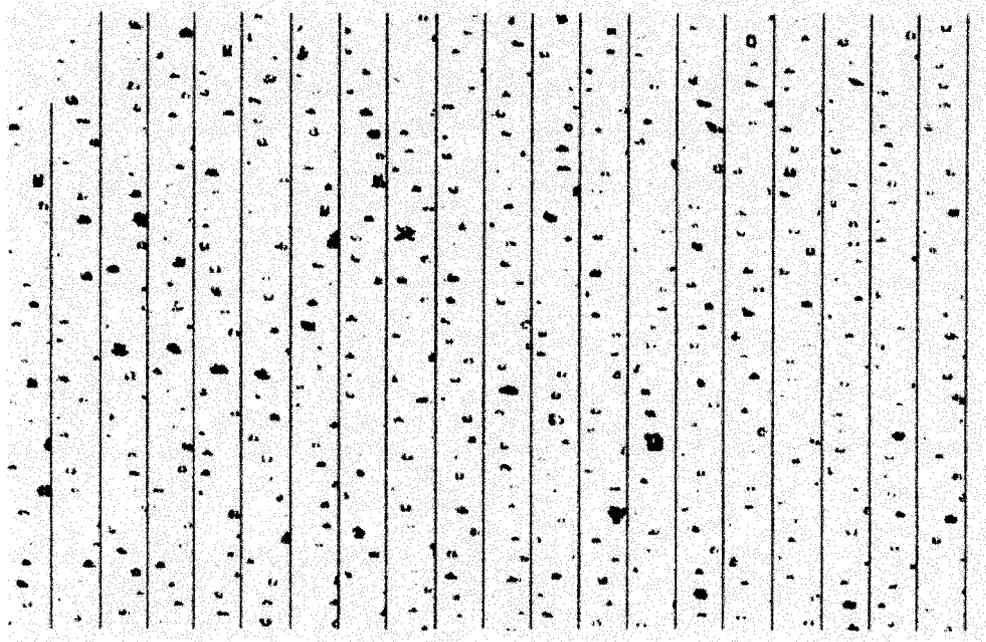


FIG. 3.2 – La figure du haut montre un exemple d'image de particules obtenue par la sonde PMS OAP-2D-C dans un cirrus. La figure du bas représente la distribution en taille retrouvée à partir de cette image. Sont également indiqués, les valeurs retrouvées du contenu en glace (IWC), de la concentration en particule (C2D), et de leur diamètre moyen (D2D).

différence fondamentale entre les deux instruments réside dans le volume d'échantillonnage. Alors que le π -néphélomètre mesure l'indicatrice de diffusion d'une particule unique entre 11° et 160° , le néphélomètre polaire mesure les propriétés de diffusion d'une population de particules entre 3.5° et 169° grâce à l'utilisation d'un faisceau laser collimaté. Cette caractéristique fait du néphélomètre polaire un appareil de conception complètement différente des sondes PMS classiques. Ceci lui permet notamment de s'affranchir d'un certain nombre de problèmes, comme le phénomène de coïncidence ¹ inhérent au principe de mesure des compteurs de particules [Crepel, 1995].

Le principe de fonctionnement de l'instrument, ainsi que les éléments théoriques qui ont guidé le choix des composants opto-électroniques sont présentés en détail dans Gayet *et al.* (1997), ainsi que dans la thèse d'Olivier Crépel (1995).

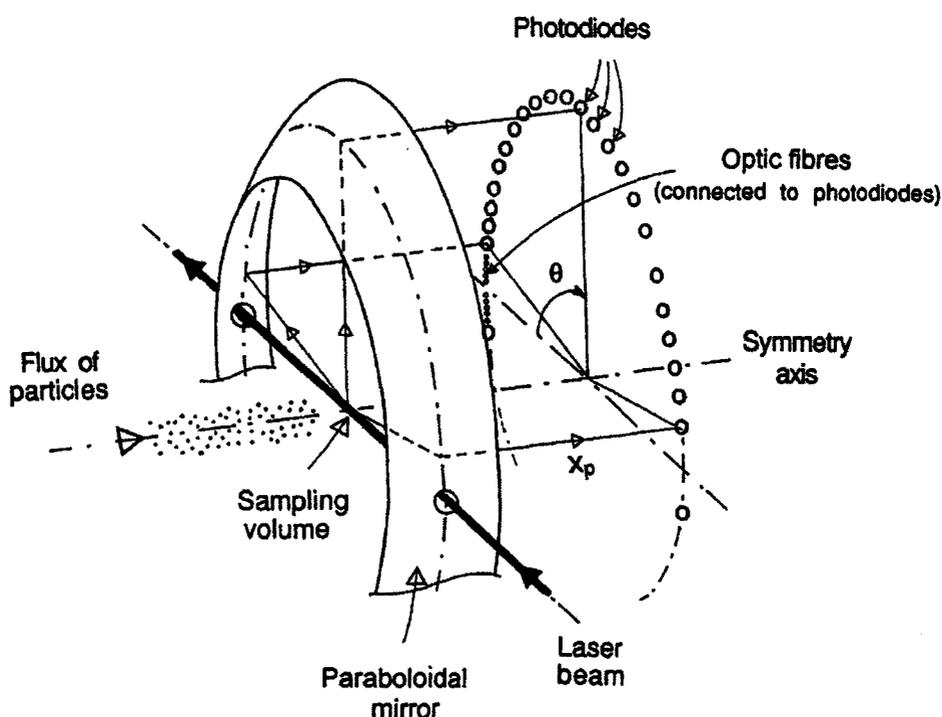


FIG. 3.3 – Schéma du principe optique du Néphélomètre Polaire.

La figure 3.3 présente le schéma de principe du néphélomètre polaire. Les particules

1. Ce phénomène limite la concentration maximale de particule échantillonnées. Celle-ci est atteinte lorsque l'intervalle de temps séparant l'arrivée de deux particules est trop court pour que ces deux particules puissent être traitées séparément. Ce phénomène conduit en général à une sous estimation de la concentration.

nuageuses traversent le volume de mesure, constitué par une portion cylindrique du faisceau laser, au foyer d'un miroir parabolique. Le volume d'échantillonnage est défini par le diamètre du faisceau laser (5 mm) et le diamètre du tube d'entrée de la sonde (10 mm), ce qui représente un volume de 0.196 cm^3 .

Le faisceau diffusé par les particules présentes dans le volume d'échantillonnage est réfléchi, via le miroir parabolique, sur une couronne circulaire équipée de 54 photo-diodes, placée face au miroir parabolique (cf figure 3.3). Chaque photo-diode correspond à un angle de diffusion Θ , leur distance x_p au miroir parabolique a été optimisée de façon à minimiser les erreurs d'astigmatisme liées à la géométrie du volume de mesure [Crepel, 1995]. Le faisceau laser, non polarisé, est généré par une diode laser de forte puissance (1 Watt), à une longueur d'onde de 804 nm. Le système d'acquisition des données peut enregistrer des mesures d'indicatrice de diffusion avec une fréquence, que l'on peut régler manuellement, de 0.1 Hz à 1 KHz. L'optimisation de la période d'acquisition se fait suivant la concentration des particules et la vitesse de l'avion.

Exemple de mesures: La figure 3.4 représente un exemple de mesure effectuée par le néphélomètre polaire dans un cirrus durant la campagne CIRRUS'98. Ce nuage avait une épaisseur de 3km, sa base était située à une altitude de 7200 m où la température de l'air était de l'ordre de -30°C . Au niveau de la mesure (7700 m) la température était de -35°C .

Nous verrons dans le chapitre 4 que l'indicatrice de diffusion est en fait la section efficace de diffusion volumique par unité d'angle solide σ_{sca}^d ($\text{m}^{-1}\text{sr}^{-1}$). Lors de comparaison modèle-mesures, il nous faudra ajuster ce paramètre avec la fonction de phase donnée par le calcul grâce à une relation linéaire qui tient compte notamment de la concentration de particule dans le volume d'échantillonnage (cf chap.4 §4.2.2).

De façon générale, la mesure directe de l'indicatrice de diffusion permet, grâce à l'existence de signatures optiques comme les halos, de discriminer le type de particules présentes dans le volume d'échantillonnage. Grâce à une méthode d'inversion développée par Oshchepkov et al. (1993), il est également possible de retrouver leur paramètres optiques (facteur d'asymétrie et coefficient d'extinction), ainsi que les propriétés microphysiques du nuage tels que la distribution en taille des particules, le contenu en glace ou en eau, et la concentration des particules.

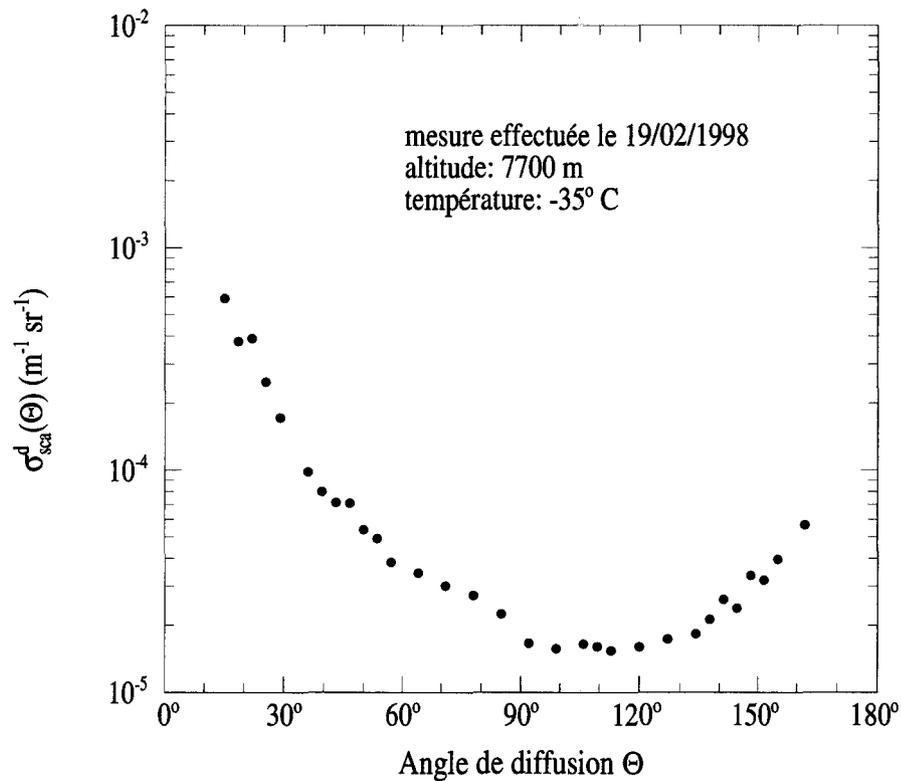


FIG. 3.4 – Mesure de la section efficace de diffusion volumique (σ_{sc}^d), effectuée par le Néphé-
lomètre Polaire dans un cirrus situé à une altitude de 7700m.

3.2.3 Mesures utilisées

Les mesures effectuées par les deux sondes que nous venons de décrire sont à la fois "complémentaires" et "similaires". En effet, le néphé-
lomètre polaire mesure l'indicatrice de diffusion d'un certain volume contenant des particules, alors que la sonde PMS donne une mesure "complémentaire" de l'image des particules nuageuses. Ces deux quantités sont indis-
sociables pour caractériser la microphysique du nuage sondé. En outre, la sonde PMS permet également de retrouver le diamètre moyen des particules, paramètre très utile lorsqu'il faut donner une taille au cristal dans la modélisation. S'appuyant sur des approches distinctes, ces sondes permettent également de retrouver des paramètres microphysiques communs ou similaire tels que: la distribution en taille, le contenu en glace et la concentration des parti-
cules nuageuses. Une analyse complète portant sur les paramètres communs, retrouvés grâce à ces sondes, est décrite dans la thèse de *Frédérique Auriol* (1998).

Dans l'étude qui suit (Chapitre 4), nous allons utiliser uniquement la mesure de l'indicatrice de diffusion donnée par le néphé-
lomètre polaire afin de tester notre modèle. Le diamètre

moyen et la concentration de particules donnée par la sonde PMS ne seront utilisés qu'à titre indicatif. En effet, nous vérifierons que la taille du mono-cristal utilisé dans le modèle lors de comparaisons avec les mesures du néphélomètre ne s'éloigne pas trop de celle donnée par la sonde PMS. Lors de l'introduction d'une granulométrie dans le modèle nous utiliserons également cette sonde afin de rester en accord avec la mesure de la distribution en taille.

3.3 La mission spatiale ADEOS

3.3.1 Description

ADEOS (ADvanced Earth Observing Satellite) est la première plate-forme d'observation de la terre, en orbite polaire, équipée de plusieurs instruments destinés à l'étude globale de l'environnement terrestre. Le satellite, de conception Japonaise, fut lancé du centre spatial de Tanegashima le 17 août 1996. Les huit instruments, de provenances diverses, placés à bord de la plate-forme furent très rapidement opérationnels. Malheureusement, ADEOS stoppa ses opérations de transmission des données le 30 juin 1997. Cet accident a été causé par un débris qui est venu percuter le satellite, provoquant la destruction du panneau solaire. Il existe néanmoins à peu près huit mois de données qui ont permis d'atteindre les principaux objectifs scientifiques d'ADEOS, excepté pour ceux qui nécessitaient une analyse à long terme. Ces objectifs avaient pour but une meilleure compréhension de notre environnement à travers l'étude : de la répartition globale des gaz à effet de serre, de la répartition des aérosols, de l'étude du bilan radiatif des nuages, de la distribution globale de la concentration en phytoplancton et sa dynamique, des mécanismes de destruction de l'ozone, etc...

Les instruments embarqués à bord d'ADEOS sont présentés dans le tableau ci-dessous.

| | | |
|--------|--|---|
| OCTS | Ocean Color and Temperature Scanner | NASDA (Japon) |
| AVNIR | Advanced Visible and Near Infrared Radiometer | NASDA (Japon) |
| NSCAT | NASA Scatterometer | NASA/JPL (USA) |
| TOMS | Total Ozone Mapping Spectrometer | NASA/GSFC (USA) |
| POLDER | POLarization and Directionality of Earth's Reflectances | CNES (France) |
| IMG | Interferometric Monitor for Greenhouse Gases | Ministry of International Trade and Industry (Japon) |
| ILAS | Improved Limb Atmospheric Spectrometer | Environment Agency (Japon) |
| RIS | Retroreflector In Space | Environment Agency (Japon) |
| TEDA | Technical Data Acquisition Equipment | NASDA (Japon) |

TAB. 3.1 – Instruments présents sur la plateforme ADEOS.

3.3.2 L'instrument POLDER

Le développement des détecteurs CCD (Charge Coupled Device) dans les années 1980 a permis l'avènement d'un nouveau type de radiomètres. Ce nouveau concept permet de fournir le même type de mesure qu'un scanner, en supprimant le balayage mécanique par un balayage dit "électronique". En fait, le détecteur unique couplé à une optique à champ étroit dont on déplace l'axe de visée est remplacée par une optique à champ large qui focalise simultanément le rayonnement provenant de différentes directions sur un ensemble de détecteurs. Le fait de s'affranchir du balayage mécanique permet ainsi d'améliorer sensiblement la résolution spatiale des capteurs.

Le radiomètre POLDER (POLarization and Directionality of Earth's Reflectances) était dédié à l'étude d'un certain nombre de paramètres comme:

- la couleur de l'océan: concentration en chlorophylle.
- la végétation: indice de végétation.
- les aérosols: nature, abondance, et transport.
- le bilan radiatif aux courtes longueurs d'onde.
- la caractérisation de la couche nuageuse et l'impact des nuages sur le bilan radiatif terrestre: épaisseur optique, contenu en eau liquide, altitude, phase.

3.3.2.1 Description de l'instrument

Le radiomètre POLDER a été conçu au Laboratoire d'Optique Atmosphérique (LOA) en collaboration avec le CNES (Centre National d'Etudes Spatiales). La matrice CCD se compose de 242 x 274 détecteurs, de taille $27\mu m \times 32\mu m$. L'instrument comporte une optique à champ large de distance focale $f = 3.57\text{ mm}$, ce qui lui donne un champ de visée de $\pm 51^\circ$ le long du grand axe de la matrice et de $\pm 43^\circ$ le long du petit axe. Sa fauchée est de 2400 km environ et la résolution au nadir est de 6 km x 7 km. L'instrument est équipé d'une roue porte-filtres composée de 16 filtres, choisis de façon à satisfaire les objectifs scientifiques énoncés précédemment (fig. 3.5).

Ces filtres permettent de mesurer le rayonnement réfléchi par le système terre-atmosphère dans différentes longueurs d'onde. L'une des particularités de POLDER est de pouvoir mesurer la polarisation du rayonnement dans trois longueurs d'onde: 443 nm, 670 nm et 864 nm. Pour effectuer cette mesure de polarisation, trois filtres couplés chacun à un analyseur ont été

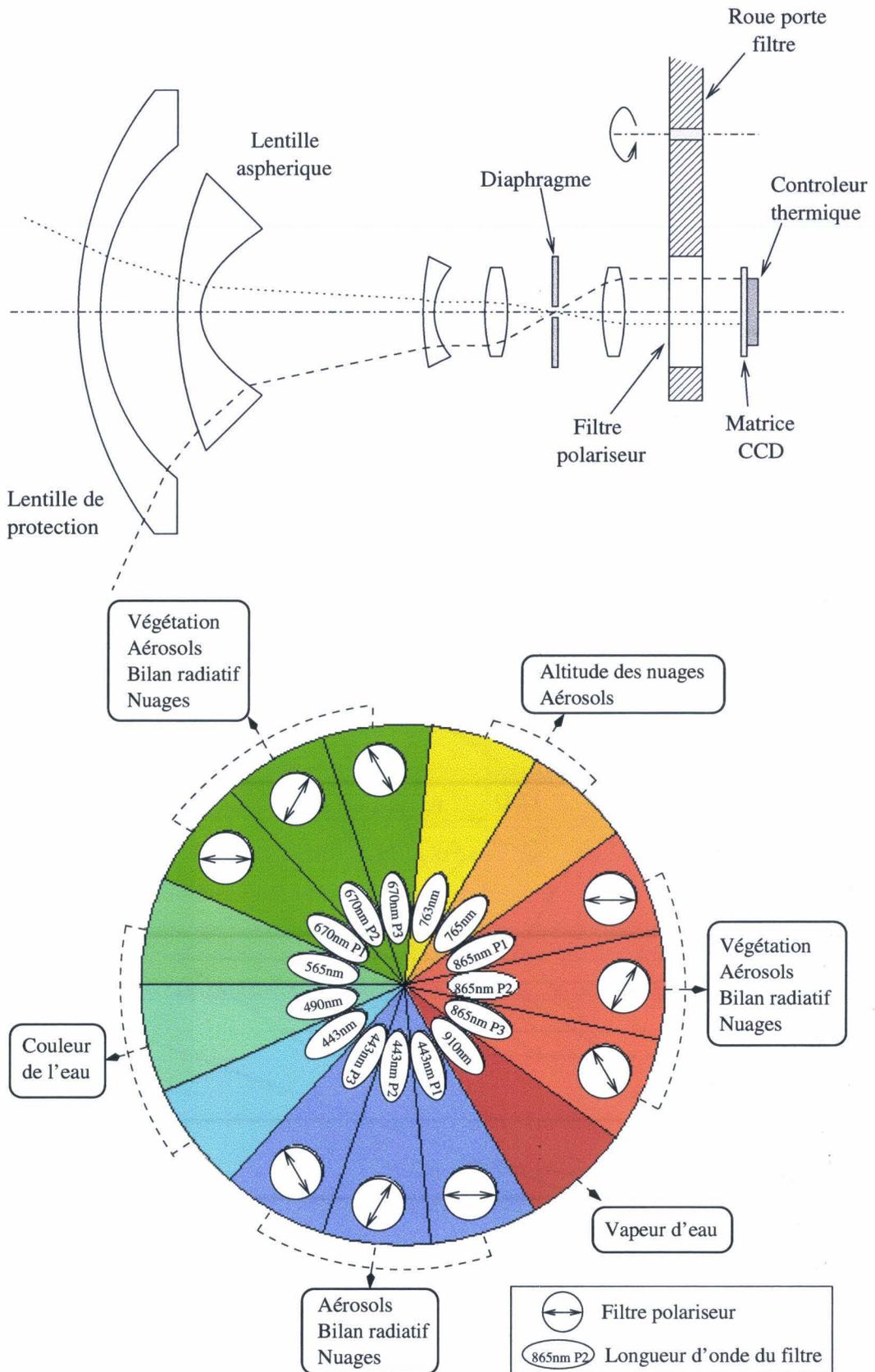


FIG. 3.5 – Schéma de l'optique de l'instrument POLDER (en haut). Représentation de la roue porte filtre (en bas).

associés à chaque longueur d'onde, les trois analyseurs ayant des directions de polarisation décalées de 60° les uns par rapport aux autres (cf fig. 3.5). Les directions de polarisation ont été choisies de manière à retrouver les trois composantes I_λ , Q_λ et U_λ du vecteur de Stokes du rayonnement réfléchi. La composante V_λ du vecteur de Stokes n'a pas été calculée car les interactions du rayonnement solaire avec l'atmosphère ou le sol ne génèrent quasiment pas d'ellipticité.

La séquence d'acquisition est répétée toutes les 19.6 secondes, c'est à dire tous les quatre tours de roue, afin de permettre la transmission ou le stockage des données. De ce fait, en raison de la vitesse du satellite, le déplacement apparent d'une cible est d'environ 150 km, et peut donc être observée sous 12 à 14 directions de visée au cours d'un même passage (figure 3.6). Un jeu complet de 14 mesures d'une même scène est ainsi acquis en à peine plus de 4 minutes et peut donc être considéré comme quasi-instantané.

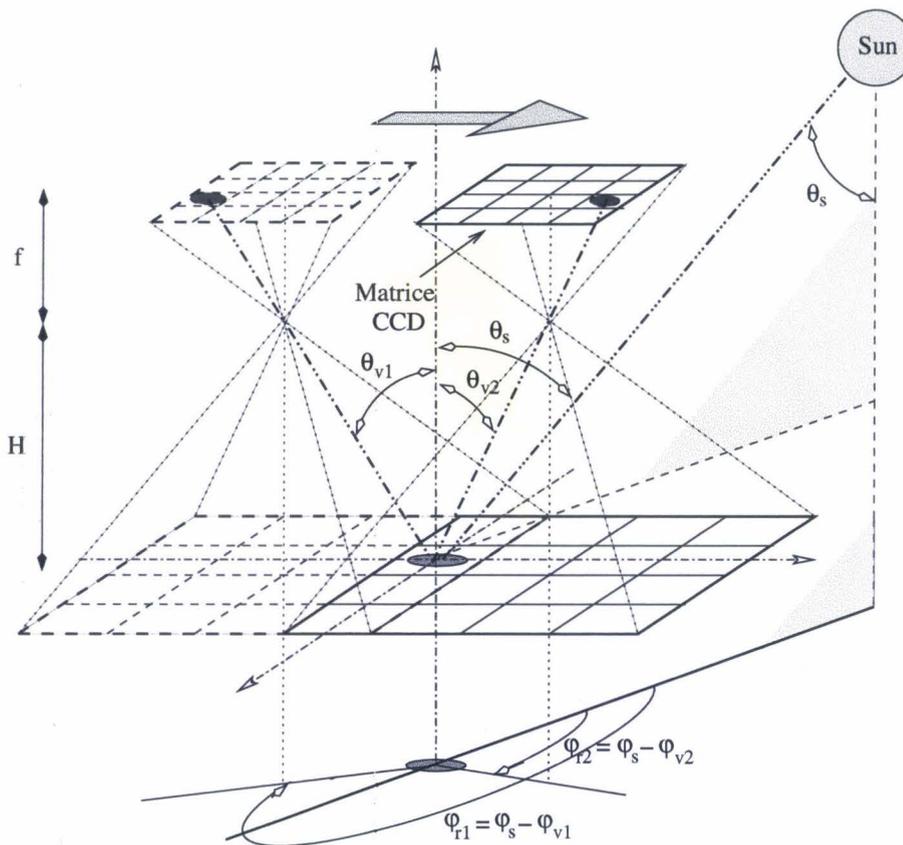


FIG. 3.6 – Géométrie de visée de l'instrument POLDER. Entre deux mesures successives, une même scène est vue sous les angles $(\theta_{v1}, \varphi_{v1})$ et $(\theta_{v2}, \varphi_{v2})$.

On sait que l'état de polarisation de la lumière est complètement caractérisé par le vecteur de Stokes (cf. Annexe A). Pour une meilleure interprétation physique des données, on calcule

à partir des composantes de ce vecteur, la luminance L_λ et la luminance polarisée L_λ^p de la manière suivante:

$$\begin{cases} L_\lambda = I_\lambda \\ L_\lambda^p = \sqrt{Q_\lambda^2 + U_\lambda^2} \end{cases} \quad (3.1)$$

où I_λ , Q_λ et U_λ sont les coefficients du vecteur de Stokes mesurés à une longueur d'onde donnée.

On peut alors calculer les réflectances totale et polarisée de la façon suivante :

$$\begin{cases} \mathcal{R}_\lambda = \frac{\pi L_\lambda}{\cos \theta_s} \\ \mathcal{R}_\lambda^p = \frac{\pi L_\lambda^p}{\cos \theta_s} \end{cases} \quad (3.2)$$

Les figures 3.7a et 3.7b représentent, pour une scène donnée, un exemple de mesure des réflectances totale et polarisée à 864 nm et 670 nm en fonction de l'angle de diffusion Θ .

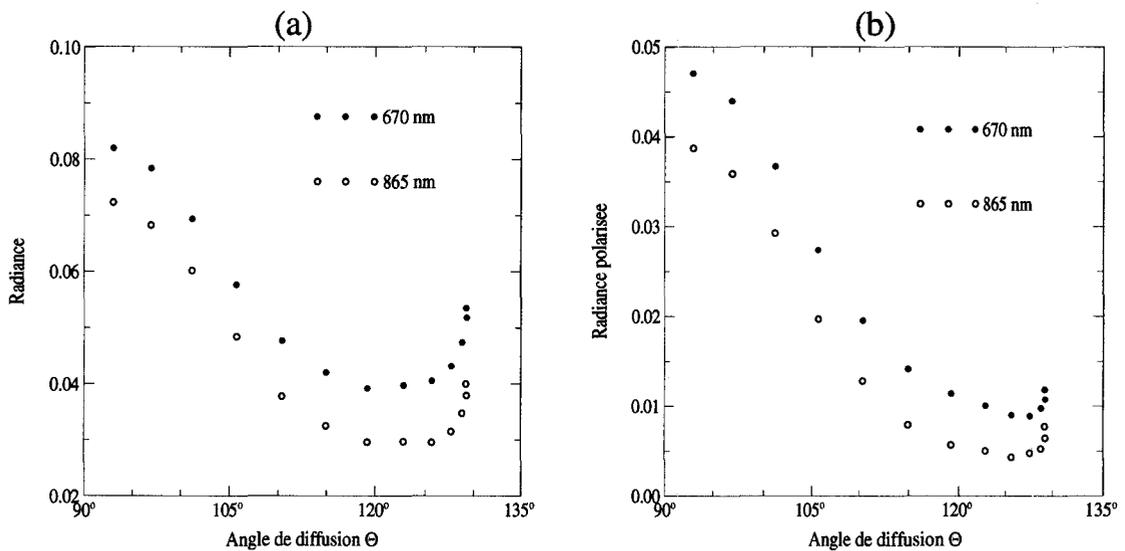


FIG. 3.7 – Exemple de mesures effectuées par POLDER à deux longueurs d'onde (670nm et 864nm). La figure (a) représente la réflectance totale, et la figure (b) la réflectance polarisée dans ces deux canaux.

A titre indicatif, nous avons indiqué ci-dessous l'expression de l'angle de diffusion en fonction des angles zénithaux solaire θ_s et de visée θ_v et de l'angle azimutal relatif φ_r dans la géométrie de POLDER.

$$\cos \Theta = -\cos \theta_s \sin \theta_v - \sin \theta_s \sin \theta_v \cos \varphi_r \quad (3.3)$$

3.3.2.2 Avantages de l'instrument POLDER

Avec POLDER on dispose d'un puissant jeu de données qui permet de discerner parmi les modèles existants, celui qui donne des propriétés radiatives qui se rapprochent le plus de celles des composants atmosphériques étudiés.

Le multi-angulaire: Le fait d'effectuer une mesure de la réflectance d'une cible donnée, sous différents angles de visée, permet une discrimination plus efficace du modèle microphysique. En effet, on comprend bien qu'à partir d'une mesure monodirectionnelle, il sera toujours possible, dans la modélisation, d'ajuster l'épaisseur optique du nuage afin de faire concorder la réflectance simulée à celle mesurée. A moins d'avoir l'information sur l'épaisseur optique, il est alors impossible à partir d'une mesure monodirectionnelle de discerner parmi différents modèles, celui qui nous permettra de retrouver sans ambiguïté les paramètres optiques et radiatifs des nuages de glace. Par contre, si l'on possède un jeu de réflectances d'une même scène, fonction de l'angle de diffusion, il sera beaucoup moins évident de trouver le modèle qui pourra convenir.

Prenons un exemple simple afin de bien comprendre cette spécificité. Considérons un modèle d'atmosphère constitué d'un nuage de glace plan-parallèle. Symbolisons alors la réflectance polarisée donnée par le modèle, par une droite $y = ax + b$ où x représente l'angle de diffusion. Cette droite admet une certaine pente a qui sera par exemple fonction de la forme du cristal que l'on a choisi pour modéliser notre nuage de glace. La valeur du coefficient b sera proportionnelle à l'épaisseur optique de ce nuage. Symbolisons maintenant les mesures monodirectionnelles et multidirectionnelles par un et deux points respectivement. Il sera dès lors toujours possible dans notre modélisation de jouer sur l'ordonnée à l'origine b (c'est à dire l'épaisseur optique du nuage) pour faire passer la droite (quelle que soit sa pente et donc la forme de la particule) par le point. Par contre une droite unique, de pente a bien définie, pourra passer par les deux points symbolisant la mesure multi-angulaire. On devrait ainsi pouvoir contraindre de façon plus efficace le choix du modèle microphysique.

La multi-angularité présente également l'avantage de pouvoir s'affranchir des directions du glitter ² notamment pour l'étude des aérosols. De même, elle permet de repérer des pics de

2. ce sont les directions pour lesquelles il y a réflexion spéculaire. La tache du glitter sur la mer a une

réflexion spéculaire au-dessus de nuages de glace, qui sont la signature de cristaux orientés dans un plan préférentiel horizontal [Chepfer et al., 1999].

La polarisation : Couplée avec le multi-angulaire, la polarisation s'avère être un outil très utile notamment dans la discrimination de la phase des nuages³. En effet, il est maintenant bien établi que la réflectance polarisée R_λ^p est très sensible à la forme (sphérique ou non) des particules nuageuses. Nous savons également que les grosses particules sphériques polarisent fortement la lumière dans la région de l'arc-en-ciel, c'est à dire aux environ de $\Theta = 140^\circ$. Ainsi, une signature typique de particule sphérique de grande dimension devant la longueur d'onde présente un intense pic de réflectance polarisée aux alentours de 140° , alors que des particules non sphériques (en phase glace) n'en présentent pas (cf figure 3.8).

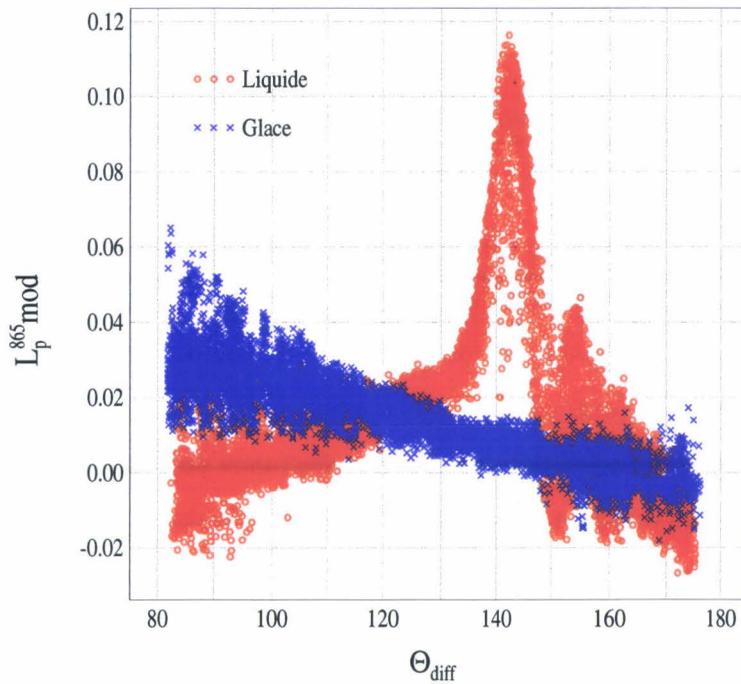


FIG. 3.8 – Réflectance polarisée à 864nm au-dessus d'un nuage de glace (croix bleues) et d'un nuage d'eau liquide (cercles rouges).

C'est sur cette différence de comportement de R_λ^p autour de 140° , que l'on peut discerner en principe les nuages de glace des nuages d'eau [Goloub et al., 2000]. L'algorithme qui permet dimension qui dépend de l'état de surface de l'océan et donc de la vitesse du vent.

3. C'est à dire savoir si le nuage est composé de particules non-sphériques (glace), de particules sphériques (eau liquide) ou d'un mélange des deux.

cette discrimination comprend également d'autres tests, notamment sur le signe de la pente de R_λ^p aux angles inférieurs à 140° qui doit être positif dans le cas de particules d'eau (sphériques) et négatif dans le cas de particules de glace (non sphériques).

La figure 3.8 est un exemple de la réflectance polarisée mesurée par POLDER au-dessus d'une scène nuageuse en phase glace (croix) et en phase liquide (cercle). Pour une information plus approfondie, la description de l'algorithme sera présentée en détail dans la thèse de Jérôme Riedi (2001). On peut noter encore une fois l'importance de la multi-angularité qui permet d'avoir le comportement de R_λ^p sur une large gamme d'angles de diffusion.

Néanmoins quelques erreurs peuvent apparaître, inhérentes à la méthode de détermination de la phase. En effet, on sait que R_λ^p sature très rapidement, par conséquent la signature polarisée apparaît dès les premiers ordres de diffusion et provient donc de la partie culminante du nuage. Dès lors, la détermination de la phase ne s'effectue que sur la partie supérieure du nuage, or nous savons que des couches beaucoup plus basses du nuage vont contribuer à la signature de la réflectance totale R_λ . Cette différence de contribution dans les ordres de diffusion sur R_λ et R_λ^p peut être une source d'erreur dans l'interprétation et dans le choix d'un modèle microphysique.

Cet effet est simulé sur les figures 3.9 et 3.10 qui représentent respectivement le calcul des réflectances polarisée et totale provenant d'une cellule nuageuse multi-couche. Cette cellule est composée d'un cirrus fin (d'épaisseur optique variable) dans sa partie supérieure et d'un nuage d'eau épais (d'épaisseur optique $\delta_e = 10$) dans sa partie inférieure. Compte tenu que seul les premiers ordres de diffusion déterminent la réflectance polarisée, on peut voir sur la figure 3.9 que la cellule sera déclarée en phase glace dès que l'épaisseur optique (δ_g) du cirrus atteint une valeur égale à 2. En effet, on peut voir que, pour $\delta_g \geq 2$, le pic de réflectance polarisée modifiée ($R_{mod,\lambda}^p$) (pour la signification du terme "polarisée modifiée" voir chap.5 § 5.3.1) à 140° , caractérisant les nuages d'eau, est très faible. De plus la pente de $R_{mod,\lambda}^p$ dans la plage d'angle de diffusion inférieure à 140° est négative, caractéristique des nuages de glace. Cette figure présente également le comportement de $R_{mod,\lambda}^p$ pour un cirrus seul d'épaisseur optique égale à 4. On remarque ainsi qu'à partir de cette valeur de $\delta_g = 4$, le nuage d'eau n'a plus aucune influence sur la réflectance polarisée provenant de la cellule.

La figure 3.10, qui représente la réflectance totale R_λ du multi-couche (trait plein) et d'un cirrus unique (trait mixte) pour différentes valeurs de δ_g , montre que le nuage d'eau a une influence notable sur la forme de R_λ tant que $\delta_g \leq 4$. Par contre, l'épaisseur optique inversée δ_g^{inv} à partir d'un modèle mono-couche de nuage de glace sera toujours faussée par la présence

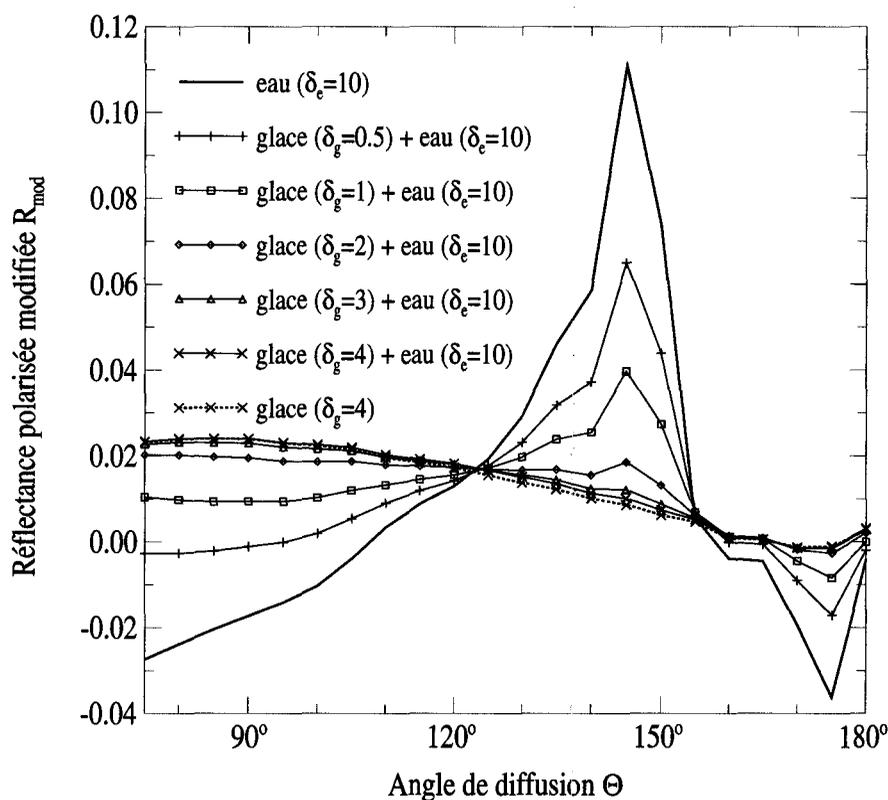


FIG. 3.9 – Simulation de la réflectance polarisée modifiée à 864nm, d'un système multi-couches composé d'un cirrus au-dessus d'un nuage d'eau liquide ($\delta_e = 10$) pour différentes épaisseurs optique de cirrus (trait plein), d'un cirrus seul d'épaisseur optique $\delta_g = 4$ (trait discontinu) et d'un nuage d'eau liquide seul d'épaisseur optique $\delta_e = 10$ (trait plein gras).

du nuage d'eau. Par conséquent, l'épaisseur optique inversée sera rarement l'épaisseur optique "vraie" mais une épaisseur optique équivalente pour laquelle une atmosphère composée d'un nuage de glace unique donnerait la même réflectance.

Considérons le cas d'une cellule composée d'un cirrus d'épaisseur optique égale à 2 au-dessus du nuage d'eau d'épaisseur optique $\delta_e = 10$ (cf figure 3.11). On a vu précédemment que cette cellule était déclarée en phase glace. Par conséquent, nos simulations de transfert radiatif seront effectuées pour un nuage unique avec un modèle microphysique de particule cristalline. On remarque que la réflectance simulée à partir du cirrus unique (trait mixte) d'épaisseur optique $\delta_g^{inv} = 8.3$ ne permet pas d'expliquer complètement le comportement angulaire du système multi-couches.

Dès lors, non seulement la valeur de l'épaisseur optique inversée sera fautive (dans la cellule $\delta_e + \delta_g = 12$ et $\delta_g^{inv} = 8.3$), mais on conclura hâtivement que le modèle microphysique

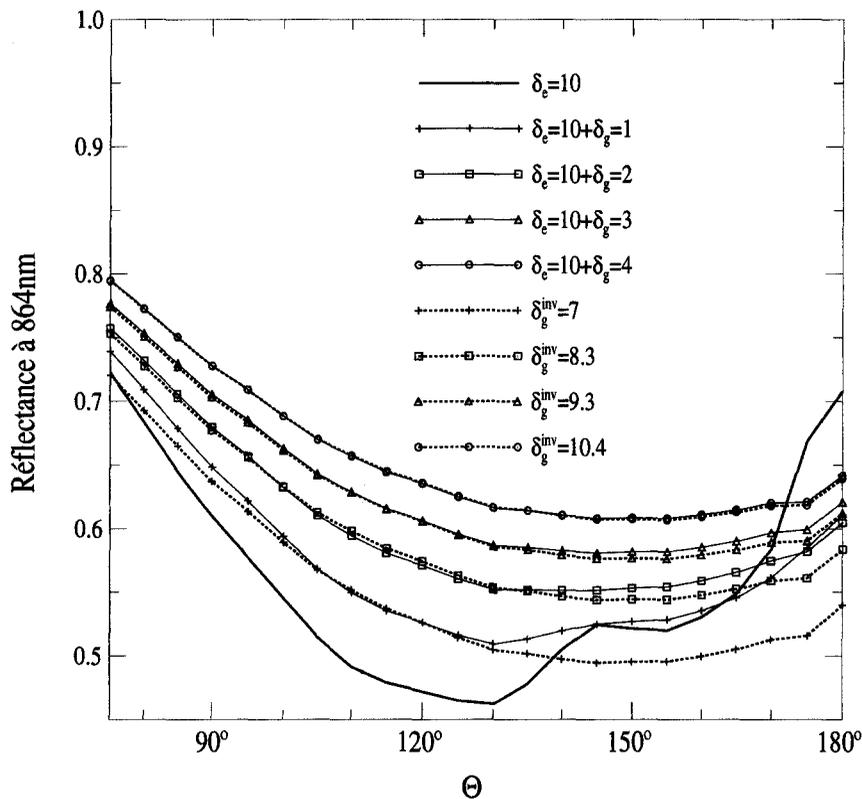


FIG. 3.10 – Simulation de la réflectance totale d'un système multi-couches composé d'un cirrus au-dessus d'un nuage d'eau liquide pour plusieurs épaisseur optique de cirrus (trait plein), du cirrus seul qui donnerait la même réflectance (trait discontinu) et d'un nuage d'eau liquide seul d'épaisseur optique $\delta_e = 10$ (trait plein gras).

choisi n'est pas le bon puisque la forme des réflectances de la cellule et du cirrus unique ne sont pas identiques (notamment en diffusion arrière ou l'écart atteint 5%). Ceci implique que la détermination de paramètres radiatifs tels que l'épaisseur optique, l'albedo sphérique, le contenu en glace, etc... basée sur une comparaison des simulations, et des mesures de réflectance totale sera faussée, et conduira à une interprétation incorrecte de l'effet radiatif de ce type de nébulosité. Cependant, on peut supposer raisonnablement que l'occurrence de ce genre de cellule est faible à l'échelle globale et n'a donc pas un effet primordial.

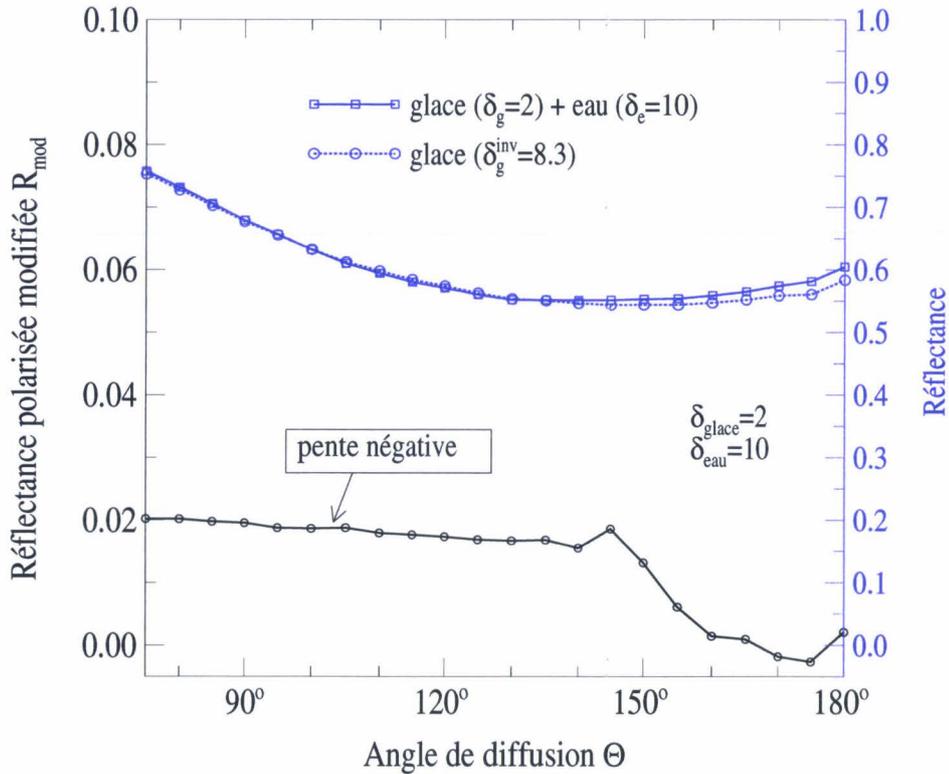


FIG. 3.11 – Simulation des réflectances totales obtenues par un système multi-couches composé d'un cirrus d'épaisseur optique $\delta_g = 2$ au-dessus d'un nuage d'eau liquide d'épaisseur optique $\delta_e = 10$ (trait plein bleu), et d'un cirrus seul dont l'épaisseur optique inversée est $\delta_g^{inv} = 8.3$ (trait discontinu bleu). Simulation de la réflectance polarisée modifiée pour le système multi-couches (trait noir).

3.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit les principales caractéristiques des sondes utilisées lors de mesures in situ, et plus particulièrement celles du néphélomètre polaire. Les mesures que donne cet instrument s'avèrent être très intéressantes car elles nous fournissent, à un coefficient près, la fonction de phase des particules échantillonnées. Dès lors, nous pouvons comparer directement les résultats de diffusion simple qui découlent du modèle avec les mesures effectuées par le néphélomètre, sans passer par un code de transfert radiatif. Ceci s'avère être un avantage indéniable par rapport aux mesures effectuées par un instrument situé en orbite, car on s'affranchit ainsi de sources d'erreurs liées à une mauvaise modélisation de l'atmosphère. Par ailleurs, le fait d'utiliser un avion, nous permet de choisir la nébulosité à sonder, et donc d'être sûr de comparer des choses comparables. Par exemple si l'on veut

tester la validité d'un modèle de cristaux de glace, il suffit de comparer une fonction de phase provenant de ce modèle avec des mesures effectuées dans un nuage de type cirrus, d'altitude assez élevée pour qu'il soit composé uniquement de particules cristallines. Malheureusement des mesures locales comme celles décrites précédemment ne peuvent être considérée comme représentatives de l'ensemble des nuages de glace existant à la surface du globe.

C'est pourquoi nous nous sommes également intéressé à des mesures globales effectuées par le radiomètre POLDER. Cet instrument innovant, présente de nombreux avantages par rapport aux radiomètres de sa catégorie. Il permet de réaliser des mesures de réflectance d'une même scène sous différentes géométries de visée de façon quasi-simultanée. L'originalité de POLDER réside également dans sa capacité à caractériser complètement le rayonnement électromagnétique (intensité et état de polarisation) réfléchi par le système terre-atmosphère dans trois longueurs d'onde du spectre visible / proche infrarouge. Cette capacité fournit entre autre, un nouvel outil permettant de discriminer les nuages d'eau des nuages de glace sans utiliser les canaux infrarouge habituels. Néanmoins, l'inconvénient de ce type de mesures réside dans le caractère global de l'observation. En effet, l'étude des nuages de glace va être tributaire d'une bonne détection nuageuse et surtout d'une bonne détermination de la phase des nuages. Par ailleurs nous avons montré que même si la détection de la phase est bonne, des erreurs peuvent encore apparaître dans l'interprétation des mesures, du fait de la contribution des couches nuageuses basses.

Dans les chapitres suivants nous allons entreprendre de tester le modèle IHM, ainsi que d'autres modèle de cristaux, à travers deux points de vue différents. Le premier, qu'on pourrait appeler local, est une comparaison directe des paramètres microphysiques du nuage de glace, mesuré par le néphélomètre polaire, avec des simulations en diffusion simple provenant du modèle IHM. Le second, plus global, utilise le modèle de diffusion simple couplé à un code de transfert radiatif, afin de retrouver les paramètres tels que l'épaisseur optique et l'albedo. En outre, un test sur l'albedo sphérique retrouvé du nuage est effectué afin de vérifier le bon comportement du modèle microphysique choisi.

Chapitre 4

Comparaison du modèle IHM avec des mesures in situ

4.1 Introduction

Nous avons vu, lors du chapitre précédent, que les mesures effectuées par le néphélomètre polaire présentaient l'avantage de donner directement l'indicatrice de diffusion d'un échantillon de particules nuageuses. Une confrontation immédiate avec les simulations en diffusion simple provenant du modèle IHM est alors possible sans avoir à utiliser un code de transfert radiatif, comme il est généralement requis lors de comparaisons avec des mesures spatiales. On évite ainsi des sources d'erreurs liées à une mauvaise modélisation de l'atmosphère (par exemple les nuages sont souvent supposés être des couches planes et parallèles entre elles de dimension transverse infinie), ou à une mauvaise prise en compte des effets de l'atmosphère ou du sol.

A partir de l'étude effectuée au chapitre 2 (§ 2.5.2) concernant l'analyse de sensibilité des paramètres caractéristiques du modèle IHM sur la fonction de phase, ce chapitre a pour but de trouver un jeu de paramètres qui permettra de restituer au mieux les mesures de l'indicatrice de diffusion réalisées par le néphélomètre polaire dans un nuage de type cirrus.

Nous savons (cf chap.1) que les nuages de glace sont composés de particules de taille et de forme très variables. Il peut donc paraître utopique de vouloir modéliser la microphysique de tels nuages par une particule de forme et de taille unique. Dès lors, nous essaierons, à partir d'études effectuées par *Hess et al.* (1998) et *K. Wyser* (1998), et des mesures provenant de

la sonde OAP-2D2-C, d'introduire une distribution en taille de cristaux prenant en compte des formes différentes. L'influence d'une telle distribution sur l'allure de la fonction de phase sera alors étudiée, ainsi que l'éventuelle amélioration qu'elle apporte sur la restitution des mesures in situ.

4.2 Physique de la mesure et ajustement au modèle

4.2.1 Physique de la mesure

Le paramètre de diffusion mesuré par le néphélomètre polaire est la section efficace de diffusion volumique par unité d'angle solide $\sigma_{sca}^d(\Theta)$. En d'autres termes, cet appareil nous donne la mesure de la quantité de lumière qu'un certain volume de particules diffuse sur chaque photo-diode.

Le volume d'échantillonnage étant de très petites dimensions, on peut considérer que nous sommes dans l'approximation de la diffusion simple¹. Le nuage de particules formé par le volume d'échantillonnage est caractérisé par une distribution dimensionnelle volumique $N(a)$ (a représente le rayon d'une particule sphérique équivalente en surface projetée). Ainsi, la grandeur $N(a) da$ représente le nombre de particules par unité de volume dont le rayon est compris entre a et $a + da$, et $\int_0^\infty N(a) da = \mathcal{N}$ le nombre total de particules par unité de volume.

L'hypothèse de diffusion simple implique que la contribution de toutes les particules s'additionne. Dès lors, le flux d'énergie radiative $\phi(\Theta)$, diffusé dans la direction Θ dans l'angle solide élémentaire $d\Omega$ par une distribution volumique $N(a)$ s'écrit:

$$\phi(\Theta) = E_0 V d\Omega \int_0^\infty c_{sca}(\Theta, a) N(a) da \quad (4.1)$$

où V est le volume diffusant (m^3), E_0 la densité de flux énergétique incidente (W/m^2), et $c_{sca}(\Theta, a)$ ($m^2 sr^{-1}$) la section efficace de diffusion dans la direction Θ d'angle solide $d\Omega$ d'une particule dont le rayon est égale à a .

On peut alors introduire la section efficace de diffusion volumique par unité d'angle solide σ_{sca}^d de la manière suivante:

1. Cette approximation induit, d'une part que toutes les particules reçoivent la même intensité sans obscurcissement de la part des autres, d'autre part, que la lumière reçue par une particule ne provient jamais de la diffusion par une autre.

$$\sigma_{sca}^d(\Theta) = \int_0^\infty c_{sca}(\Theta, a) N(a) da \quad (4.2)$$

Cette équation permet en outre, à partir des mesures de σ_{sca}^d , de déterminer la distribution volumique $N(a)$ des particules présentes dans le volume sondé, mais ceci dépasse le cadre de cette étude. Néanmoins, la résolution de cette équation (appelée équation intégrale de Fredholm de première espèce) qui conduit à la détermination de $N(a)$ est explicitée dans la thèse d'Olivier Crépel (1995).

4.2.2 Ajustement de la mesure et du modèle

Afin de comparer les mesures provenant du néphélomètre polaire avec la fonction de phase calculée à l'aide du modèle IHM, il nous faut les ajuster en tenant compte des paramètres microphysique tels que: (i) la concentration des particules et (ii) leur diamètre moyen, tous deux donnés par la sonde PMS. La relation entre la mesure de σ_{sca}^d et la fonction de phase calculée est alors définie de la manière suivante [C.-Labonnote et al., 2000]:

$$P(\Theta) = \frac{4\pi}{\mathcal{N}C_{sca}} \sigma_{sca}^d(\Theta) \quad (4.3)$$

où \mathcal{N} (m^{-3}) est le nombre de particule par unité de volume et C_{sca} (m^2) la section efficace de diffusion moyenne donnée par le modèle, en faisant l'hypothèse de particule aléatoirement orienté dans l'espace. Cet ajustement tient compte:

- de la taille et de la concentration des cristaux IHM, directement lié à la valeur du produit $\mathcal{N}C_{sca}$, qui gouverne la magnitude de σ_{sca}^d .
- du facteur de forme $L/2R$, qui commande principalement l'intensité des halos à 22° et 46° , mais également à moindre échelle, l'amplitude de la diffusion latérale et arrière.
- du libre parcours moyen $\langle l \rangle$, qui règle l'amplitude de la diffusion latérale.
- des paramètres r_{eff} et v_{eff} de la granulométrie des inclusions, qui jouent sur l'intensité de la diffusion avant ou arrière.

A partir des mesures effectuées par la sonde PMS, nous pouvons retrouver une valeur du nombre de particules par unité de volume \mathcal{N} (ou $C2D$) et du diamètre moyen ($D2D$). Compte tenu de la résolution de cette sonde (cf § 3.2.2.1), ces résultats ne peuvent être pris que comme des indications. On vérifiera en effet que la taille du cristal dans la modélisation ne s'éloigne pas trop de la valeur de $D2D$, et que la concentration de particules requise pour recalibrer le

modèle à la mesure est en accord avec la valeur de $C2D$ donnée par la sonde PMS. Par contre la valeur du produit $\mathcal{N}C_{sca}$ est pratiquement fixe et provient directement de la magnitude de σ_{sca}^d . Dès lors il n'existe pas une solution unique, mais un jeu de solutions qui satisfasse la mesure. En effet on comprend bien qu'il existe plusieurs dimensions et formes de cristaux nous donnant des valeurs distinctes de C_{sca} , qui alliées à un nombre adéquat de particules par unité volume nous donnerons le même produit $\mathcal{N}C_{sca}$. Par contre, les paramètres tels que $\langle l \rangle$, $L/2R$, r_{eff} et v_{eff} qui ont une influence significative sur la forme de la fonction de phase, seront pratiquement fixés par l'allure de σ_{sca}^d .

4.3 Première approche: Comparaison avec le modèle IHM

L'étude effectuée au chapitre 2 nous montre qu'un des grands avantages du modèle IHM sur des modèles comme les cristaux hexagonaux rugueux, est son grand nombre de paramètres structuraux. En effet, ce modèle met à notre disposition plusieurs paramètres comme le libre parcours moyen $\langle l \rangle$, le rayon effectif r_{eff} et la variance effective v_{eff} de la distribution en taille des inclusions, ainsi que le facteur de forme $L/2R$ du cristal, sur lesquels nous pouvons jouer afin d'ajuster au mieux les simulations aux mesures. Cet avantage s'est d'ailleurs transformé en inconvénient temporel lorsqu'il a fallu rechercher, par une méthode d'essais et d'erreurs, le jeu de paramètres capable de reproduire l'allure des mesures.

4.3.1 Description des mesures

La première mesure, que l'on appellera par la suite *Mid*, car elle a été réalisée à une altitude moyenne de $7700m$ ($T = -35^\circ C$), provient d'un cirrus dont la base était située à une hauteur de $7200m$ et dont l'épaisseur géométrique était approximativement égale à $3km$. Il est intéressant de noter que cette mesure présente des halos à 22° et 46° qui trahissent l'existence de particules à structure hexagonale dans le volume d'échantillonnage (cf figure 4.1).

En outre, on peut remarquer que l'intensité de ces halos est beaucoup plus faible que celle donnée par un modèle de cristal hexagonal sans imperfection (PHM) (cf chap.2 §2.4.3). Cette spécificité met en évidence l'une des déficiences du modèle PHM concernant la restitution des caractéristiques de diffusion des particules cristallines qui composent les nébulosités glacées. Nous verrons dans le chapitre suivant que son inaptitude à modéliser les propriétés de diffusion des cristaux nuageux n'est pas seulement ponctuelle, mais se vérifie à une échelle globale lorsqu'on effectue une étude sur l'ensemble des nuages de glace présents à la surface de la planète.

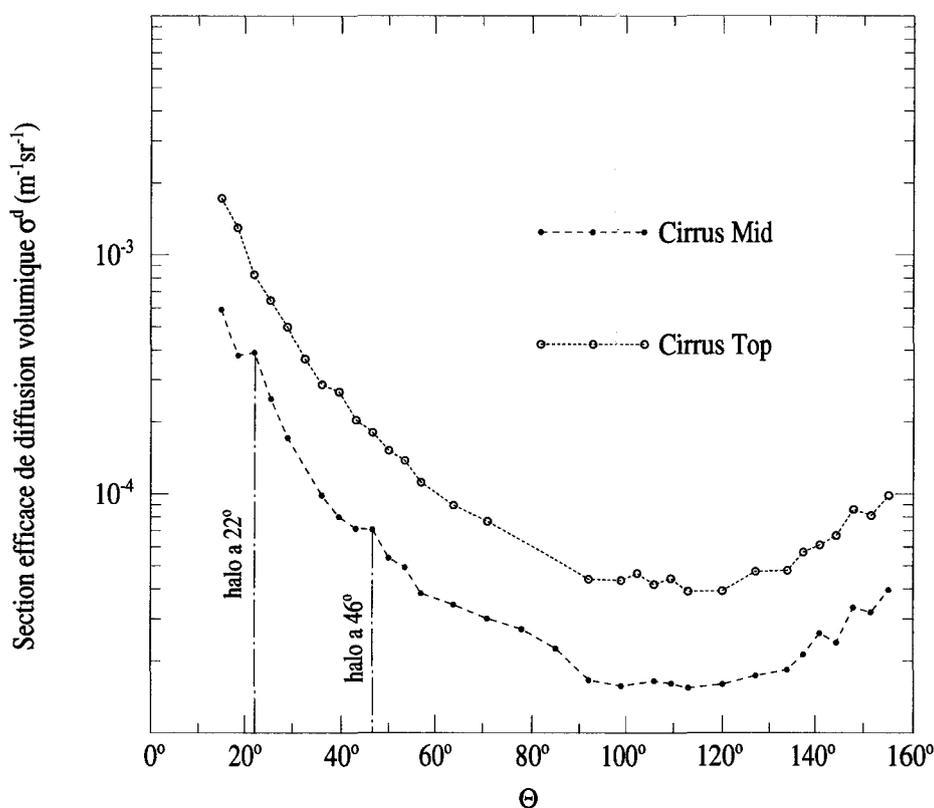


FIG. 4.1 – Mesure de la section efficace de diffusion volumique par unité d'angle solide (σ_{sca}^d), effectuée par le néphélomètre polaire dans deux cirrus différents. Le premier appelé Mid était situé à une altitude moyenne de 7700m et présente des halos à 22° et 46° . Le second appelé Top était un contrail situé à une altitude de 9000m.

La seconde mesure, appelée *Top* dans la suite de ce chapitre, provient d'un "vieux" contrail ² (plusieurs dizaines de minutes après son émission) situé à une altitude de 9000m où la température était de -45°C . Ce type de cirrus anthropique ne présente pas du tout les mêmes caractéristiques microphysique qu'un cirrus "naturel". On peut remarquer notamment que les halos à 22° et 46° ont disparu car les particules qui composaient le contrail étaient, comme le montre les valeurs données par la sonde PMS, beaucoup plus grosses et donc de forme beaucoup plus compliquées que celles qui se trouvaient dans le premier sondage.

Nous avons reporté sur la figure 4.1 les mesures de la section efficace de diffusion volumique par unité d'angle solide σ_{sca}^d , effectuées par le néphélomètre polaire. Cette figure montre,

2. Trainée blanche composée de cristaux de glace, laissée par les avions.

à travers les différences notables concernant l'allure et la magnitude de σ_{sca}^d , que ces deux nuages de glace admettent des caractéristiques microphysiques distinctes. Cette disparité est confirmée par la figure 4.2 qui représente pour les deux sondages considérés, les distributions dimensionnelles retrouvées à partir des mesures de la sonde OAP-2D2-C. Nous y avons également indiqué les valeurs de la concentration ($C2D$), et du diamètre moyen ($D2D$) des particules échantillonnées. On peut voir notamment que les particules qui constituent le nuage *Top* sont beaucoup plus grosses et en plus grande quantité que celles qui constituent le nuage *Mid*.

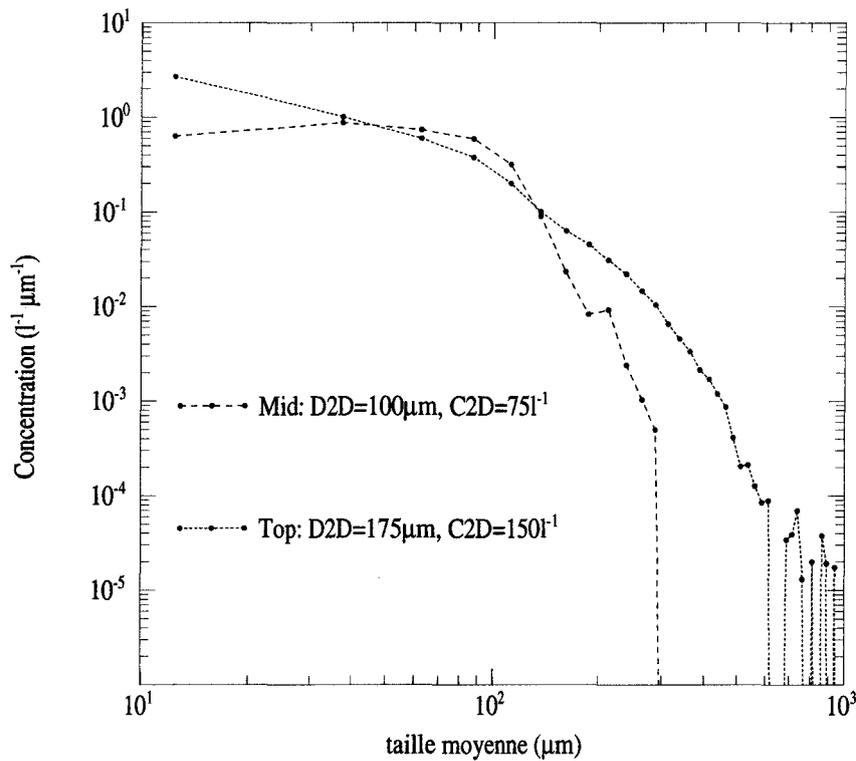


FIG. 4.2 – Distributions en taille correspondant aux cirrus *Mid* et *Top* mesurées par la sonde PMS OAP-2D2-C. Sont également indiquées, les valeurs de la concentration ($C2D$), et du diamètre moyen ($D2D$).

4.3.2 Résultats des comparaisons

4.3.2.1 Avec un cristal IHM de taille unique

La figure 4.3 présente, pour les deux cas de mesures décrits précédemment, le résultat des comparaisons de σ_{sca}^d avec la fonction de phase donnée par le modèle IHM. Les caractéristiques principales du modèle ainsi que la concentration de particules permettant de retrouver l'allure générale des mesures sont résumées dans le tableau 4.1.

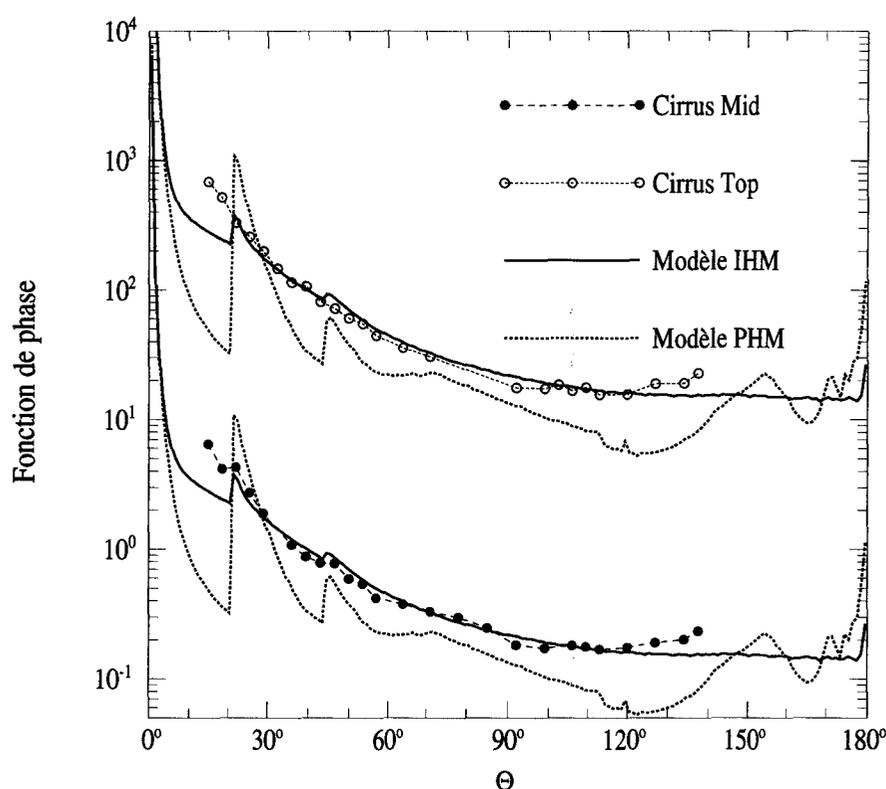


FIG. 4.3 – Comparaison des mesures de σ_{sca}^d (cercle) avec les simulations provenant du modèle IHM (trait continu). Les résultats concernant la mesure Top ont été multipliés par un facteur 100.

On peut remarquer, qu'un modèle unique de particule IHM permet de retrouver l'allure générale de ces deux mesures. La dimension et la forme externe du cristal IHM sont définies par un rayon de sphère équivalente en volume $R_e = 40\mu m$ et un facteur de forme $L/2R = 2.5$. Les paramètres internes tels que la concentration et la granulométrie des inclusions de bulle d'air sont définies respectivement par un libre parcours moyen $\langle l \rangle = 15\mu m$, un rayon effectif $r_{eff} = 1.5\mu m$ et une variance effective $v_{eff} = 0.05$.

Pour des raisons de pollution optique en diffusion arrière, dûe à une réflexion spéculaire

parasite du faisceau laser sur le miroir parabolique, seules les mesures pour lesquelles $\Theta \leq 145^\circ$ ont été validées et sont donc présentées.

| Cirrus | \mathcal{N} | $L/2R$ | R_e | $\langle l \rangle$ | $r_{eff} - v_{eff}$ | C_{sca} |
|------------|---------------|--------------------------|-----------|---------------------|---------------------|------------------|
| <i>Mid</i> | $86l^{-1}$ | $137.15\mu m/27.43\mu m$ | $40\mu m$ | $15\mu m$ | $1.5\mu m - 0.05$ | $13237.5\mu m^2$ |
| <i>Top</i> | $237l^{-1}$ | | | | | |

TAB. 4.1 – Valeurs des paramètres du modèle nécessaires pour retrouver l'allure et la magnitude des mesures *Mid* et *Top*.

En ce qui concerne le premier sondage, noté *Mid*, le modèle reproduit bien l'allure lisse des mesures entre $\Theta = 20^\circ$ et $\Theta = 135^\circ$, la diffusion latérale y est bien représentée comparé à celle que donne un modèle de cristal pur. En outre, l'intensité des halos primaire et secondaire s'accorde bien avec celle de la mesure contrairement au modèle PHM. Par contre pour les angles de diffusion inférieurs à 20° , le modèle IHM arbore un déficit de lumière diffusée. Cette insuffisance peut s'expliquer par le fait que la fonction de phase donnée par le modèle IHM est calculée pour une forme et une taille de cristal unique, qui se rapproche de la dimension moyenne donnée par la sonde PMS. On néglige ainsi l'effet des petites particules qui ont tendance à élargir le pic de diffusion, ce qui pourrait expliquer ce déficit.

La dimension ($2R_e$) et la concentration (\mathcal{N}) des particules IHM requises pour ajuster la simulation à la mesure sont, compte tenu de la résolution de la sonde PMS, en assez bon accord avec les valeurs de la concentration *C2D* et du diamètre moyen *D2D* donnés par cette sonde (cf tableau 4.2).

| Cirrus | Type de données | Concentration | Dimension |
|------------|-----------------|---------------------------|------------------|
| <i>Mid</i> | Mesure | $C2D = 75l^{-1}$ | $D2D = 100\mu m$ |
| | Modèle | $\mathcal{N} = 86l^{-1}$ | $2R_e = 80\mu m$ |
| <i>Top</i> | Mesure | $C2D = 150l^{-1}$ | $D2D = 175\mu m$ |
| | Modèle | $\mathcal{N} = 237l^{-1}$ | $2R_e = 80\mu m$ |

TAB. 4.2 – Dimension et concentration des particules sondée et simulée.

Le second sondage, noté *Top*, est également bien restitué par le modèle de particules IHM utilisé dans la comparaison précédente, mais avec une concentration différente. Ce modèle présente néanmoins les mêmes lacunes concernant la restitution des caractéristiques de diffusion dans la plage d'angle inférieure à $\Theta = 20^\circ$. De plus, la dimension et des particules IHM ($2R_e = 80\mu m$) ainsi que la concentration requise pour ajuster le calcul à la

mesure ($\mathcal{N} = 237l^{-1}$) ne sont pas en accord avec les valeurs données par la sonde PMS ($C2D = 150l^{-1}$, $D2D = 175\mu m$) (cf tableau 4.2).

A cet effet, et compte tenu de la bonne restitution des caractéristiques de diffusion du sondage *Top* par le cristal IHM précédemment défini, nous avons essayé d'introduire une épaisseur optique interne pour les inclusions. L'introduction d'une telle épaisseur optique devrait permettre de changer la taille du cristal IHM, sans en altérer ses propriétés de diffusion. On devrait ainsi, en ce qui concerne la mesure *Top*, se rapprocher des valeurs de $D2D$ et de $C2D$ donnés par la sonde PMS, sans pour autant changer l'allure de la fonction de phase. On comprend bien que dans la configuration actuelle où l'on a défini une concentration d'inclusions par un libre parcours moyen, un changement dans la taille du cristal va s'accompagner d'une variation de la concentration d'inclusions et donc d'une modification des propriétés de diffusion du cristal.

4.3.2.2 Avec des cristaux de taille différente: Introduction d'une épaisseur optique pour les inclusions

Définition de l'épaisseur optique d'inclusion: Le cristal IHM contenant des inclusions sphériques peut être considéré comme un nuage de particules sphériques de morphologie particulière. Dès lors, comme dans l'étude du transfert du rayonnement à travers un milieu diffusant, on peut introduire une épaisseur optique pour les inclusions. S'appuyant sur les travaux de *Mishchenko et Macke* (1997), nous avons donc défini, à partir de la dimension caractéristique H du cristal, et du libre parcours moyen $\langle l \rangle$, une épaisseur optique d'inclusions δ_{inc} . Dans le cas d'un nuage, H est donnée par la dimension verticale du nuage, c.à.d., sa hauteur géométrique, et $H/l = \delta$ représente alors l'épaisseur optique. Dans le cas de cristaux finis, où les photons sont sujets à de nombreuses réflexions et réfractions à la frontière avec l'air, une longueur caractéristique peut être définie comme la somme de toutes les distances d_i entre deux évènements survenant au photon, pondérée par la fraction d'énergie originale e_i qu'il transporte sur cette distance, c'est à dire $H = \sum_{i=1}^{\infty} e_i d_i$.

Dès lors, en absence d'absorption, changer la taille du cristal à épaisseur optique d'inclusions constante, ne change plus ses propriétés de diffusion, sauf pour la partie du rayonnement qui est diffractée. Cette spécificité est illustrée sur la figure 4.4 qui présente la fonction de phase calculée, pour trois cristaux IHM de dimensions différentes à δ_{inc} constant.

Comparaison avec les mesures in situ: La figure 4.5 révèle le résultat de cette comparaison appliquée au sondage *Top*. On peut remarquer que le modèle restitue bien l'allure de

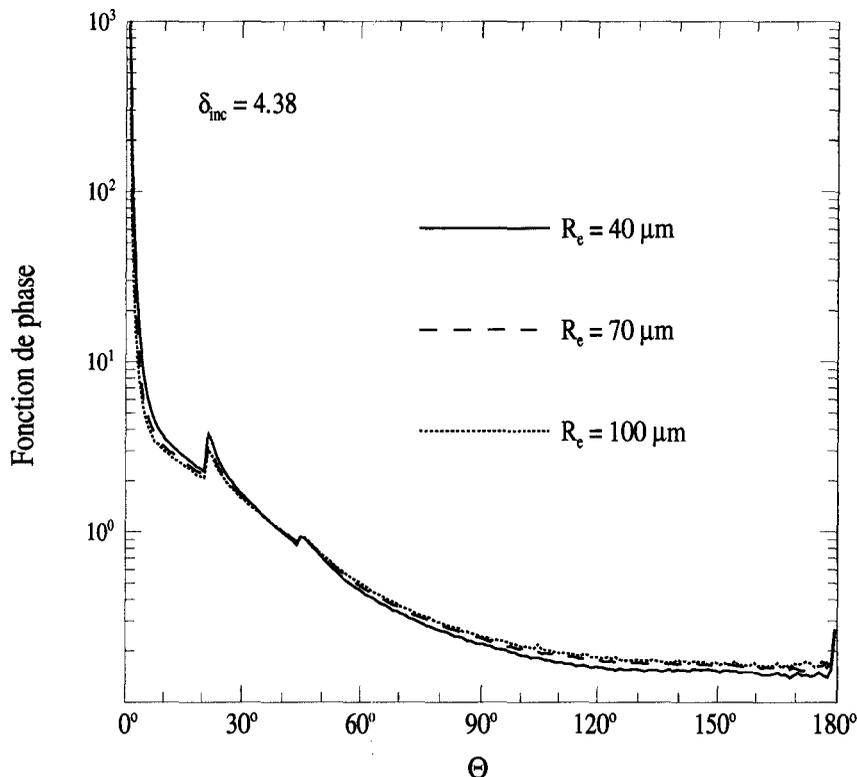


FIG. 4.4 – Fonction de phase de cristaux IHM, pour 3 tailles différentes avec $\delta_{inc} = 4.38$ constant. Les cristaux ont un facteur de forme $L/2R = 2.5$, et les inclusions sont définies par : $r_{eff} = 1.5\mu\text{m}$ et $v_{eff} = 0.05$.

la mesure, comme lors de l'étude avec un cristal de taille unique (§ 4.2.2.1), mais cette fois, la dimension et la concentration du cristal IHM ($2R_c = 120\mu\text{m}$, $\mathcal{N} = 110\text{ l}^{-1}$), nécessaire à recaler le calcul à la mesure, sont à peu près en accord avec les valeurs données par la sonde PMS ($D2D_{Top} = 175\mu\text{m}$, $C2D_{Top} = 150\text{ l}^{-1}$).

Malgré tout, la mauvaise restitution des propriétés de diffusion pour les angles inférieurs à 20° , met en évidence une faiblesse importante du modèle. Nous avons vu que celle-ci concernait la prise en compte de la diversité de taille et de forme des particules qui composent les nuages de glace. Nous allons donc essayer d'introduire dans le paragraphe suivant, une granulométrie pour les cristaux. Nous essaierons également, d'en quantifier les effets sur les propriétés de diffusion de cristaux aléatoirement orientés dans l'espace, et d'en analyser les améliorations éventuelles par rapport à un modèle mono-dimensionnel.

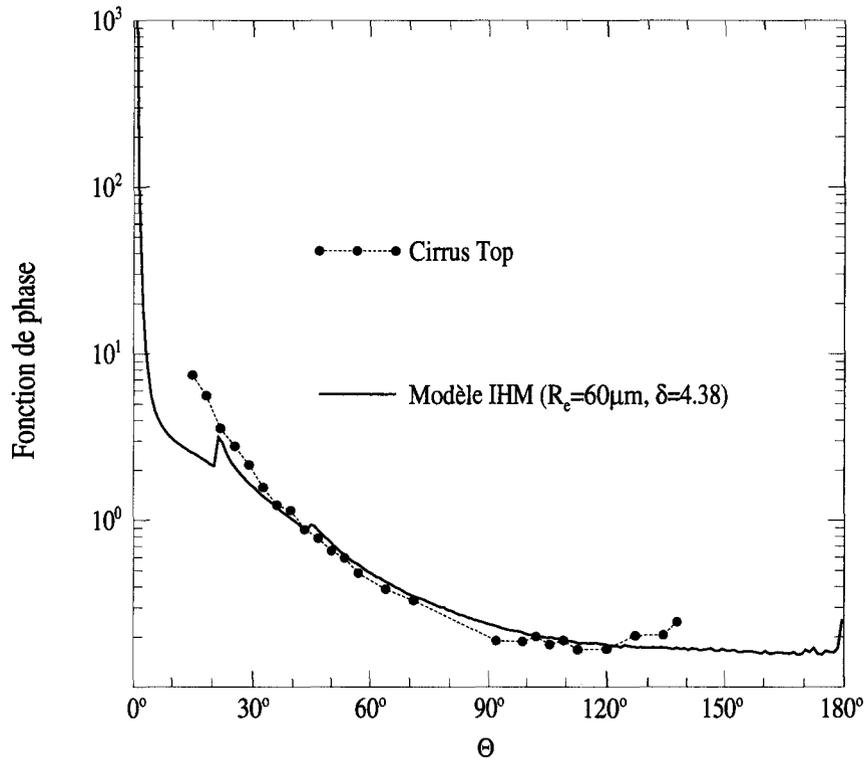


FIG. 4.5 – Comparaison de la fonction de diffusion provenant de la mesure Top avec celle provenant d'un nouveau cristal IHM plus gros mais de même épaisseur optique d'inclusion ($\delta_{inc} = 4.38$) que dans l'étude précédente.

4.4 Seconde approche: Introduction d'une granulométrie

Compte tenu de la grande diversité de tailles et de formes des particules qui composent les nuages de glace (cf chap.1), il apparaît naturel d'introduire, dans la modélisation microphysique de ce type de nébulosité, une granulométrie représentative de mesures in situ. Malheureusement, les instruments actuels qui effectuent ce genre de mesure ne sont pas encore assez précis, notamment en ce qui concerne la détection des petites particules (cf chap.3 § 3.2.2.1), pour espérer obtenir une mesure fiable du spectre de taille. De nouvelles techniques, comme le "Video Ice Particle Sampler (VIPS)" [Farquhar and Heymsfield, 1996] ou le Counterflow Virtual Impactor (CVI) [Noone et al., 1993], ont été développés dans l'optique de mesurer des dimensions de l'ordre du micron, mais les données disponibles ne sont pas encore concluantes. Ainsi, la distribution en taille des particules cristallines reste encore spéculative jusqu'à ce que de meilleures données, notamment concernant les petites particules,

soient disponibles. Malgré tout, nous allons essayer à partir d'hypothèses simples, d'introduire une granulométrie qui englobera les particules de petites dimensions.

4.4.1 Approche et méthodes utilisées

4.4.1.1 Approche du problème

La taille des cristaux qui composent les nuages de glace peut s'étendre de quelques microns à plusieurs centaines de microns. Afin de nous fixer les idées, nous avons vu dans le chapitre précédent (cf § 3.2.2.2) que l'omission de petites particules cristallines dans le calcul de l'albedo d'un cirrus d'épaisseur 2 km , conduit à une diminution de 20% de cet albedo [Larsen et al., 1998]. Il apparaît donc nécessaire de tenir compte des petites particules dans une modélisation de la microphysique des nébulosités glacées. Cependant, la méthode de lancer de rayon, qui est utilisée pour modéliser le transfert de la lumière dans nos cristaux, ne permet de calculer des propriétés de diffusion que pour un paramètre de Mie de la sphère équivalente $x = 2\pi r_{es}/\lambda$ supérieur à 60 [Macke et al., 1995] (r_{es} représente le rayon de la sphère équivalente en surface). Cette méthode n'est donc pas applicable pour des particules de petite dimension par rapport à la longueur d'onde.

Afin de pouvoir couvrir tout le spectre de taille nous allons faire l'hypothèse que tous les cristaux dont le paramètre de Mie est inférieur à 60 ont une forme sphérique. Nous pourrions ainsi utiliser la théorie de Mie pour calculer leur propriétés de diffusion. Cette hypothèse simplificatrice n'est pas irréaliste, car les mesures in situ montrent que plus les particules sont petites, plus leur forme est compacte et se rapproche de celle de la sphère.

4.4.1.2 Définition des tailles

La valeur de $x = 60$ avancée par Macke et al. (1995) a été trouvée en comparant les fonctions de phase de particules sphéroïdales calculées pour différents x , par la méthode approchée de l'optique géométrique, et par la méthode exacte de la T-matrice (cf chap.1 § 1.4.1.4).

L'auteur démontre notamment, après avoir effectué la même comparaison sur des sphères, que la méthode de l'optique géométrique apparaît plus précise et donc applicable à des particules plus petites, à mesure que la non-sphéricité augmente. Les cristaux IHM étant plus asphérique que les particules sphéroïdales, nous avons fait l'hypothèse que cette valeur de $x = 60$ pouvait être appliquée à notre étude. Néanmoins, une analyse similaire à celle effectuée par Andreas Macke, sur des cristaux hexagonaux aléatoirement orientés dans l'espace, serait très intéressante et pourrait confirmer ou non cette hypothèse.

La longueur d'onde du faisceau laser utilisé par le néphélomètre polaire étant de $\lambda = 804 \text{ nm}$, la valeur de $x = 2\pi r_{es}/\lambda = 60$ équivaut à un rayon de sphère équivalente en surface de $r_{es} = 7.67 \mu\text{m}$. Nous allons, dans la suite de cette étude, fixer cette valeur à $10 \mu\text{m}$, ainsi les particules ayant un $r_{es} \leq 10 \mu\text{m}$ seront considérées comme sphériques, et les autres comme des cristaux IHM.

4.4.2 Choix de la granulométrie. Le modèle DSIHC

Il existe dans la littérature plusieurs articles dans lesquels les auteurs ont essayé de définir une granulométrie pour les cirrus [Wyser, 1998, Hess et al., 1998b, Heymsfield and Platt, 1984, Ryan, 1996]. Ces études ont en général débouché sur la formulation d'expressions mathématiques tentant de reproduire l'allure des spectres de taille observés au cours de différentes campagnes expérimentales. Or la grande variabilité des nuages de glace, fait qu'il est difficile de trouver une distribution granulométrique universelle. Cependant, les observations in situ montrent que les granulométries varient suivant la température du nuage et son contenu en glace. C'est pourquoi, les récentes études qui ont tenté de définir un spectre de taille, font toutes intervenir dans leur paramétrisation, la température et le contenu en glace du nuage [Wyser, 1998]. Néanmoins, ces distributions théoriques n'ont pas pour ambition de reproduire chaque observations ponctuelles, mais plutôt de donner, pour une grande variété de conditions thermodynamiques, une représentation raisonnable de la granulométrie existante.

Recherche d'une granulométrie adaptée aux grosses particules: Dans un premier temps, nous avons donc essayé, connaissant la température et le contenu en glace du cirrus échantillonné, d'appliquer le spectre théorique donné par *K. Wyser* (1998) à nos observations. Cette première tentative s'est soldée par un échec dû, soit à des valeurs erronées du contenu en glace et de la température mesurés, soit à une fonction théorique qui ne s'appliquait tout simplement pas à nos mesures. Toujours est-il, qu'en nous inspirant des différentes expressions mathématiques existant à l'heure actuelle, et notamment de celle donnée par *Mitchell* (1994), nous nous sommes efforcés de trouver une formulation capable de reproduire le spectre observé par la sonde PMS. Compte tenu de la résolution de cette sonde, nous n'avons pas cherché à reproduire avec fidélité l'allure de ce spectre mais plutôt à nous rapprocher de sa forme générale. La figure 4.6 présente les résultats de cette recherche, comme nous pouvons le voir, l'expression mathématique utilisée, basée sur une distribution gamma (Γ), restitue assez bien la forme générale de la granulométrie mesurée.

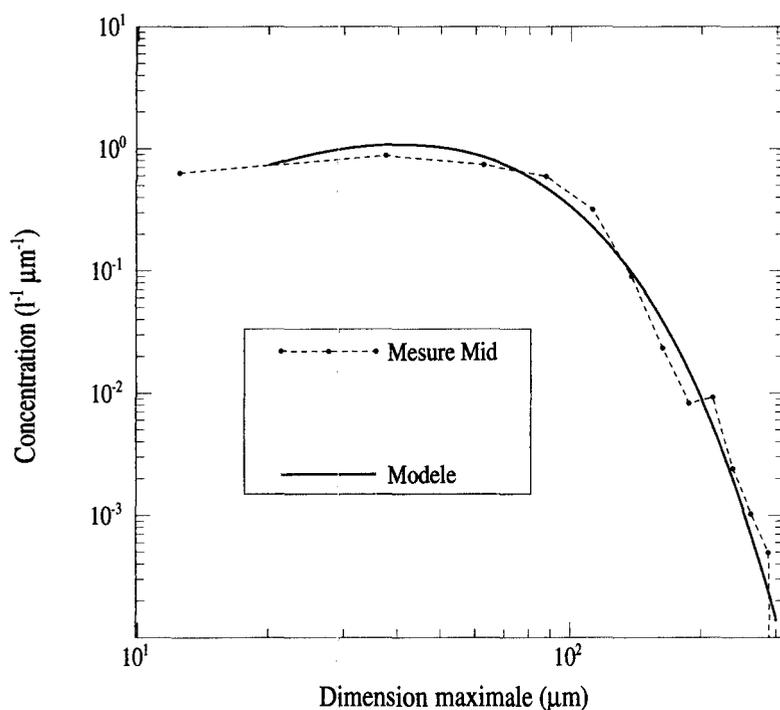


FIG. 4.6 – Représentation des granulométries : (i) modélisée pour des particules de dimension supérieure à $20\mu\text{m}$ (trait plein), (ii) et mesurée dans le cirrus Mid (trait mixte). La dimension maximum représente la longueur pour des colonnes hexagonales, et le diamètre pour des plaquettes et des particules sphériques.

Recherche d'une granulométrie adaptée aux petites particules: Nous avons vu dans le chapitre précédent que la sonde PMS, en raison d'une mauvaise résolution (cf chap.2 § 2.2.2.1), n'était pas apte à mesurer le spectre des petites particules. Dès lors, nous sommes basés sur différentes études disponibles dans la littérature, concernant la mesure et la caractérisation du spectre des petites particules, afin d'intégrer leurs effets dans nos simulations. Plusieurs formulations ont été essayées, et celle explicitée par *Hess et al.* (1998), qui utilise une distribution de Junge, s'est avérée donner les meilleurs résultats.

Distribution granulométrique totale et choix de la forme: Le spectre total choisi est un spectre bimodal. Le premier mode, qui décrit la distribution des petites particules est basé sur une loi de Junge, et le second, qui concerne les grosses particules, est représenté par une distribution Γ . Le spectre total est donc défini de la manière suivante:

$$n(\mathcal{L}) = \begin{cases} A_j \mathcal{L}^{B_j} & \mathcal{L} \leq 20\mu\text{m} \\ A_\Gamma \mathcal{L}^{\nu_\Gamma} \exp(-\lambda_\Gamma \mathcal{L}) & \mathcal{L} > 20\mu\text{m} \end{cases} \quad (4.4)$$

où A_j et B_j valent respectivement $3 \cdot 10^7$ et -3.545 . A_Γ a été choisi de façon à assurer la continuité de $n(\mathcal{L})$ à $20\mu\text{m}$. Les valeurs de ν_Γ et λ_Γ sont respectivement 2 et 0.05. La figure 4.7 représente le spectre dimensionnel total défini ci-dessus sur une échelle de taille allant de $1.5\mu\text{m}$ à $400\mu\text{m}$. Dans la suite de ce travail, nous désignerons ce modèle par l'acronyme DSIHC (Distribution of Spherical and Inhomogeneous Hexagonal Crystal).

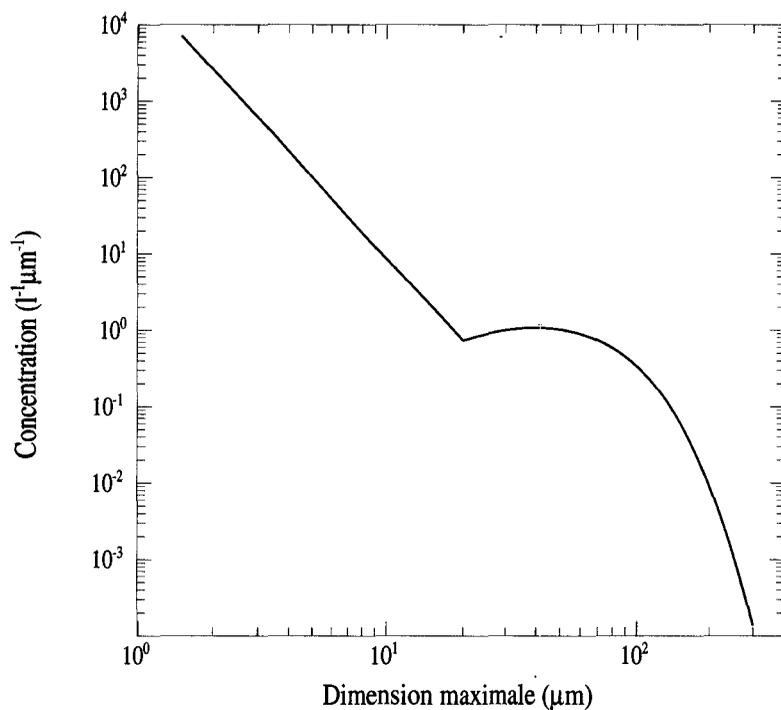


FIG. 4.7 – Spectre dimensionnel total choisi dans le modèle DSIHC. C'est un spectre bimodal défini par une distribution de Junge pour les particules dont la dimension est comprise entre $1.5\mu\text{m}$ et $20\mu\text{m}$ et une distribution Γ pour les dimensions supérieures à $20\mu\text{m}$.

Contrairement aux particules sphériques, pour lesquelles le spectre de taille est défini en fonction de leur rayon r , celui des cristaux de glace est généralement défini en fonction de leur dimension maximum \mathcal{L} . Dans notre cas, \mathcal{L} désignera le diamètre de la sphère pour les petites particules, par contre, pour les plus grosses, \mathcal{L} désignera soit la longueur L pour des colonnes ($L/2R > 1$), soit le diamètre $2R$ du cercle circonscrit à la base de l'hexagone pour des plaquettes ($L/2R < 1$).

Une fois le spectre dimensionnel défini, nous avons tenté de reproduire la diversité de formes des particules cristallines en nous inspirant de caractéristiques microphysiques simples. Pour cela, nous avons considéré que les cristaux dont le rayon de sphère équivalente en surface (r_{es}) est compris entre 10 et $30\mu m$, sont représentés par des hexagones compacts ($L/2R = 1$). Les autres, c'est à dire ceux dont la taille est supérieure, ont des facteurs de forme plus grand, choisis de façon aléatoire entre $L/2R = 2, 3.5$ ou 5 . Toutes les caractéristiques du spectre dimensionnel sont résumées dans le tableau 4.3 ci-dessous.

| Diamètre (μm) | Forme | Coefficients |
|----------------------|--|--|
| $2 \leq d \leq 20$ | sphérique | $A_j = 3.10^7, B_j = -3.545$ |
| $20 \leq d \leq 60$ | hexagonale compacte $L/2R = 1$ | $A_\Gamma = 4.979, \nu_\Gamma = 2$ et $\lambda_\Gamma = 0.05$ |
| $60 \leq d$ | colonne hexagonale $L/2R = 2; 3.5; 5$ | $A_\Gamma = 4.979, \nu_\Gamma = 2$ et $\lambda_\Gamma = 0.05$ |

TAB. 4.3 – Résumé des caractéristiques du spectre dimensionnel choisi dans le modèle DSIHC.

4.4.3 Comparaison avec les mesures in situ *Mid*

La figure 4.8 présente le résultat de la comparaison entre les mesures in situ *Mid* de σ_{sca}^d , et la simulation provenant du modèle DSIHC. On remarque notamment que l'introduction d'une granulométrie améliore nettement la restitution des propriétés de diffusion pour $\Theta \leq 25^\circ$. En outre, la magnitude de l'arc à 22° est maintenant parfaitement reproduite. En ce qui concerne la plage d'angles de diffusion supérieurs à 25° , l'introduction du spectre dimensionnel n'a pas autant d'influence, néanmoins, la présence des petites particules sphériques à tendance à creuser légèrement la fonction de phase en diffusion latérale. De même, la présence de ces particules augmente sensiblement la diffusion arrière.

En résumé, l'introduction d'une granulométrie prenant en compte à la fois les petites particules et la diversité morphologique des plus grosses a amélioré de façon non négligeable la restitution des caractéristiques de diffusion des cristaux présent dans le cirrus *Mid*, surtout dans la plage d'angles de diffusion inférieurs à 25° .

Néanmoins, la prise en compte de l'effet des petites particules diminue fortement la valeur de la section efficace de diffusion moyenne donnée par le modèle DSIHC, puisque on obtient maintenant $C_{sca} = 82.5\mu m^2$. Ceci a pour conséquence d'augmenter considérablement

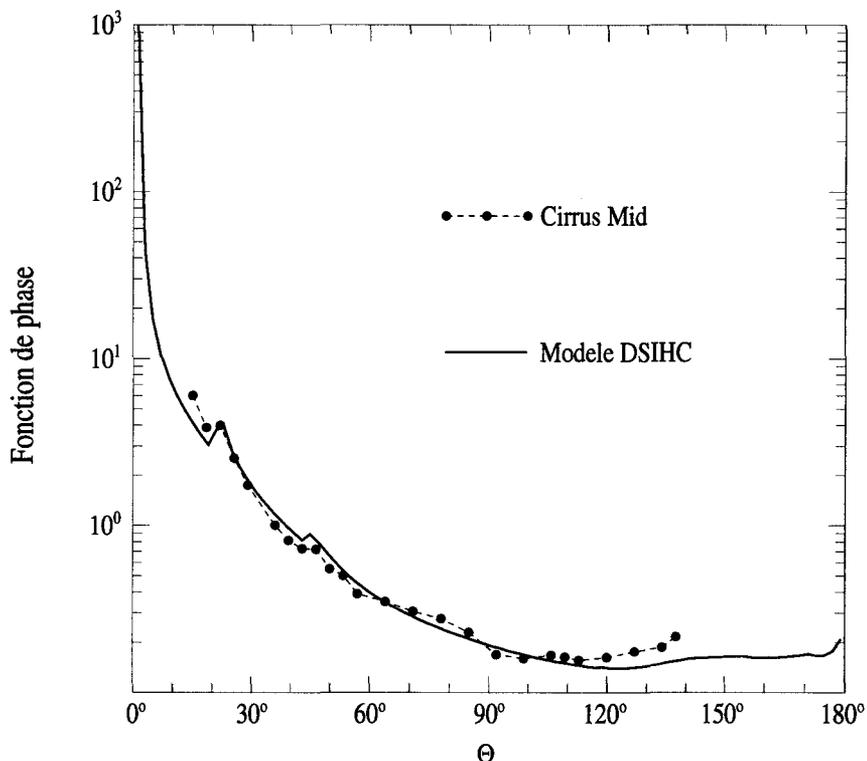


FIG. 4.8 – Comparaison des mesures de diffusion effectuées dans le cirrus Mid (cercle) avec les résultats du modèle DSIHC (trait plein).

la concentration de particules nécessaire à recaler le modèle à la mesure (cf §4.2.2). En effet, la valeur du nombre de particules par unité de volume \mathcal{N} requis pour ce recalage est maintenant de l'ordre de $14000\ l^{-1}$, loin des valeurs données par la sonde PMS ($75\ l^{-1}$), et de la précédente comparaison avec le modèle IHM ($86\ l^{-1}$) (cf §4.3.2.1). Cependant, cette différence peut s'expliquer par l'incapacité de la sonde PMS à observer les particules de petite taille. Dès lors, la valeur du nombre de particules par unité de volume et du contenu en glace, déduit des mesures effectuées par cette sonde, s'en trouve sous estimée. Ceci souligne encore une fois, la nécessité fondamentale de perfectionner la résolution des instruments de mesure in situ afin d'améliorer la restitution de la distribution granulométrique des particules nuageuses, et notamment celle des petites particules.

4.5 Conclusion

Ce chapitre a mis en évidence le bon comportement du modèle IHM lors de confrontations avec des mesures in situ effectuées avec le néphélomètre polaire. La diffusion latérale ($25^\circ \leq \Theta \leq 140^\circ$) y est bien représentée, ainsi que la magnitude des halos primaire et secondaire caractérisant les cristaux à base hexagonale. Par contre, en ce qui concerne la diffusion avant ($\Theta \leq 25^\circ$), le modèle IHM présente un pic beaucoup trop étroit comparé à la mesure. Ce résultat indique que la dimension du cristal choisie pour la modélisation, en accord avec celle donnée par la sonde PMS, est beaucoup trop grande. L'introduction d'une granulométrie s'est alors avérée indispensable.

En nous basant sur des études effectuées par K. Wyser, M. Hess et B. F. Mytchell nous avons entrepris de trouver un spectre dimensionnel capable de représenter la granulométrie du cirrus *Mid* sondé. Ce spectre se décompose en deux expressions. La première, qui décrit la distribution des particules de petites dimensions ($\mathcal{L} \leq 20\mu m$) est basée sur une loi de Junge, tandis que la seconde, valable pour les grosses particules s'exprime par une distribution Γ . Sachant que la méthode du ray-tracing ne permet pas de calculer les propriétés de diffusion de petites particules, nous les avons supposé sphériques et avons utilisé la théorie de Mie pour ce calcul.

La comparaison des résultats provenant du modèle DSIHC et de la mesure *Mid* s'est avérée très encourageante en améliorant nettement la restitution des propriétés de diffusion avant. Ce résultat nous a conforté dans l'idée que les petites particules jouent un rôle non négligeable sur les propriétés radiatives des nuages de glace.

Cependant, le fait d'utiliser des particules sphériques jusqu'à des tailles de $20\mu m$ reste le gros handicap de ce modèle. Il faudrait par la suite l'améliorer en incorporant des petites particules non-sphériques. Or, nous avons vu que *Yang et Liou* (1996) ont développé une méthode de lancer de rayon amélioré qui permet de calculer les propriétés de diffusion de particules dont le paramètre de Mie est supérieur ou égal à 15. C'est à dire qu'à $804nm$, on pourrait utiliser cette méthode pour des cristaux hexagonaux dont le rayon de la sphère équivalente en surface serait égal à $2\mu m$.

Il est important d'insister sur le fait que cette étude n'avait pas pour objectif de proposer une distribution dimensionnelle universelle de cristaux. Nous voulions uniquement montrer que la prise en compte d'une granulométrie, fondée sur des hypothèses simples et incluant les

petites particules, contribue à parfaire la restitution d'une mesure effectuée dans un nuage de glace donné. Il serait donc intéressant de généraliser cette étude sur d'autres nuages de glace situés à des latitudes différentes. Nous trouverions alors peut être une relation liant les granulométries spécifiques à chaque nuage de glace avec leur latitude. La modélisation des propriétés radiatives de ce type de nuage, ainsi que par exemple l'impact des contrails (cirrus anthropique par excellence) sur le climat, s'en trouverait grandement amélioré.

Chapitre 5

Apport des modèles microphysiques complexes dans l'inversion des mesures fournies par l'instrument POLDER/ADEOS1

5.1 Introduction

Au cours du chapitre précédent nous avons étudié un cas ponctuel de cirrus, grâce aux mesures in situ effectuées par le néphélomètre polaire. L'objectif de ce chapitre est d'étendre notre étude à l'ensemble des nuages de glace détectés à la surface du globe au travers de l'analyse des mesures spatiales réalisées par l'instrument POLDER/ADEOS1.

Les mesures effectuées par le radiomètre POLDER permettent d'obtenir deux types de paramètres. Le premier type est déduit directement des données radiométriques, c'est par exemple la phase thermodynamique des nuages que l'on retrouve grâce à l'allure de la réflectance polarisée en fonction de l'angle de diffusion. Le second type, obtenu après inversion, est tributaire d'un modèle. Par exemple, l'épaisseur optique des nuages est retrouvée en comparant la réflectance modélisée et la mesure.

Le calcul du transfert du rayonnement dans l'atmosphère nécessite :

- d'une part de calculer la diffusion simple, c'est à dire de déterminer comment chaque particule qui compose les différentes couches de l'atmosphère diffusent le rayonnement,
- d'autre part de calculer la diffusion multiple, c'est à dire de déterminer comment le rayonnement est diffusé sur l'ensemble des couches atmosphériques.

Aussi, la restitution du second type de paramètre sera à la fois tributaire de la microphysique employée pour modéliser les particules nuageuses, et du modèle d'atmosphère choisi. Jusqu'à présent l'algorithme d'inversion qui traitait les données relatives aux nuages de glace utilisait un code de transfert radiatif $1 - D$ ¹, couplé un modèle microphysique formé de cristaux sphériques. On imagine bien alors que les paramètres inversés (comme par exemple l'épaisseur optique) ne soient pas très fiables.

L'étude de l'effet des hétérogénéités spatiales des nébulosités par rapport à un modèle plan-parallèle a déjà fait l'objet d'une thèse au LOA [Jolivet, 1998]. Il en est ressorti que l'hypothèse "plan-parallèle" introduit un biais, sur la détermination de l'épaisseur optique, qui varie suivant le type de nébulosité et la géométrie de visée. Néanmoins, la morphologie des nuages tels que les cirrus s'apparente souvent à des couches planes et homogènes. On peut donc considérer que le biais introduit par l'utilisation d'un modèle "plan-parallèle" est faible, et peut sans doute être négligé par rapport à celui introduit par l'utilisation d'un "mauvais" modèle microphysique.

De récentes études ont mis en évidence, à partir des données POLDER, la présence au sein des nuages de glace de particules orientées dans un plan horizontal (orientation 2-D) [Chepfer et al., 1999]. Or le code de transfert radiatif que nous utilisons suppose que les particules sont orientées aléatoirement dans l'espace (orientation 3-D). Il faudrait donc quantifier l'erreur que l'on commet lorsqu'on utilise un code où les particules sont orientées 3-D pour inverser des mesures présentant des particules orientées 2-D. Nous n'avons pas traité ce problème qui pourrait faire l'objet d'une étude à part entière. Notre travail s'est focalisé sur l'amélioration du modèle microphysique utilisé dans l'algorithme d'inversion des données POLDER relatives aux nuages de glace.

1. On appelle $1 - D$ les codes ou les différentes couches atmosphériques (nuages, aérosols, molécules) sont supposées planes parallèles et de dimensions transverses infinies.

L'étude réalisée au cours du chapitre 4 a montré que le modèle IHM permettait de reproduire, avec un assez bon accord, les mesures in situ de l'indicatrice de diffusion. C'est donc tout naturellement que nous avons entrepris de tester et d'étudier les différences éventuelles qu'engendre l'utilisation de ce modèle, par rapport au modèle de cristaux sphériques dans l'inversion des données radiométriques effectuées sur les nuages de glace.

Ce chapitre se décompose en deux parties. Dans la première, nous allons décrire une méthode qui utilise les mesures de réflectances totales pour tester différents modèles microphysiques de particules cristallines. Nous verrons notamment que le modèle IHM, les cristaux hexagonaux rugueux ainsi que le modèle DSIHC, permettent par rapport à un modèle de particules sphériques, d'uniformiser l'épaisseur optique inversée.

Dans la seconde partie, nous allons essayer d'utiliser les mesures de réflectances polarisées afin de confirmer les résultats établis dans la première partie.

5.2 Amélioration apportée par l'utilisation de modèles microphysiques complexes dans l'inversion des réflectances totales

Cette partie a pour but de montrer que la prise en compte d'un modèle microphysique plus réaliste pour modéliser les particules qui composent les nuages de glace permet, à partir des mesures multidirectionnelles de réflectance totale, "d'améliorer" ou plutôt de rendre plus homogène la restitution de paramètres, comme l'épaisseur optique ou l'albedo sphérique.

5.2.1 Rappels de quelques grandeurs qui permettent de caractériser un système

5.2.1.1 L'épaisseur optique

Considérons un milieu d'épaisseur dz composé de particules à la fois absorbantes et diffusantes (figure 5.1).

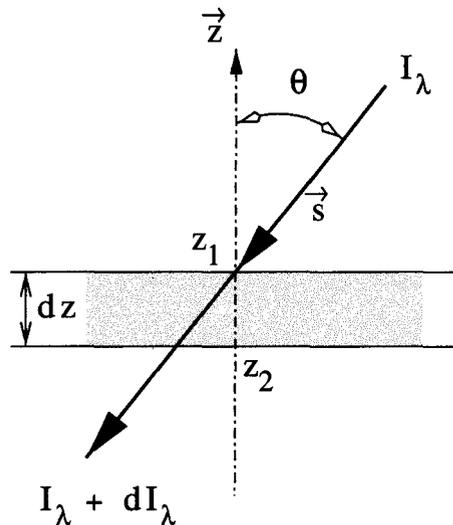


FIG. 5.1 – Représentation d'une couche d'épaisseur dz composée de particules absorbantes et diffusantes.

Soit un rayonnement monochromatique et monodirectionnel d'intensité I_λ se propageant suivant la direction \vec{s} . L'intensité à la sortie du milieu s'écrit $I_\lambda + dI_\lambda$, où le terme dI_λ traduit l'atténuation par absorption et diffusion qu'a subit le rayonnement à la traversée du milieu. dI_λ va donc être proportionnel à la distance parcourue dans le milieu, à l'intensité incidente ainsi qu'à un coefficient qui caractérise l'extinction :

$$dI_\lambda = -\beta_\lambda^e I_\lambda ds \quad (5.1)$$

où β_λ^e représente le coefficient d'extinction du milieu (m^{-1}) qui prend en compte les deux processus d'absorption et de diffusion. On peut donc écrire :

$$\beta_\lambda^e = \beta_\lambda^a + \beta_\lambda^d \quad (5.2)$$

où les indices a et d indiquent respectivement les termes d'absorption et de diffusion. Le milieu défini ci-avant peut être vu comme une couche atmosphérique plane et parallèle de dimension horizontale infinie dont la base se situe à l'altitude z_2 et le sommet à l'altitude z_1 . Ainsi, l'intégration de l'équation 5.1 entre z_1 et z_2 donne :

$$I_\lambda(z_2) = I_\lambda(z_1) \exp\left(-\frac{1}{\mu} \int_{z_1}^{z_2} \beta_\lambda^e dz\right) \quad (5.3)$$

où $\mu = \cos \theta$. Il est souvent plus commode d'exprimer l'atténuation subie le long d'un trajet par un paramètre sans dimension appelé épaisseur optique δ_λ , et défini par la relation suivante :

$$\delta_\lambda = \int_{z_1}^{z_2} \beta_\lambda^e dz \quad (5.4)$$

L'épaisseur optique est directement reliée au contenu en eau liquide ou solide présente dans les nébulosités. Cette grandeur est donc un paramètre clé dans leur modélisation.

5.2.1.2 Caractérisation de l'énergie réfléchie

La réflectance bidirectionnelle: En optique atmosphérique, on cherche souvent à caractériser le système terre-atmosphère par sa capacité à réfléchir le rayonnement solaire incident. On définit ainsi la réflectance bidirectionnelle du système au sommet de l'atmosphère par :

$$\rho(\theta_s, \theta_v, \varphi_v - \varphi_s) = \frac{\pi L^\uparrow(\theta_s, \theta_v, \varphi_v - \varphi_s)}{\cos \theta_s L_s^\downarrow(\theta_s, \varphi_s) d\Omega_s} = \frac{\pi L^\uparrow(\theta_s, \theta_v, \varphi_v - \varphi_s)}{E_s \cos \theta_s} \quad (5.5)$$

où $L_s^\downarrow(\theta_s, \varphi_s)$ est la luminance solaire incidente dans la direction (θ_s, φ_s) , et $L^\uparrow(\theta_s, \theta_v, \varphi_v - \varphi_s)$ la luminance réfléchie au sommet de l'atmosphère dans la direction (θ_v, φ_v) pour une incidence solaire (θ_s, φ_s) . $E_s = L_s^\downarrow d\Omega_s$ est l'éclairement solaire reçu au sommet de l'atmosphère sous incidence normale. Ainsi, pour des directions d'incidence et de visée données, la réflectance bidirectionnelle représente le rapport de l'énergie réfléchie sur l'énergie incidente.

L'albedo plan : On peut également introduire l'albedo plan (a) du système, qui représente la quantité d'énergie réfléchie dans le demi-espace supérieur pour une direction solaire donnée. Dès lors, l'albedo plan ne dépend plus de (θ_v, φ_v) mais uniquement de l'angle zénithal solaire θ_s :

$$a(\theta_s) = \frac{\int \int_{1/2 \text{ espace}} L^\uparrow(\mu) d\mu d\phi}{E_s \cos \theta_s} \quad (5.6)$$

où $\mu = \cos \theta$.

L'intégration de l'énergie réfléchie sur le demi-espace supérieur fait que l'albedo plan contient moins d'informations que la réflectance bidirectionnelle.

L'albedo sphérique : La valeur de $a(\theta_s)E_s \cos \theta_s$ représente la quantité de lumière qui remonte pour un angle solaire θ_s donné. Si on intègre cette quantité sur le demi-espace supérieur, c'est à dire sur toutes les incidences solaires possibles de la journée, on obtient l'albedo sphérique s qui représente l'énergie réfléchie par le système sur toute une journée.

$$s = \frac{\int \int a(\theta_s) L_s^\downarrow(\theta_s) d\Omega_s \cos \theta_s}{\int \int L_s^\downarrow(\theta_s) \cos \theta_s d\Omega_s} \quad (5.7)$$

$$= \frac{1}{\pi} \int \int_{1/2 \text{ espace}} a(\theta_s) \mu_s d\mu_s d\phi_s \quad (5.8)$$

où la luminance solaire L_s^\downarrow est constante quel que soit l'angle solaire zénithal. Une valeur de $s = 1$ indique que toute l'énergie incidente est réfléchie au sommet de l'atmosphère et équivaut à un système optiquement infini. Dès lors, il existe une relation non linéaire unique qui lie l'albedo sphérique à l'épaisseur optique. La figure 5.2 illustre cette relation, le calcul a été réalisé pour un nuage de glace plan-parallèle composé de différents cristaux aléatoirement orientés dans l'espace. On remarque qu'à épaisseur optique constante, la quantité d'énergie réfléchie par le système peut varier du simple au double suivant le type de particules qui composent le nuage.

5.2.2 Restitution de l'épaisseur optique et de l'albedo sphérique à partir des mesures de réflectance bidirectionnelle

La procédure qui permet de retrouver l'épaisseur optique ou l'albedo sphérique à partir des mesures de réflectance bidirectionnelle, utilise le code de transfert radiatif DISORT basé sur la méthode des ordonnées discrètes et développé par *Stamnes et al.* (1988). Cette méthode, très similaire à la méthode des harmoniques sphériques, consiste à discrétiser le terme de

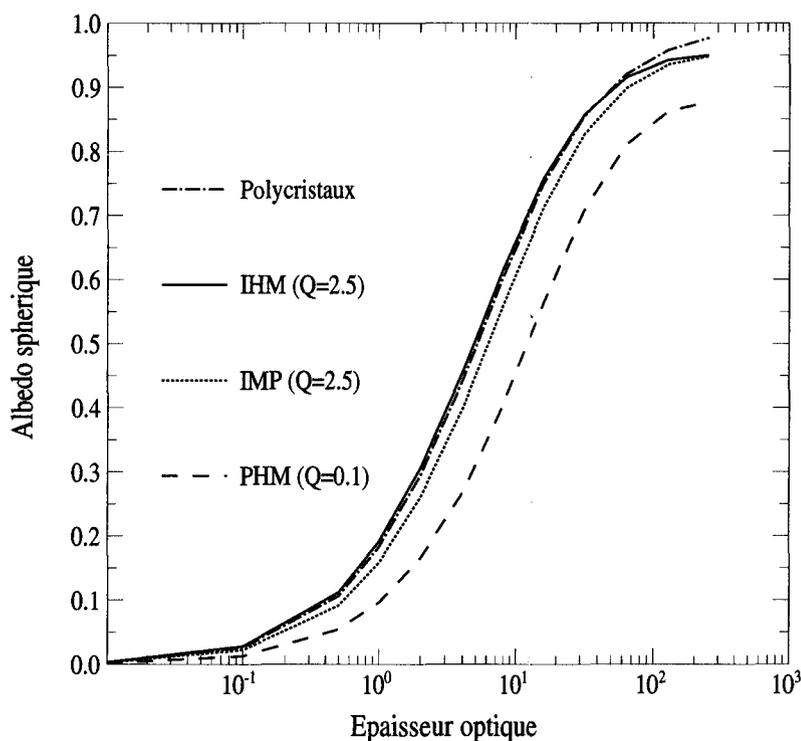


FIG. 5.2 – Représentation de l'albedo sphérique en fonction de l'épaisseur optique pour un nuage de glace plan-parallèle composés de cristaux IHM, de polycristaux, de cristaux rugueux et de plaquettes hexagonales pures aléatoirement orientés dans l'espace.

”rayonnement diffus” de l'équation de transfert en une somme finie de directions $\mu = \cos \theta$. On se ramène alors à un système d'équations différentielles où la seule variable est l'épaisseur optique δ et où μ n'est plus qu'un paramètre.

Dans un premier temps, l'algorithme donne, pour chaque valeur de réflectance bidirectionnelle mesurée, la valeur de l'épaisseur optique retrouvée, puis la convertit en quantité d'énergie équivalente exprimée par l'albedo sphérique.

5.2.2.1 Restitution de l'épaisseur optique

Principe de calcul : Le principe est simple, on considère un modèle réaliste d'atmosphère plan parallèle (cf Tab. 5.1) à partir duquel vont être calculées (grâce au code de transfert radiatif DISORT) des tables, appelées LUT (look up table), de réflectances pour différentes géométries et différentes épaisseurs optiques de nuage.

Ce calcul tiendra compte d'une part, d'un modèle microphysique qui va caractériser la diffusion simple des particules composant les différentes couches atmosphérique, et d'autre

| Couches Atmosphériques | composants | caractéristiques |
|------------------------|--------------------|--------------------|
| Stratosphère | Molécules | $\delta_m = 0.01$ |
| Troposphère | Cirrus | δ_c |
| | Molécules | $\delta_m = 0.032$ |
| | Aérosols maritimes | $\delta_a = 0.1$ |
| | Surface (mer) | $\rho_s = 6\%$ |

TAB. 5.1 – *Modèle atmosphérique utilisé pour inverser les données radiatives de POLDER au-dessus des océans.*

part de données macrophysiques à travers l'épaisseur optique de ces couches. Ces LUT vont donc être construites pour un jeu, (i) de géométries de visée (θ_v, φ_v) , (ii) de géométries solaire (θ_s, φ_s) , (iii) et un jeu d'épaisseurs optiques de nuages ou d'aérosols selon que la comparaison se fait avec des mesures en atmosphère nuageuse ou claire. Ainsi, pour chaque géométrie $(\theta_s, \theta_v, \varphi_s - \varphi_v)$ de chaque pixel (il peut y en avoir jusqu'à 14 par pixel), l'épaisseur optique restituée δ_{rest} par l'algorithme sera celle pour laquelle la valeur de la réflectance simulée $\rho_{sim}(\delta_{rest}, \theta_s, \theta_v, \varphi_s - \varphi_v)$ va être égale à celle mesurée dans la géométrie considérée.

Apport du multidirectionnel sur le choix du modèle microphysique : Nous avons vu précédemment que l'on pouvait, moyennant des hypothèses concernant la microphysique et la morphologie des nuages (pour les cirrus on fait l'hypothèse "plan-parallèle"), restituer l'épaisseur optique à partir des mesures de réflectances bidirectionnelles. A la différence des autres radiomètres, nous savons que POLDER peut fournir de façon quasi-simultanée un jeu de 14 réflectances bidirectionnelles pour une cible donnée. L'hypothèse "plan-parallèle" étant admise pour les nuages de glace, nous allons donc pouvoir utiliser la multidirectionnalité non seulement pour déterminer l'épaisseur optique ou l'albedo sphérique des nuages de glace, mais également pour tester la validité du modèle microphysique choisi pour effectuer cette restitution.

5.2.2.2 Restitution de l'albedo sphérique

Dans un souci d'interprétation, l'épaisseur optique retrouvée précédemment va être transformée en une quantité équivalente, l'albedo sphérique. La figure 5.3 présente de façon simplifiée le schéma résumant les étapes permettant d'arriver à cette transformation. Le calcul de l'albedo sphérique est effectué à partir des valeurs d'épaisseur optique en considérant une atmosphère composée d'un nuage unique au-dessus d'un sol noir (complètement absorbant). Ainsi pour un pixel donné, chaque valeur d'épaisseur optique va correspondre à une valeur d'albedo sphérique. C'est à partir de ce jeu de données disponibles pour chaque pixel que nous allons pouvoir tester la validité des modèles microphysiques.

5.2.3 Le test SAD (Spherical Albedo Difference)

5.2.3.1 Définition du test

L'algorithme qui permet de calculer l'albedo sphérique, traite des données de niveau 1 relatives au pixel. Les produits de niveau 2 que nous allons utiliser par la suite sont définis sur des super-pixels de $9 * 9$ pixels, qui correspondent à des zones de $60 * 60 km^2$ au niveau du sol. Ils fournissent :

- * des produits directionnels qui, comme leur nom l'indique, sont définis pour chaque direction de visée. On trouve par exemple les réflectances bidirectionnelles totale et polarisée dans chaque longueur d'onde, l'épaisseur optique ainsi que l'albedo sphérique correspondant.
- * des produits non directionnels qui ont une valeur constante quelle que soit la direction de visée. Ces produits sont par exemple la couverture nuageuse, la phase thermodynamique des nuages, l'albedo sphérique moyen, etc....

Sont également à disposition, les valeurs des angles solaire et de visée, ainsi que la position du super-pixel sur la grille POLDER, et bien d'autres produits que nous ne décrivons pas ici. Le lecteur pourra trouver une description complète des produits opérationnels de niveau 2 dérivés de l'instrument POLDER dans *Buriez et al. (1997)*.

Principe du test SAD : Ce test est basé sur le principe suivant : Nous avons vu précédemment (cf § 5.2.2.1) que l'on pouvait retrouver à partir d'une mesure de réflectance bidirectionnelle, l'épaisseur optique "équivalente" du système. C'est à dire l'épaisseur optique du modèle plan parallèle qui donne la même valeur de réflectance bidirectionnelle que la mesure.

A partir de ce modèle équivalent, nous pouvons déduire l'albedo sphérique du système. Or pour un super-pixel donné, quelle que soit la mesure de réflectance bidirectionnelle utilisée, la valeur d'albedo sphérique inversée doit être constante.

Afin de vérifier cette propriété, nous allons calculer à partir des différentes valeurs d'albedo sphérique directionnel, l'albedo sphérique moyen de chaque super-pixel (i,j) :

$$\overline{S}_{i,j} = \frac{1}{N_d} \sum_{n=1}^{N_d} s_n(i, j, \Theta_n) \quad (5.9)$$

où N_d représente le nombre de direction de visée et Θ_n la valeur de l'angle de diffusion correspondant à la n^{ieme} direction. Pour que cette moyenne ait un sens, nous avons sélectionné uniquement les super-pixels pour lesquels au moins 7 directions de visée sont disponibles.

On définit alors la "différence d'albedo sphérique directionnel" $\Delta s_{i,j}(\Theta_n)$ comme étant la différence entre l'albedo sphérique moyen $\overline{S}_{i,j}$ du super-pixel (i, j) et l'albedo sphérique $s_n(i, j, \Theta_n)$ calculé à partir de la n^{ieme} direction :

$$\Delta s_{i,j}(\Theta_n) = \overline{S}_{i,j} - s_n(i, j, \Theta_n) \quad (5.10)$$

On obtient alors pour chaque super-pixel, autant de valeurs de $\Delta s_{i,j}(\Theta_n)$ qu'il y a de directions de visée, que l'on va pouvoir reporter sur un graphique en fonction de l'angle de diffusion (cf. figure 5.3). Pour éviter les cas où toutes les directions sont très proches les unes des autres, ce qui aurait pour conséquence de fausser le test, seuls sont testés les super-pixels pour lesquels les directions d'observations extrêmes sont séparées par un angle de diffusion d'au moins 50° .

Cependant, si l'on s'en tient à cette définition, les contributions sur la différence d'albedo sphérique ne seront pas les mêmes suivant l'épaisseur optique du nuage. En effet, on comprend bien que ces différences seront beaucoup plus faibles pour les nuages fins que pour les nuages épais. Afin de s'affranchir de cet effet nous allons introduire la "différence relative d'albedo sphérique directionnel" $\Delta s_{i,j}^{rel}(\Theta_n)$:

$$\Delta s_{i,j}^{rel}(\Theta_n) = \frac{\Delta s_{i,j}(\Theta_n)}{\overline{S}_{i,j}} \quad (5.11)$$

On définit également la dispersion angulaire de la différence d'albedo sphérique $\sigma_{i,j}$ attribuée à chaque super-pixel par :

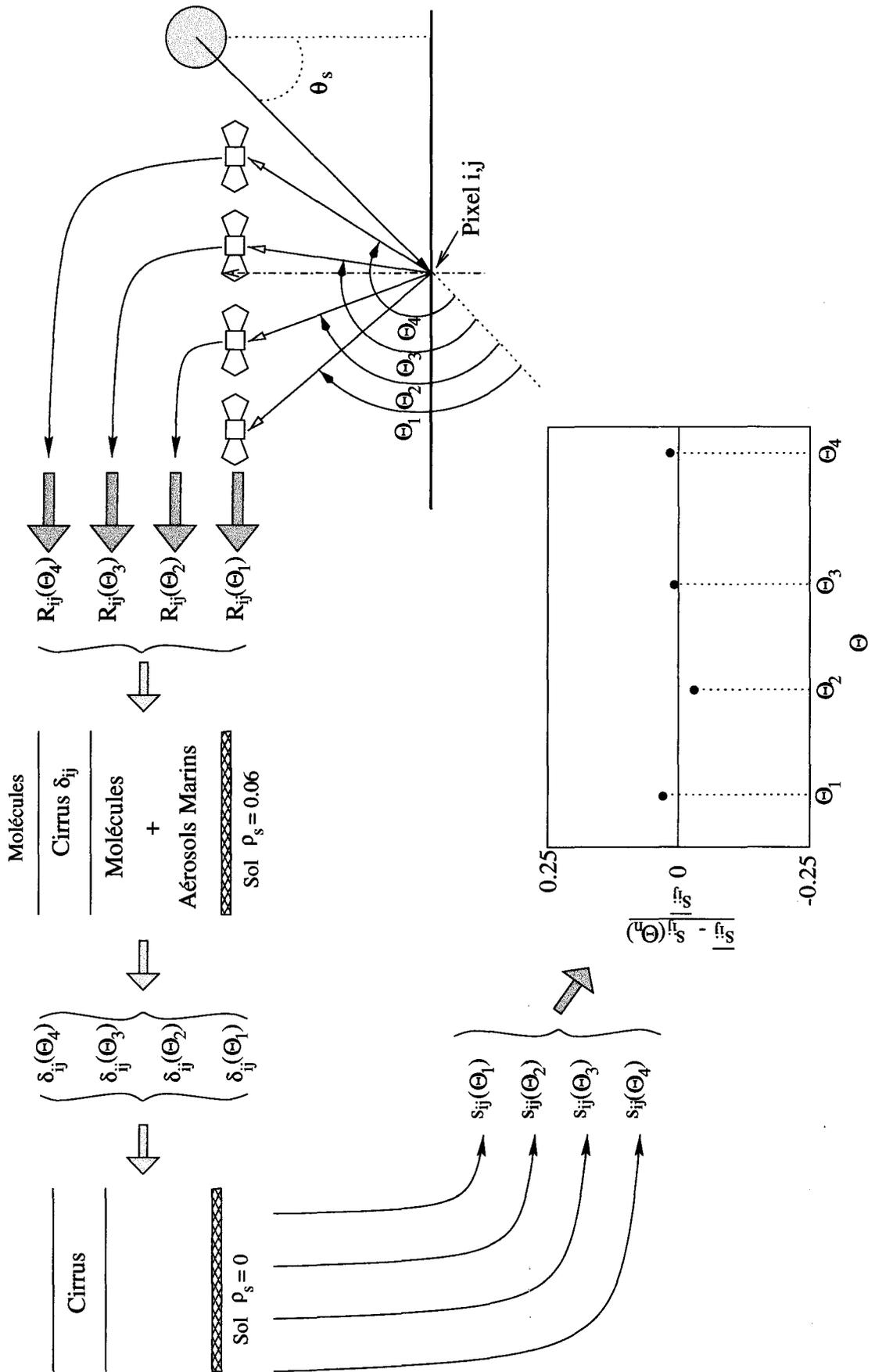


FIG. 5.3 – Résumé des étapes qui permettent d'obtenir le jeu d'albedos sphériques sur lequel est basé le test SAD.

$$\sigma_{i,j} = \sqrt{\frac{1}{N_d} \sum_{n=1}^{N_d} (\Delta s_{i,j}^{rel}(\Theta_n))^2} \quad (5.12)$$

Nous avons appliqué ce test à l'ensemble des super-pixels "favorables" sur une journée complète de mesure. Le graphique obtenu est un nuage de points de "différences totales relatives d'albedos sphériques" Δs_{tot}^{rel} en fonction de l'angle de diffusion.

$$\Delta s_{tot}^{rel} = \sum_i \sum_j \Delta s_{i,j}^{rel} \quad (5.13)$$

où i et j représentent la latitude et la longitude des super-pixels. Pour ce nuage de point, on définit la dispersion angulaire totale :

$$\sigma_{tot} = \frac{1}{N_g} \sum_i \sum_j \sigma_{i,j} \quad (5.14)$$

où N_g représente le nombre de super-pixels correspondant aux nuages de glace qui ont été pris en compte dans le test. Dès lors, si le modèle microphysique ainsi que le modèle de transfert radiatif utilisés pour construire les LUT sont parfaits, Δs_{tot}^{rel} ainsi que σ_{tot} doivent être nuls, c'est à dire que l'ensemble des points doivent être répartis le long de la droite d'ordonnée nulle.

Mise en place des filtres : Nous avons vu que les super-pixels doivent répondre à un certain nombre de critères afin de pouvoir être utilisés dans le test SAD. A cet effet, nous allons mettre en oeuvre un ensemble de filtres qui vont nous permettre de sélectionner les super-pixels "favorables" pour tester les modèles microphysiques.

Ces filtres sont :

- super-pixels situés au-dessus de la mer uniquement, afin de s'affranchir des effets non lambertiens du sol.
- couverture nuageuse : totale.
- phase thermodynamique du super-pixel nuageux : glace.
- direction : en dehors du glitter.
- nombre de directions de visée disponibles par super-pixel : ≥ 7 .
- écart minimum $\Delta\Theta$ entre les angles de diffusion défini par les directions de visée extrêmes (Θ_{min} et Θ_{max}) pour un super-pixel donné : $\Delta\Theta = \Theta_{max} - \Theta_{min} \geq 50^\circ$

On peut remarquer qu'à cause du critère portant sur l'écart minimum $\Delta\Theta$, la plupart des super-pixels sélectionnés sont situés aux latitudes moyennes. La figure 5.4 présente la répartition géographique des super-pixels de glace pris en compte dans le test SAD pour la journée du 10 novembre 1996. On peut voir grossièrement une répartition entre 4° et 58° de latitude nord et 25° et 65° de latitude sud.

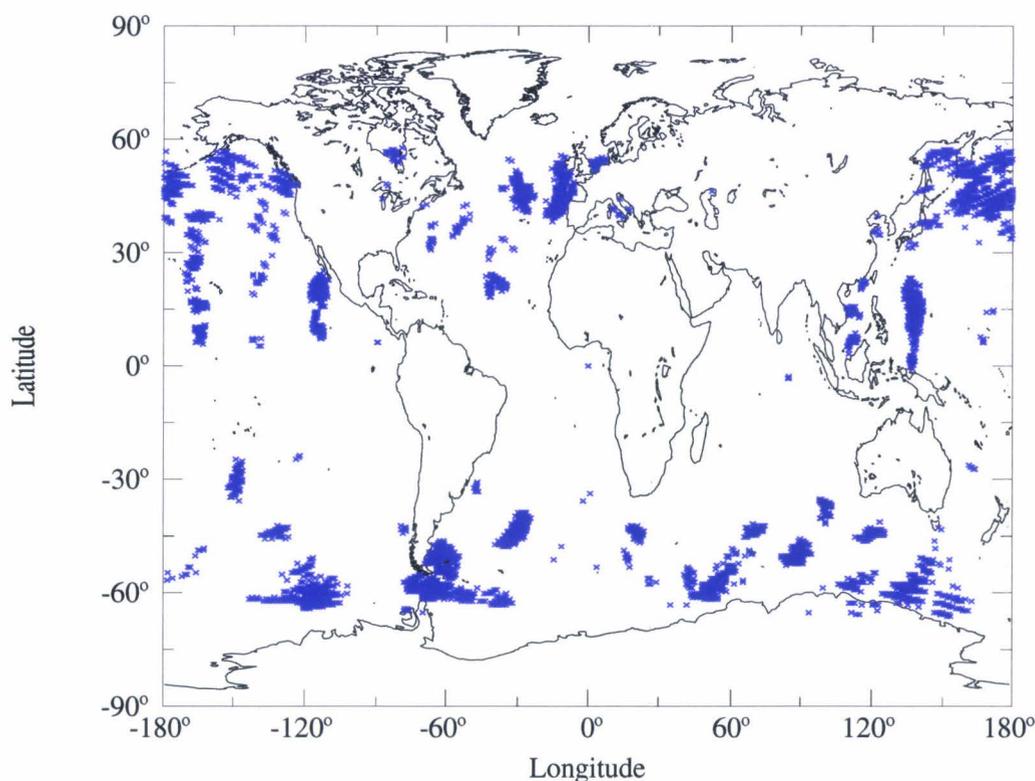


FIG. 5.4 – Répartition géographique des super-pixels de glace favorables pour la journée du 10 novembre 1996.

Les super-pixels "favorables" étant sélectionnés, on peut leur appliquer le test SAD.

5.2.3.2 Que teste-t-on réellement?

Impact de l'hétérogénéité des nuages : L'impact de l'hétérogénéité des nuages sur le test SAD n'est pas une chose facilement quantifiable. Tout d'abord, parce que même si les 14 mesures effectuées par POLDER sur une scène donnée peuvent être considérées comme quasi-simultanées, il n'en demeure pas moins qu'un écart d'à peu près 4 minutes sépare la première mesure de la dernière. Suivant la vitesse de déplacement des nébulosités, ce décalage temporel peut induire des fluctuations sur l'épaisseur optique inversée qu'il sera très difficile

de quantifier.

Ensuite, dans l'état actuel des choses, il paraît difficilement concevable d'effectuer le test SAD en utilisant un modèle 3-D et de comparer les résultats avec ceux fournis par un modèle 1-D en utilisant la même microphysique. En effet, quelle morphologie devrait-on employer pour simuler les nuages de glace? On pourrait par exemple supposer un sommet plat et horizontal avec une extension verticale variable (hauteur de la base variable), mais il faudrait certainement adopter une morphologie différente pour chaque super-pixel et dans ce cas comment la choisir?

A l'heure actuelle très peu d'études ont été réalisées sur le sujet. On peut néanmoins citer celle effectuée par *Chylek and Steven Dobbie* (1995), qui ont essayé de quantifier l'impact radiatif (courtes longueurs d'onde) d'un cirrus spatialement inhomogène par rapport à un cirrus homogène (modèle 1-D) à contenu en glace constant. Même si la morphologie choisie pour modéliser le cirrus inhomogène est encore loin de la réalité, les auteurs ont montré que l'impact des hétérogénéités spatiales n'avaient qu'une très faible influence sur l'albedo des cirrus. Pour donner quelques chiffres, l'écart d'énergie réfléchi entre un modèle inhomogène et le modèle plan parallèle est de l'ordre de 2% pour une incidence solaire normale et de 5% pour une incidence de 30°. En outre, pour une même morphologie, les auteurs ont effectué le calcul en considérant une variation de la taille des cristaux à contenu en glace constant. Les résultats éloquentes obtenus montrent qu'une variation de 5% de la taille des cristaux débouche sur le même écart radiatif qu'un cirrus spatialement inhomogène provoque par rapport au cirrus homogène (à microphysique équivalente). Dès lors, sans tenir compte d'autres effets qui pourraient être liés à la forme ou à une orientation préférentielle des cristaux, cette étude établit qu'une mauvaise description des particules cristallines a un impact radiatif beaucoup plus important qu'une mauvaise représentation spatiale du nuage, d'où l'importance d'une bonne modélisation de la microphysique.

En ce qui concerne l'orientation préférentielle des cristaux dans les nuages de glace, le problème reste ouvert. D'après une étude effectuée par *Chepfer et al.* (1999) la fréquence d'occurrence des cristaux orientés dans un plan horizontal (orientation 2-D) est assez grande, de l'ordre de 40%. Or le code de transfert radiatif que nous utilisons suppose des particules aléatoirement orientés dans l'espace (orientation 3-D). L'erreur commise sur les résultats du test est difficilement quantifiable et n'a pas été prise en compte dans cette thèse.

Néanmoins, *Hélène Chepfer* (1997) a essayé, au cours de sa thèse, de quantifier l'impact

radiatif d'une orientation 2-D par rapport à une orientation aléatoire 3-D. Dans Brogniez (1992), l'orientation préférentielle (2-D) est modélisée grâce à un code des ordres successif, dans lequel le premier ordre de diffusion utilise des fonctions de phase 2-D (calculées grâce à un code de lancer de rayon pour une plaquette hexagonale), tandis que les ordres supérieurs utilisent une fonction de phase 3-D qui a été calculée pour la même plaquette. L'effet radiatif est alors explicité par l'intermédiaire de l'albedo plan qui est déterminé pour différentes élévations solaire (θ_s).

Ces courbes dévoilent que la forme générale de l'albedo plan en fonction de θ_s est conservée que l'on considère une orientation 2-D ou 3-D. En fait, l'orientation préférentielle des cristaux affecte principalement la magnitude de la courbe, c'est à dire que l'impact va se répercuter sur la valeur de l'épaisseur optique. Or, comme le test SAD est basé sur l'écart des albedos sphériques directionnels avec la moyenne, l'effet d'une orientation préférentielle ne devrait pas être perceptible.

De plus, comme les directions appartenant au glitter sont rejetées par les filtres (cf. § 5.2.3.2) l'effet de la réflexion spéculaire sur de tels systèmes orientés n'est pas pris en compte.

Impact de la microphysique : Afin de quantifier le rôle que joue le modèle microphysique sur le test SAD, nous l'avons appliqué à la fois sur les nuages d'eau et les nuages de glace, en utilisant le même modèle microphysique de particules sphériques.

Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 5.5. Le modèle de particules sphériques est défini par un rayon effectif $r_{eff} = 10\mu m$ et une variance effective $v_{eff} = 0.1$. On remarque que ce modèle microphysique donne des résultats corrects pour les nuages d'eau, avec une dispersion totale de $\sigma_{tot}^{eau} = 0.0283$ (fig.a). On observe néanmoins des écarts plus importants, de l'ordre de 10%, dans la région de l'arc-en-ciel où la fonction de phase est beaucoup plus sensible à la taille des gouttes d'eau, ainsi que pour les angles de diffusion inférieurs à 80° , qui pourrait être une indication de l'hétérogénéité des nuages [Jolivet, 1998]. Par contre, le test établit clairement (fig.b) que le modèle de cristaux sphériques n'est pas du tout adapté pour modéliser les propriétés optiques des particules qui composent les nuages de glace ($\sigma_{tot}^{glace} = 0.1$). Il révèle en effet que l'utilisation d'un tel modèle pour inverser les données de réflectances totales, donne des valeurs d'épaisseur optique différentes suivant la direction dans laquelle a été faite la mesure, ce qui est bien sûr inacceptable.

En résumé, on peut dire que l'erreur commise sur les paramètres inversés s'avère être plus importante lorsque la microphysique est mal prise en compte que lorsque la morphologie ne

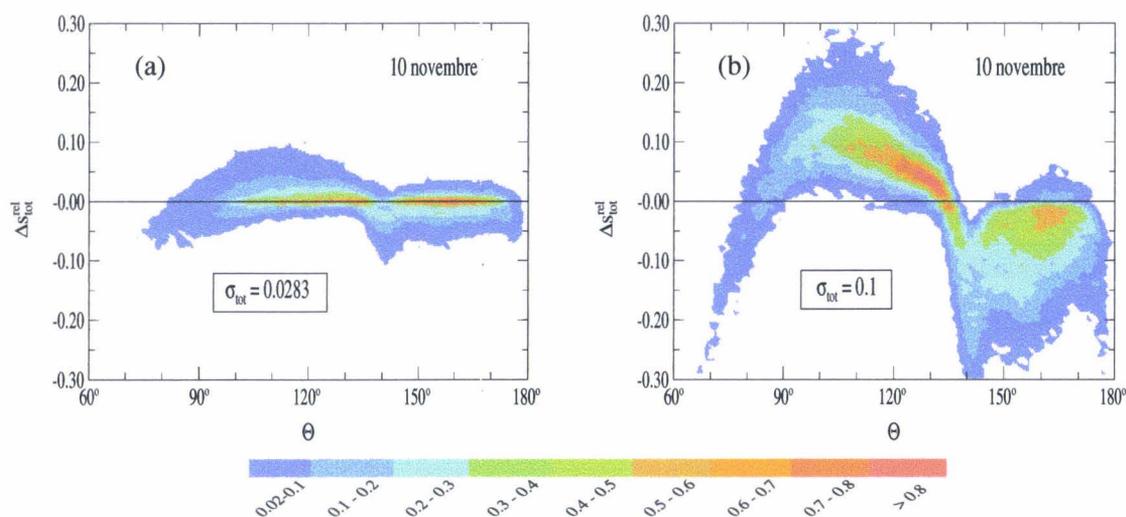


FIG. 5.5 – *Test SAD appliqué avec un modèle de particules sphériques sur la journée du 10 novembre 1996, pour les nuages d'eau liquide (a) et les nuages de glace (b). Les nuages de points sont représentés en échelle de couleur, avec les faibles densités de points en bleu et les fortes en rouge.*

l'est. Le test SAD se révèle donc être un moyen efficace pour mettre à l'épreuve les modèles microphysiques employés dans la simulation et l'inversion des propriétés radiatives des nuages de glace.

5.2.4 Comparaison de différents modèles microphysiques par l'intermédiaire du test SAD

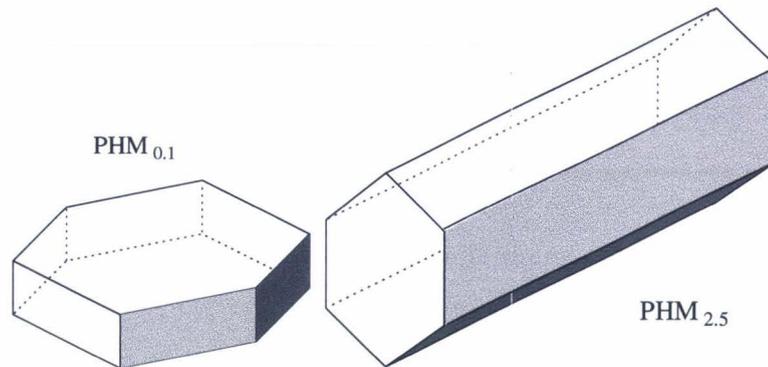
5.2.4.1 Type de modèle testés

Nous venons de voir que le modèle de cristaux sphériques, utilisé jusqu'à maintenant dans l'algorithme d'inversion des données POLDER, n'était pas du tout adapté à reproduire les propriétés optiques des nuages de glace. Afin d'améliorer l'inversion des données relatives à ces nuages, nous avons, par l'intermédiaire de SAD, testé un certain nombre de modèles microphysiques de particules cristallines disponibles dans la communauté scientifique [Doutriaux-Boucher et al., 2000].

Ces modèles sont :

- Cristal pur à base hexagonale (PHM) [Wendling et al., 1979, Cai and Liou, 1982] [Takano and Jayaweera, 1985, Brogniez, 1992] : le test a été effectué en considérant deux

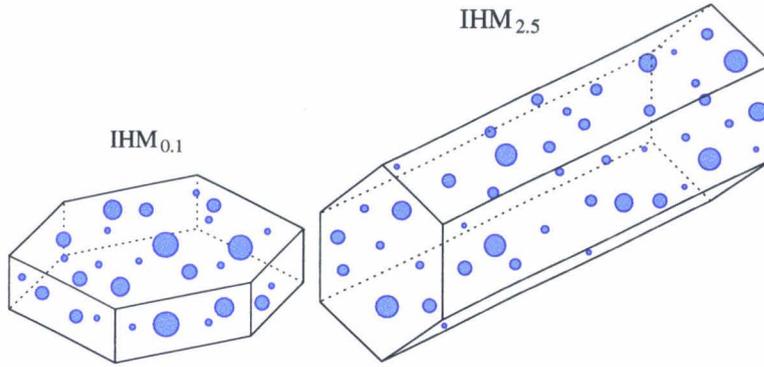
formes de cristaux définies par un rayon de sphère équivalente en volume $R_e = 40\mu m$. La première, s'apparente à une colonne et est définie par un facteur de forme $L/2R = 2.5$, nous l'appellerons $PHM_{2.5}$, tandis que la seconde ($PHM_{0.1}$) a l'aspect d'une plaquette dont le facteur de forme est $L/2R = 0.1$.



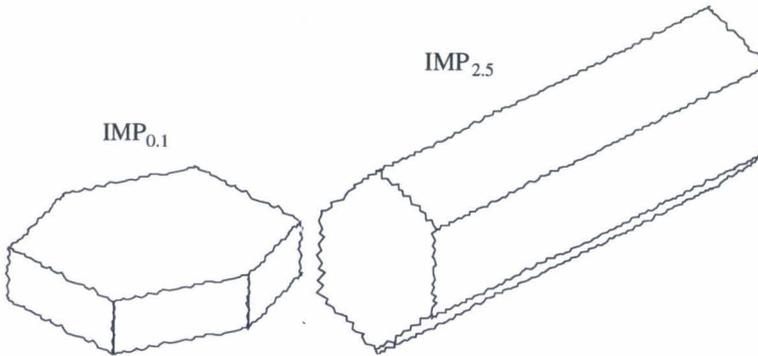
- Polycristal fractal [Macke et al., 1996b] : il s'agit d'une représentation idéale de la complexité. Le polycristal est une composition fractale à base de tétraèdres réguliers, où chaque nouvelle génération est constituée de tétraèdres inscrits dans chaque face visible de la génération précédente.



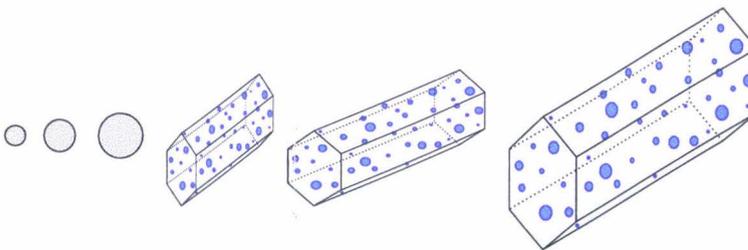
- Cristal à base hexagonale contenant des inclusions de bulle d'air (IHM) [C.-Labonnote et al., 2001] le test a été réalisé pour des cristaux IHM dont la taille et la forme sont équivalentes à celles des cristaux PHM, c.à.d. $IHM_{2.5}$ et $IHM_{0.1}$. Les inclusions de bulles d'air sont caractérisées par un libre parcours moyen $\langle l \rangle = 15\mu m$, un rayon effectif $r_{eff} = 1.5\mu m$ et une variance effective $v_{eff} = 0.05$.



- Cristal rugueux à base hexagonale (IMP) [Hess et al., 1998a]: la dimension et la forme sont les mêmes que celles des cristaux PHM ($IMP_{2,5}$ et $IMP_{0,1}$). Le degré de rugosité est spécifié par un angle d'inclinaison $\alpha = 30^\circ$.

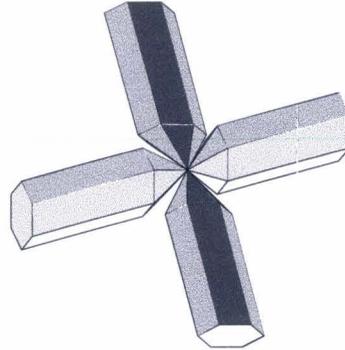


- Distribution de sphère et de cristaux IHM (DSIHC): les caractéristiques de ce modèle sont définies dans le chapitre 4 (§4.4.2).



2. En optique géométrique, lorsqu'un photon arrive sur une face du cristal, les directions de réflexion et de réfraction sont calculés par rapport à la normal à cette face \vec{N}_p . Dans le cas d'un cristal rugueux (IMP), on définit un angle d'inclinaison α à partir duquel est défini le degré de rugosité. En effet la direction de la normal \vec{N}_{IMP} , par rapport à laquelle vont être calculés les directions de réflexion et de réfraction, est choisie de manière aléatoire dans le cône d'axe \vec{N}_p et de demi angle au sommet α .

- Bullette rosette [Yang and Liou, 1998]: nous considérons ici deux tailles distinctes définies par un diamètre effectif: $d_e = 3,86\mu m$, et $d_e = 79.2\mu m$.



La figure suivante (fig. 5.6) représente les fonctions de phase des différents modèles considérés précédemment. On remarque que les cristaux parfaits (fig.a) tels que les hexagones ou les bullettes rosettes affichent d'importantes cassures qui correspondent aux différents halos ou accumulation de lumière induits par leur forme. Par contre, les particules inhomogènes telles que les cristaux rugueux, les cristaux avec inclusion, les polycristaux (fig.b) montrent une signature beaucoup plus lisse, ce qui est également le cas pour le modèle DSIHC (fig.a).

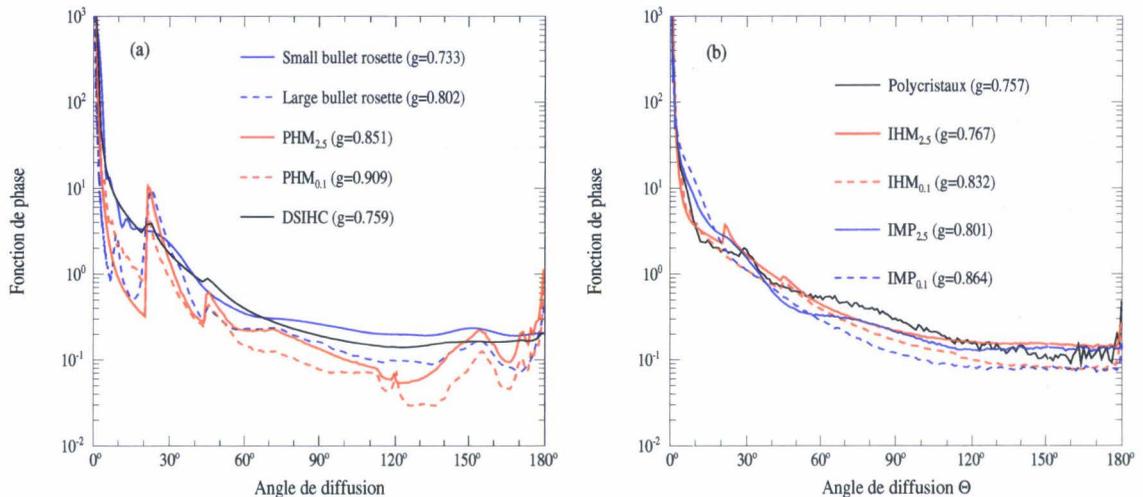


FIG. 5.6 – Représentation des fonctions de phase à 864 nm pour des petites et grosses bullettes rosettes, des plaquettes ($L/2R = 0.1$) et colonnes ($L/2R = 2.5$) hexagonales et du modèle DSIHC (a), des polycristaux, des plaquettes et colonnes IHM ainsi que des plaquettes et colonnes du cristal rugueux (IMP) (b).

5.2.4.2 Résultats du test sur la journée du 10 novembre 1996

Nous avons appliqué le test SAD sur l'ensemble des nuages de glace détectés au-dessus des océans lors de la journée du 10 novembre 1996, en utilisant un à un les modèles microphysiques définis précédemment. Les résultats du test sont présentés sur les figures 5.7 et 5.8. Comme nous pouvons le voir, tous les modèles testés améliorent les résultats par rapport au modèle de cristaux sphériques utilisé jusqu'à présent.

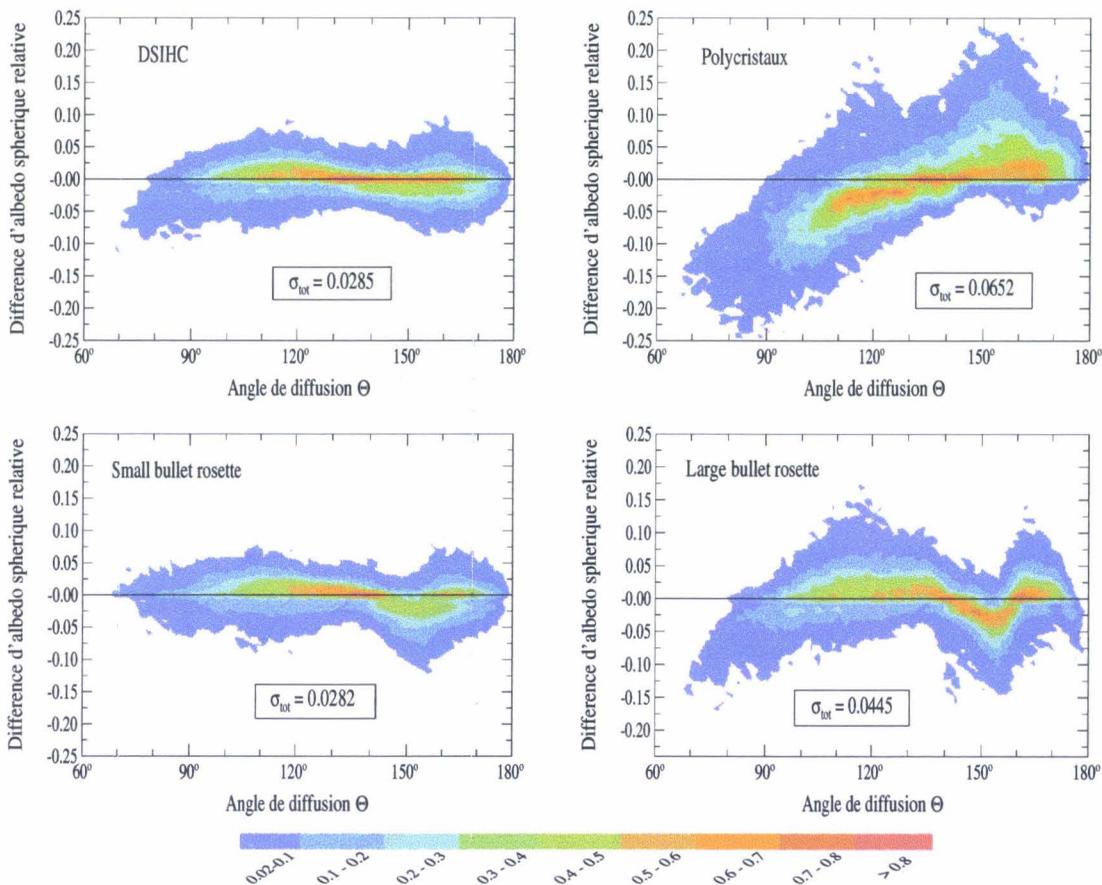


FIG. 5.7 – Test SAD appliqué aux nuages de glace situés au-dessus des océans pour la journée du 10 novembre 1996 avec les modèles : DSIHC (en haut à gauche), des polycristaux (en haut à droite), des petites bullettes rosettes (en bas à gauche) et des grosses bullettes rosettes (en bas à droite). Les nuages de points sont représentés en échelle de couleur : Les faibles densités de point sont en bleu et les fortes en rouge.

On remarque néanmoins que les cristaux hexagonaux parfaits ($PHM_{2.5}$ et $PHM_{0.1}$) ne fournissent pas de résultats très homogènes en fonction de l'angle de diffusion (cf. Fig. 5.8).

En effet, le test réalisé avec ces cristaux révèlent de nombreuses "cassures", avec des écarts à la moyenne qui peuvent atteindre plus de 25%, notamment autour de $\Theta = 155^\circ$ qui est la conséquence de l'arc que l'on peut apercevoir sur leur fonction de phase (cf. fig. 5.6). On peut d'ailleurs noter sur cette figure, que la magnitude de l'arc est légèrement plus importante pour les colonnes que pour les plaquettes ce qui se reflète sur le test SAD. La dispersion totale obtenue est respectivement de $\sigma_{tot} = 0.0747$ et $\sigma_{tot} = 0.0567$ pour $PHM_{2.5}$ et $PHM_{0.1}$.

Les polycristaux, qui sont utilisés pour inverser les propriétés radiatives des nuages de glace dans l'algorithme qui traite les données ISCCP (International Satellite Cloud Climatology Project), présentent un biais systématique avec l'angle de diffusion. On remarque notamment qu'autour de $\Theta = 80^\circ$ et $\Theta = 160^\circ$ on atteint des écarts à la moyenne de l'ordre de 23% (cf. Fig. 5.7). Même si ce modèle affiche des résultats plus homogènes que les cristaux PHM, le nuage de point s'avère encore très éparpillé avec une dispersion totale de $\sigma_{tot} = 0.0652$.

En ce qui concerne les bullettes rosettes (Fig. 5.7), qu'elles soient petites ou grosses, on constate qu'elles présentent la même cassure entre 140° et 160° qui est due à la morphologie de leur fonction de phase à ces angles de diffusion.

Néanmoins une caractéristique intéressante ressort du test. En effet, on constate que les petites bullettes rosettes donnent de bien meilleurs résultats que les grosses, avec une cassure moins prononcée, et un nuage de points qui reste confiné de part et d'autre de la droite nulle aux petits angles de diffusion. La dispersion totale fournie par les petites bullettes rosettes est de $\sigma_{tot} = 0.0282$, meilleure que pour les nuages d'eau, contre $\sigma_{tot} = 0.0445$ pour les grosses. Cette spécificité peut s'expliquer par le fait que notre étude consiste à analyser des réflectances, c'est à dire la manière dont un système réfléchit la lumière. Or on peut raisonnablement penser que la plus grande contribution va venir principalement des particules qui composent le sommet du nuage, c'est à dire des petites particules, d'où ces résultats. Nous verrons cependant par la suite, que cette spécificité peut s'expliquer autrement.

Pour ce qui est des cristaux inhomogènes, on distingue clairement qu'entre les colonnes ($IHM_{2.5}$ et $IMP_{2.5}$) et les plaquettes ($IHM_{0.1}$ et $IMP_{0.1}$), les colonnes produisent les résultats les plus homogènes avec un nuage de points uniformément réparti de part et d'autre de la droite d'ordonnée nulle (Fig. 5.8). Les cristaux $IHM_{2.5}$ et $IMP_{2.5}$ affichent de plus une dispersion totale qui se rapproche fortement de la valeur obtenue par le modèle de cristaux

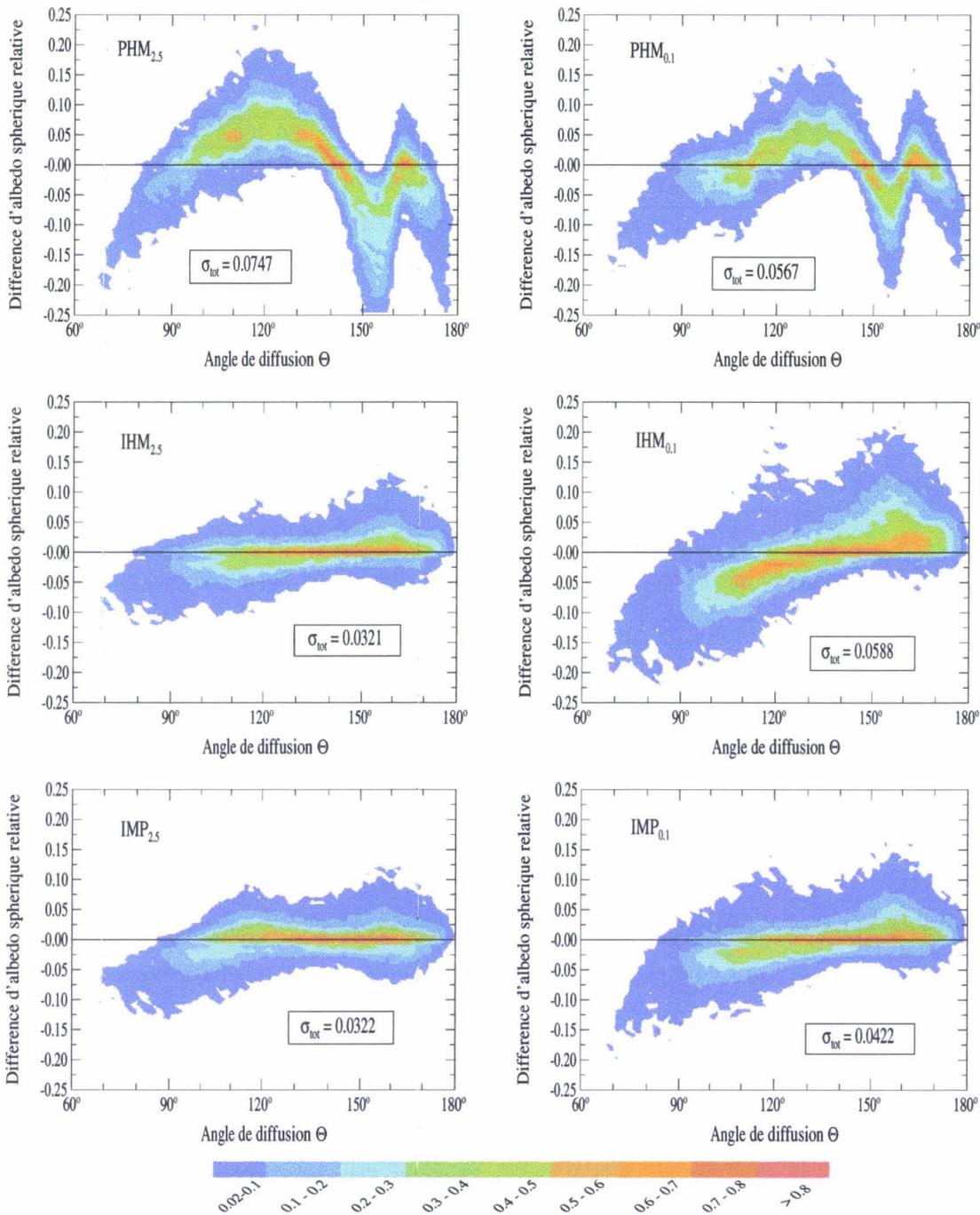


FIG. 5.8 – Test SAD appliqué aux nuages de glace situés au-dessus des océans pour la journée du 10 novembre 1996 avec les modèles : de colonnes hexagonales pures (en haut à gauche), de plaquettes hexagonales pures (en haut à droite), de colonnes IHM (au milieu à gauche), de plaquettes IHM (au milieu à droite), de colonnes IMP (en bas à gauche) et de plaquettes IMP (en bas à droite). Les nuages de points sont représentés en échelle de couleur, avec les faibles densités de point en bleu et les fortes en rouge.

sphériques sur les nuages d'eau liquide. En effet, elle est respectivement de $\sigma_{tot} = 0.0321$ et $\sigma_{tot} = 0.0322$ pour les colonnes IHM et IMP, contre $\sigma_{tot} = 0.0588$ et $\sigma_{tot} = 0.0422$ pour les plaquettes.

Il est intéressant de remarquer que si les colonnes IHM ou IMP donnent des résultats à peu près identiques, il n'en est pas de même pour les plaquettes. En effet, $IHM_{0.1}$ produit, comme pour les polycristaux, un biais systématique, avec des écart à la moyenne qui peuvent atteindre 20% autour de $\Theta = 80^\circ$ et 160° . On peut attribuer cet effet à la forme de la fonction de phase de $IHM_{0.1}$, qui est beaucoup moins plate à ces angles de diffusion que celle des plaquettes rugueuses ($IMP_{0.1}$) ou des colonnes $IHM_{2.5}$ et $IMP_{2.5}$ (cf. fig. 5.6).

Enfin, le meilleur résultat est fourni par le modèle DSIHC, qui nous le rappelons est un modèle qui considère une distribution en taille de petits cristaux sphériques couplée avec une distribution de taille et de forme de gros cristaux IHM (cf. chap.4 §4.4.2). Appliqué à ce modèle, le test SAD donne une dispersion maximale autour de la moyenne de l'ordre de 8% (Fig. 5.7). En d'autres termes, l'épaisseur optique d'une scène nuageuse en phase glace, inversée à partir de ce modèle microphysique et d'un code de transfert qui suppose des nuages plan parallèles, ne fluctue au maximum que de 8% quelle que soit la direction à partir de laquelle elle a été retrouvée et cela sur l'ensemble des super-pixels de glace "favorables" de la journée.

La dispersion moyenne est de $\sigma_{tot} = 0.0285$, c'est à dire de l'ordre de celle fournie par le modèle de goutte sphériques au-dessus des nuages d'eau liquide.

La valeur des dispersions totales obtenues par les différents modèles microphysique est résumée dans le tableau 5.2 ci-dessous.

| | | | | | |
|-------------------|-------------|-------------|--------------|-------------------|-------------|
| Modèles | $IHM_{2.5}$ | $IMP_{2.5}$ | DSIHC | Petites bullettes | $PHM_{2.5}$ |
| Dispersion totale | 0.0321 | 0.0322 | 0.0285 | 0.0282 | 0.0747 |
| Modèles | $IHM_{0.1}$ | $IMP_{0.1}$ | Polycristaux | Grosses bullettes | $PHM_{0.1}$ |
| Dispersion totale | 0.0588 | 0.0422 | 0.0652 | 0.0445 | 0.0567 |

TAB. 5.2 – Dispersion totale σ_{tot} obtenue à partir des différents modèles microphysiques sur le test SAD, pour la journée du 10 novembre 1996 en ne considérant que les pixels de glace situés au-dessus des océans.

Ainsi, grâce au test SAD, nous avons pu constater que :

- les colonnes hexagonales inhomogènes telles que $IHM_{2.5}$, $IMP_{2.5}$ étaient très bien adaptées pour traiter les mesures de réflectance totale relatives aux nuages de glace.
- l'utilisation de très petites particules pour inverser ces données semblent donner de meilleurs résultats (bullette rosette), d'où l'importance de les prendre en compte dans l'inversion.
- le modèle DSIHC qui prend en compte l'effet de ces petites particules de façon très approchée, produit les résultats les plus homogènes du test. Pourtant, il ne faut pas oublier que les distributions granulométriques caractérisant ce modèle ont été choisies de façon empirique, et qu'une détermination granulométrique plus précise en fonction de la latitude pourrait probablement améliorer les résultats.

Il nous paraît important d'insister sur le point suivant : Ce test ne désigne en aucun cas ces modèles comme pouvant représenter les propriétés optiques et radiatives de chaque type de nuages de glace. Cependant, dans l'optique de l'utilisation d'un modèle microphysique unique pour inverser l'ensemble des mesures de réflectances effectuées au-dessus des nuages de glace sur une journée, le test SAD a mis en évidence le très bon comportement des modèles $IHM_{2.5}$, $IMP_{2.5}$, DSIHC et des petites bullettes rosettes. En effet, la restitution de l'épaisseur optique à partir de ces modèles est pratiquement la même quelle que soit la direction de visée considérée.

Il subsiste néanmoins des écarts importants pour les angles de diffusion inférieurs à 80° que l'on pensait imputables à l'hétérogénéité verticale des nuages (cf. § 4.2.3.2). Or, le test réalisé avec les petites bullettes rosettes montre clairement un nuage de points qui ne présente pas d'affaissement à ces angles. Il semble donc que ces écarts soient finalement liés à la microphysique, et plus particulièrement à la taille des cristaux, car les grosses bullettes rosettes qui ont la même forme que les petites, révèlent des écarts importants autour de $\Theta = 80^\circ$.

5.2.4.3 Etudes de sensibilité

Sensibilité sur l'épaisseur optique : Etant donné que l'étude précédente portait sur l'ensemble des nuages de glace quelle que soit leur épaisseur optique, nous avons voulu quantifier la sensibilité du test SAD à l'épaisseur optique inversée δ_g . Pour cela, nous avons ajouté aux filtres décrits dans le paragraphe 5.2.3.2, un filtre sur l'épaisseur optique inversée afin de séparer la contribution des nuages épais, moyens et fins sur la différence d'albedo sphérique.

Nous avons choisi de séparer les nuages de glace en quatre classes, fonctions de leur épaisseur optique δ_g , de la façon suivante :

- classe 1 : $\delta_g \geq 20$
- classe 2 : $10 \leq \delta_g \leq 20$
- classe 3 : $5 \leq \delta_g \leq 10$
- classe 4 : $\delta_g \leq 5$

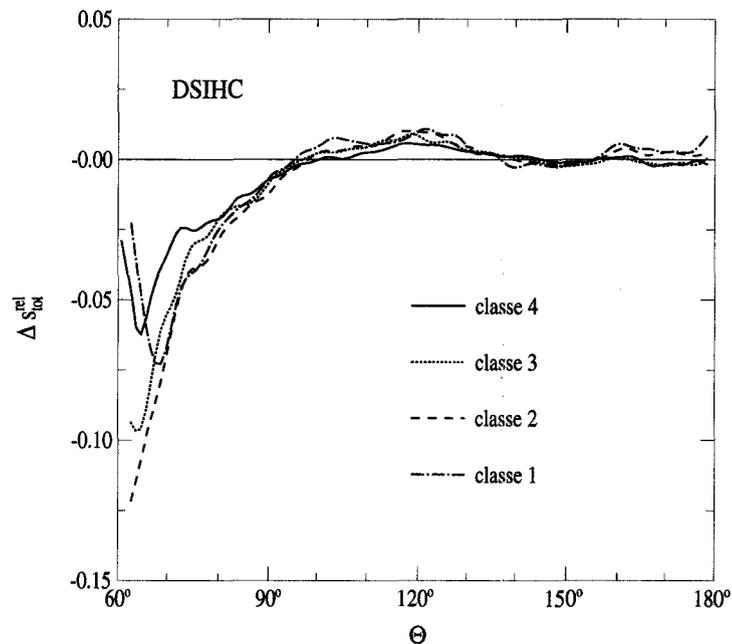


FIG. 5.9 – Test SAD appliqué sur les nuages de glace situés au-dessus des océans pour la journée du 10 novembre 1996 avec le modèle DSIHC. Ce ne sont plus des nuages de points que l'on a représenté, mais des moyennes pour chaque classe d'épaisseur optique.

La figure 5.9 présente les résultats de cette étude. Pour des raisons de clarté, ce sont désormais des moyennes par classe d'angle de diffusion qui sont représentés. Le modèle microphysique utilisé pour cette étude est le modèle DSIHC car c'est celui qui a fourni les meilleurs résultats du test SAD. Comme nous pouvons le voir, quelle que soit la classe considérée, l'allure de Δs_{tot}^{rel} reste la même pour les angles de diffusion supérieurs à 80°. Par contre, on peut noter quelques différences pour les angles de diffusion inférieurs à 80°, qui peuvent être dues à un problème statistique car le nombre de points présents à ces angles est très faible et peut engendrer des fluctuations d'une classe d'épaisseur optique à l'autre.

Variabilité saisonnière : Afin de vérifier une éventuelle dépendance saisonnière de la microphysique des nuages de glace à l'échelle globale, nous avons appliqué le test SAD avec le modèle DSIHC sur différentes journées appartenant à différentes saisons.

La figure 5.10 montre que, suivant la période de l'année, les résultats diffèrent. En effet, on peut remarquer que la dispersion totale des nuages de points varie suivant les jours considérés. Cette dispersion est de $\sigma_{tot} = 0.0285$ pour le 10 novembre 1996, elle passe par un minimum de $\sigma_{tot} = 0.0241$ le 8 mars, la courbe s'inverse ensuite pour atteindre son maximum le 28 juin 1997 avec une valeur de $\sigma_{tot} = 0.0315$. Les variations de σ_{tot} en fonction du jour

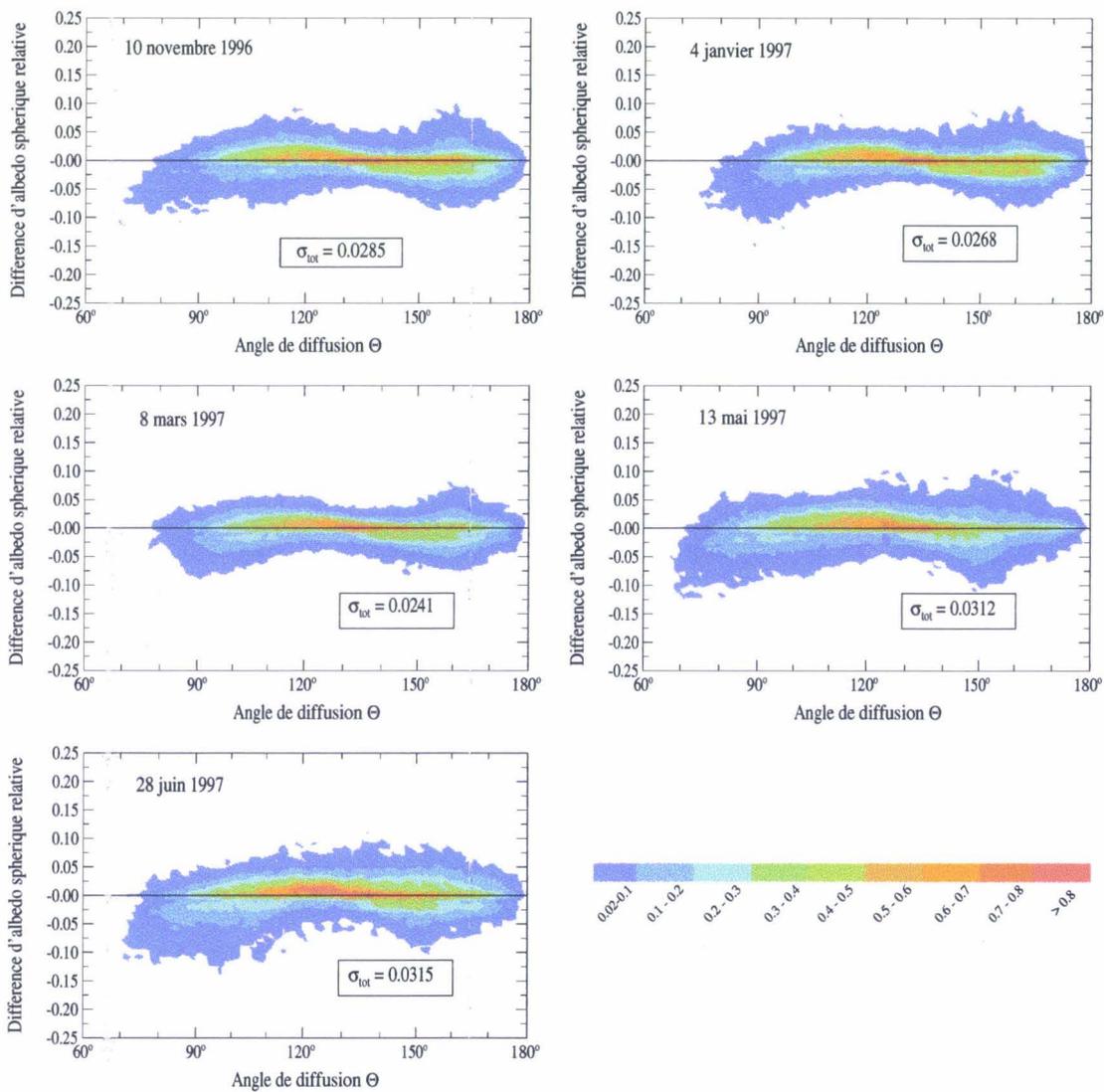


FIG. 5.10 – Test SAD effectué avec le modèle DSIHC, pour les journées du 10 novembre 1996, du 4 janvier 1997, du 8 mars 1997, du 13 mai 1997 et du 28 juin 1997.

de l'année sont reportées sur la figure 5.11. Il s'agit maintenant d'interpréter ces variations et surtout de savoir si elles sont liées à la microphysique ou à un problème d'hétérogénéité spatiale des nébulosités. Pour cela nous avons réalisé le même test avec le modèle $IHM_{2,5}$. Il en est ressortit que la dispersion totale ne suit pas exactement les mêmes fluctuations que celles obtenues avec le modèle DSIHC (Fig. 5.11). Cela exclut l'hypothèse (ou tout au moins permet d'alimenter la discussion) actuellement émise au sein de l'équipe BRN du LOA, selon laquelle ces variations seraient dues aux hétérogénéités spatiales des nuages. A ce stade de l'analyse, on pourrait être tenté d'imputer ces fluctuations à une variation saisonnière de la microphysique des nuages de glace.

Cependant, il ne faut pas oublier de prendre en compte les considérations géométriques liées

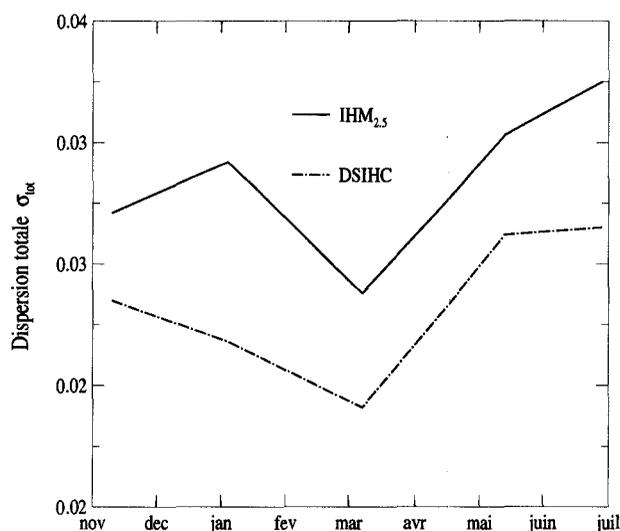


FIG. 5.11 – Evolution saisonnière de la dispersion totale, en considérant les modèles $IHM_{2,5}$ (trait plein) et DSIHC (trait discontinu).

aux variations de l'angle zénithal solaire avec la saison et la latitude. En effet, les angles de diffusion atteints par POLDER ne sont pas les mêmes suivant sa position géographique, et surtout suivant la saison. Ainsi, la plage d'angle de diffusion est beaucoup plus grande dans l'hémisphère nord que dans l'hémisphère sud pendant l'été austral et vice-versa (cf. Fig. 5.12). Or nous avons vu précédemment (cf. § 5.2.4.2) que le test SAD affichait des écarts à la moyenne importants aux petits angles de diffusion ($\Theta < 90^\circ$), qui ont un poids non négligeable sur la valeur de la dispersion totale. Ceci sous entend que les fluctuations saisonnières de la dispersion observées précédemment pourraient être dues à une variation hémisphérique de la microphysique des nuages de glace. Nous savons que la répartition des terres émergées,

et par conséquent démographique, est plus importante dans l'hémisphère nord que dans le sud. Cette variation se répercute sur la concentration en aérosols présents dans l'atmosphère, qui va certainement altérer la composition microphysique des nuages de glace.

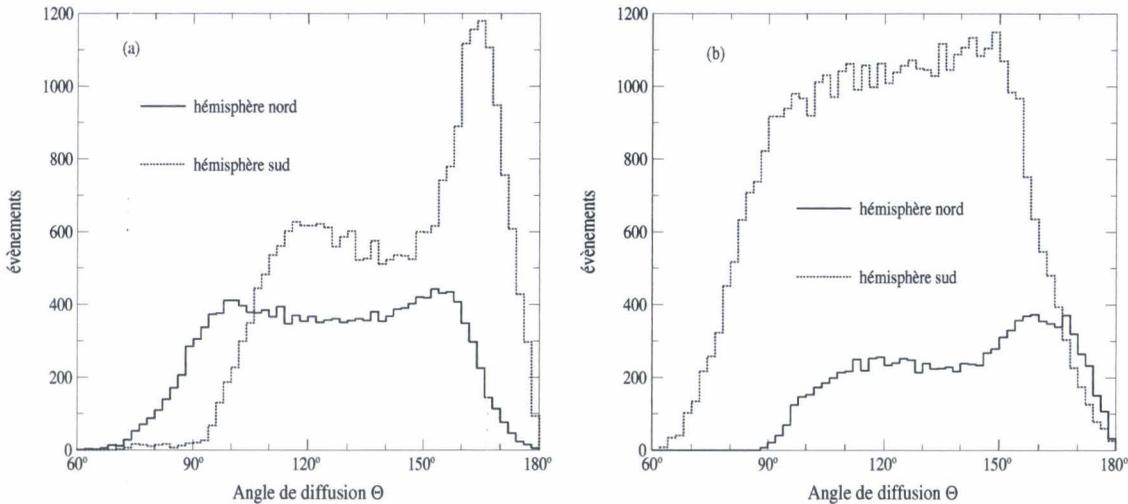


FIG. 5.12 – Angles de diffusion atteints les 4 janvier 1997 (fig.a) et 28 juin 1997 (fig.b) dans les deux hémisphères.

Cet effet est mis en évidence sur la figure 5.13 qui montre les nuages de points calculés à partir du modèle DSIHC pour la journée du 8 mars 1997, en séparant les latitudes nord des latitudes sud. Nous avons choisi cette journée car elle est proche de l'équinoxe de printemps, c'est à dire que, quelle que soit la latitude, les angles solaires et par conséquent les plages d'angle de diffusion atteintes, sont pratiquement les mêmes dans les deux hémisphères, on s'affranchit ainsi des effets géométriques.

Nous avons choisi de présenter les nuages de points à l'état brut, car l'effet recherché y apparaît de manière plus explicite. Les courbes noires représentent les régressions polynômiales d'ordre 4 associées à ces nuages de points. On remarque tout de suite qu'il existe des différences importantes entre les deux figures. Alors que les points sont quasiment équirépartis autour de la droite d'ordonnée nulle dans l'hémisphère sud (la régression y est pratiquement horizontale), dans l'hémisphère nord on retrouve l'aspect caractéristique vu au cours des paragraphes précédents, c'est à dire un effondrement de Δs_{tot}^{rel} aux petits angles de diffusion. En se référant aux résultats obtenus avec les petites bullettes rosettes pour la journée du 10 novembre 1996 (cf. § 5.2.4.2), on peut supposer que les cristaux de glace de l'hémisphère nord s'avèrent être en moyenne plus petits que ceux de l'hémisphère sud pour cette journée. Notons qu'il s'agit d'une tendance qui semble être confirmée par les premiers résultats obtenus

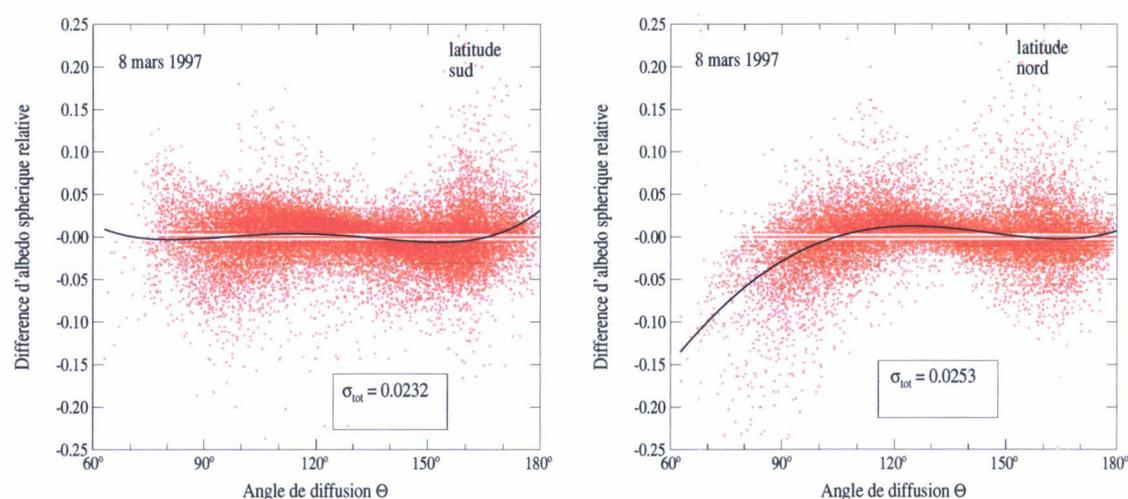


FIG. 5.13 – Nuages de points de la différence d'albedo sphérique relative, pour l'hémisphère nord à droite et sud à gauche. Les calculs ont été effectués à l'aide du modèle DSIHC sur la journée du 8 mars 1997. Les courbes noires représentent les régressions polynomiales d'ordre 4 correspondant à ces nuages de points.

sur les mesures de la campagne INCA (cf. § 1.2.3).

De manière générale, la quantité d'aérosols émise dans l'atmosphère (provenant d'incendies par exemple) varie selon le lieu et l'époque. Les variations microphysiques des nuages de glace doivent donc être aussi bien hémisphériques (due à une répartition inégale des continents sur la surface du globe) que saisonnière (émission plus importante d'aérosols en été qu'en hiver).

5.3 Utilisation des mesures de réflectances polarisées

5.3.1 Description et avantages de ce type de données

Avantage des mesures polarisées : L'avantage indéniable des mesures de réflectances polarisées par rapport aux mesures réflectances totales, concerne la saturation très rapide de la polarisation avec l'épaisseur optique. En effet, comme la signature polarisée s'acquiert dès les premiers ordres de diffusion, on peut considérer que la réflectance polarisée est quasiment indépendante de l'épaisseur optique. La figure 5.14, qui est une simulation effectuée pour un cirrus composé de particules $IHM_{2.5}$ surplombant un sol noir, montre qu'à partir d'une épaisseur optique $\delta_c = 3$, la réflectance polarisée ne varie pratiquement plus.

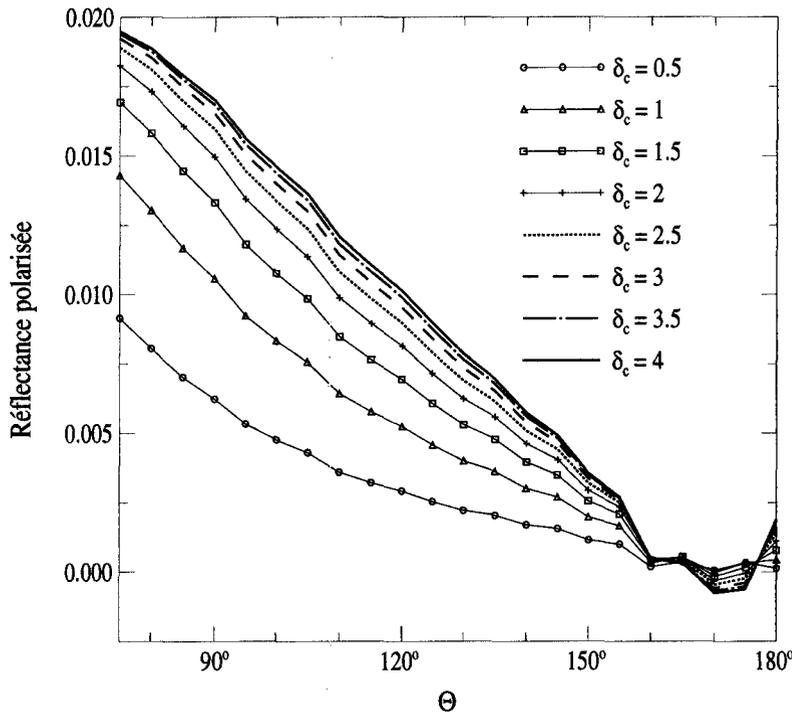


FIG. 5.14 – Réflectance polarisée à 864 nm d'un cirrus seul au-dessus d'une surface noire pour différentes épaisseurs optiques.

Dans le cas d'une cellule multi-couches composée d'un cirrus surplombant un nuage d'eau liquide, la méthode de détermination de la phase implique que le cirrus doit avoir une épaisseur optique $\delta_c \geq 2$ pour que la cellule soit déclarée en phase glace (cf. chap.3 §3.3.2.2 Fig.3.9). Dès lors, si on sélectionne les super-pixels qui présentent une épaisseur optique inversée supérieure ou égale à trois, on peut considérer que les mesures polarisées provenant de ces pixels

sont indépendantes de l'épaisseur optique.

Cette spécificité nous permet de faire une comparaison modèle-mesure sans ce soucier des fluctuations induites par des épaisseurs optique variables. Or, comme la polarisation est à priori très sensible à la forme des cristaux [Chepfer and Brogniez, 1998], les mesures multi-angulaires polarisées de POLDER devraient nous permettre de sélectionner de façon plus efficace le modèle microphysique adéquat pour simuler les propriétés radiatives de chaque super-pixel nuageux en phase glace.

La luminance normalisée polarisée modifiée L_{nmp} : Le radiomètre POLDER fournit pour chaque pixel et chaque direction de visée, les paramètres de Stokes monochromatiques $(I_\lambda, Q_\lambda, U_\lambda)$ fonction de l'angle de diffusion (données de niveau 1). A partir de ces paramètres, on peut calculer la luminance polarisée dans chaque longueur d'onde $L_{p,\lambda}$ (cf chap.3 §3.3.2.1) de la manière suivante :

$$L_{p,\lambda}(\Theta) = \epsilon \sqrt{Q_\lambda^2(\Theta) + U_\lambda^2(\Theta)} \quad (5.15)$$

où Θ est l'angle de diffusion calculé grâce à la formule 3.3 et ϵ représente le signe $+/-1$ de la luminance polarisée. Ce signe est égal à 1 si le champ électrique est polarisé perpendiculairement au plan de diffusion, -1 sinon. Pour plus de détails concernant le calcul du signe de la luminance polarisée, le lecteur pourra se reporter à l'annexe de l'article *C.-Labonnote et al.* (2001) figurant à la fin de cet ouvrage. Afin de ne pas alourdir les notations, nous omettrons dans la suite de cette étude l'indice λ relatif à la longueur d'onde.

Dans l'approximation de la diffusion simple, on peut exprimer la luminance polarisée $L_p^{(1)}$ au sommet de l'atmosphère comme suit :

$$L_p^{(1)}(\theta_v, \varphi_v; \theta_s, \varphi_s) = E_s \frac{\varpi_0}{4\pi} P_p(\Theta) \frac{\cos \theta_s}{\cos \theta_s + \cos \theta_v} (1 - \exp(-\delta^* (\frac{1}{\cos \theta_v} + \frac{1}{\cos \theta_s}))) \quad (5.16)$$

où δ^* représente l'épaisseur optique totale de la couche, E_s (W/m^2) est l'éclairement solaire au sommet de l'atmosphère, P_p représente la fonction de phase polarisée, ϖ_0 est l'albedo de diffusion simple des particules nuageuses, et θ_s et θ_v sont respectivement les angles zénithaux solaire et d'observation.

Dans le cas d'épaisseurs optiques assez grandes ($\delta^* > 2$), le terme de l'exponentielle devient négligeable et l'équation 5.17 devient:

$$L_p^{(1)}(\theta_v, \varphi_v; \theta_s, \varphi_s) = E_s \frac{\varpi_0}{4\pi} P_p(\Theta) \frac{\cos \theta_s}{\cos \theta_s + \cos \theta_v} \quad (5.17)$$

Dès lors, le produit de $L_p^{(1)}$ par le facteur $G = (\cos \theta_s + \cos \theta_v) / \cos \theta_s$ va principalement être gouverné par l'angle de diffusion Θ quelles que soient les valeurs particulières de θ_s et θ_v (on s'affranchit ainsi des variations géométriques de la luminance polarisée avec la direction de visée) [Goloub et al., 2000].

Avec cette considération, à partir de la luminance polarisée $L_p(\Theta)$ qui prend en compte tous les ordres de diffusion, nous définissons la luminance normalisée polarisée modifiée L_{nmp} comme suit :

$$L_{nmp}(\Theta) = \frac{\pi L_p(\Theta)}{E_s} \frac{\cos \theta_s + \cos \theta_v}{\cos \theta_s} = \rho_p(\Theta)(\cos \theta_s + \cos \theta_v) \quad (5.18)$$

Dans cette expression, on appelle $L_{np} = \pi L_p / E_s$ la luminance normalisée polarisée, et $\rho_p = L_{np} / \cos \theta_s$ la réflectance polarisée.

Le code de transfert radiatif DISORT employé pour l'étude de l'albedo sphérique (cf §5.2.2) a été développé sans tenir compte de la polarisation. Aussi, avons nous utilisé le code "adding-doubling" afin de simuler le champ de lumière polarisée au sommet du système nuages-atmosphère-océan. Le paragraphe suivant a pour objet de décrire succinctement la méthode sur laquelle est basée ce code.

5.3.2 Le code "adding-doubling"

Le code de transfert radiatif "adding-doubling" que nous avons utilisé a été développé à l'université libre d'Amsterdam [Haan et al., 1987]. Ce code était initialement dédié à l'étude d'atmosphères extraterrestres composées d'aérosols de forme sphérique ou sphéroïdale. Un des avantages de ce code est sa capacité à calculer la diffusion de la lumière par des couches atmosphériques composées de particules dont la matrice de diffusion admet six éléments indépendants. Il a donc pu être utilisé pour modéliser le transfert de la lumière à travers des nuages de type cirrus, composés de cristaux non sphériques aléatoirement orientés dans l'espace (en effet leur matrice de diffusion contient alors six éléments indépendants, cf. Annexe A).

5.3.2.1 Principe du code

La méthode consiste à découper l'atmosphère en couches planes parallèles et homogènes (c.à.d. composée d'un seul type de particules) décrite par des paramètres optiques différents, tels que :

- l'épaisseur optique δ de la couche
- l'albedo de diffusion simple ϖ_0 des particules qui composent la couche
- les six coefficients indépendants de la matrice de diffusion de ces particules $P_{ij}(\Theta)$.

Chaque couche est ensuite divisée en sous-couches de très faible épaisseur optique ($d\delta = 10^{-5}$) afin de pouvoir y appliquer l'approximation de la diffusion primaire.

Une partie du rayonnement incident est directement transmise tandis que l'autre partie est diffusée. En ce qui concerne la partie diffusée, l'approximation de la diffusion primaire permet d'écrire les matrices de réflexion (\mathcal{R}) et de transmission (\mathcal{T}) d'une sous-couche de la manière suivante :

$$\mathcal{R}(\mu_s, \mu_v, \varphi_s - \varphi_v) = \frac{d\delta \varpi_0}{\mu_v \mu_s} \mathcal{P}(-\mu_s, \mu_v, \varphi_s - \varphi_v) \quad (5.19)$$

$$\mathcal{T}(\mu_s, \mu_v, \varphi_s - \varphi_v) = \frac{d\delta \varpi_0}{\mu_v \mu_s} \mathcal{P}(-\mu_s, -\mu_v, \varphi_s - \varphi_v) \quad (5.20)$$

où μ_s et μ_v représentent respectivement la valeur absolue des cosinus des angles zénithaux solaire θ_s et de visée θ_v , et \mathcal{P} est la matrice de diffusion des particules qui composent la sous-couche.

Ces expressions sont ensuite utilisées dans la *méthode de l'adding* initialement décrite par *J. E. Hansen* (1971) et *J. W. Hovenier* (1971). Cette méthode permet de calculer les matrices de réflexion et de transmission d'une couche composée de deux sous-couches homogènes différentes à partir des propriétés de réflexion et de transmission de chacune d'elles. Supposons un système composé de deux couches planes parallèles et homogènes (cf. figure 5.15), et une lumière incidente sur ce système. Une partie de cette lumière va être réfléchiée par la sous-couche supérieure, tandis que l'autre partie va être transmise jusqu'à l'interface qui sépare les deux sous-couches. Cette lumière peut alors être considérée comme incidente sur la sous-couche inférieure, et comme précédemment, une partie va être transmise jusqu'à la limite inférieure et va donc émerger du système, tandis que l'autre partie va être réfléchiée et

repartir dans la sous-couche supérieure pour y être encore une fois transmise et réfléchi et ainsi de suite.

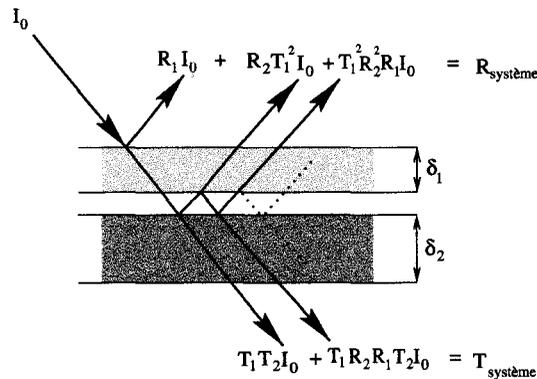


FIG. 5.15 – Principe de la méthode de l'adding.

La somme de toutes les intensités émergentes en haut du système, et des intensités provenant des réflexions successives de la lumière incidente constitue l'intensité réfléchi. L'intensité transmise par le système est trouvée de façon analogue. Après avoir obtenu les propriétés de réflexion et de transmission de ce système, une nouvelle couche peut être ajoutée et la méthode est ainsi réitérée jusqu'à atteindre l'épaisseur optique totale de l'atmosphère.

La méthode du "doubling" est un cas particulier de la méthode décrite précédemment, puisqu'elle consiste à calculer les matrices de réflexion et de transmission d'une couche d'épaisseur optique $\delta = 2\delta'$ composée de deux sous-couches homogènes identiques (on double l'épaisseur de la sous-couche).

Pour de plus amples détails concernant cette méthode, le lecteur pourra se référer à l'article de *De Haan et al.* (1987).

5.3.2.2 Troncature et développement de la matrice de diffusion

Développement en fonctions sphériques : Le fait de réaliser le calcul de la fonction de phase pour des angles de diffusion fixes est souvent un inconvénient. En effet, si nous avons besoin de connaître sa valeur pour d'autres angles, on doit, soit faire un nouveau calcul, soit l'interpoler, ce qui devient lourd en temps de calcul. Une alternative consiste à développer les éléments de la matrice de diffusion en fonctions sphériques généralisées $P_{m,n}^l(\cos \theta)$ [Haan et al., 1987], où l , m et n sont des entiers. L'avantage de cette décomposition est que les coefficients du développement peuvent être utilisés directement comme entrée pour les calculs de diffusion multiple.

L'expression du développement des éléments de la matrice de diffusion en fonctions sphériques généralisées est donné par *Hovenier and Van der Mee* (1983):

$$P_{11}(\Theta) = \sum_{l=0}^{\infty} \alpha_1^l P_{0,0}^l(\mu) \quad (5.21)$$

$$P_{22}(\Theta) + P_{33}(\Theta) = \sum_{l=2}^{\infty} (\alpha_2^l + \alpha_3^l) P_{2,2}^l(\mu) \quad (5.22)$$

$$P_{22}(\Theta) - P_{33}(\Theta) = \sum_{l=2}^{\infty} (\alpha_2^l - \alpha_3^l) P_{2,-2}^l(\mu) \quad (5.23)$$

$$P_{44}(\Theta) = \sum_{l=0}^{\infty} \alpha_4^l P_{0,0}^l(\mu) \quad (5.24)$$

$$P_{12}(\Theta) = \sum_{l=2}^{\infty} \beta_1^l P_{0,2}^l(\mu) \quad (5.25)$$

$$P_{34}(\Theta) = \sum_{l=2}^{\infty} \beta_2^l P_{0,2}^l(\mu) \quad (5.26)$$

où $P_{0,0}^l(\cos \theta)$ représente le polynôme de Legendre de première espèce.

Troncature : Nous avons vu que le code "adding-doubling" était initialement prévu pour calculer le transfert du rayonnement dans des atmosphères composées de particules de petites tailles (aérosols, poussières). Le développement en fonctions sphériques des éléments de la matrice de diffusion nécessite dès lors très peu de termes (quelques dizaines).

Or les cristaux de glace, dont la taille dépasse souvent $100\mu m$, admettent un pic de diffraction très important que l'on retrouve sur les éléments diagonaux P_{11} , P_{22} , P_{33} et P_{44} de la matrice de diffusion (cf chap.2 § 2.4.3 Fig. 2.10). Un développement correct en fonctions sphériques nécessite alors l'utilisation de plusieurs centaines de termes.

Or *De Haan et al.* (1987) ont montré que l'utilisation d'un trop grand nombre de termes dans le développement des éléments de la matrice de diffusion pouvait entraîner des problèmes de convergence dans le code "adding-doubling". Aussi, pour réduire ce nombre de termes il faut appliquer une troncature à l'ensemble des coefficients P_{ij} . La troncature est réalisée sur la fonction de phase P_{11} suivant la méthode décrite par *J. F. Potter* (1970). Il s'agit de couper la pointe avant de la fonction de phase selon une droite dont la pente est donnée par les valeurs de $P_{11}(\Theta_1)$ et $P_{11}(\Theta_2)$ (cf. fig. 5.16). La surface $2f$ du pic tronqué est alors considérée comme un rayonnement directement transmis et non diffusé (f est appelé coefficient de troncature). Nous disposons alors d'une fonction de phase tronquée P_{11}^{tr} qui doit être de nouveau normalisée. Cette troncature ayant pour effet de changer les propriétés de diffusion, pour obtenir un

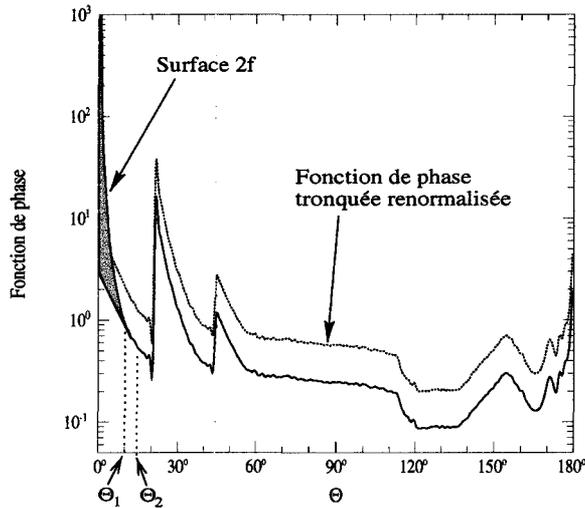


FIG. 5.16 – Troncature de la fonction de phase suivant la méthode de Potter.

système optiquement équivalent au système initial, les paramètres optiques suivants doivent également être modifiés.

Si δ est l'épaisseur optique de la couche, g le facteur d'asymétrie, et ϖ_0 l'albedo de diffusion simple de la particule, nous aurons désormais :

$$\begin{cases} \varpi_0^{tr} = \varpi_0 \frac{1-f}{1-\varpi_0 f} \\ g^{tr} = \frac{g-f}{1-f} \\ \delta^{tr} = \delta(1-\varpi_0 f) \end{cases} \quad (5.27)$$

Cette troncature est bien sûr appliquée à tous les coefficients de la matrice de diffusion de la manière suivante :

$$P_{ij}^{tr}(\Theta) = P_{ij}(\Theta) \frac{P_{11}^{tr}(\Theta)}{P_{11}(\Theta)} \quad (5.28)$$

Nous disposons alors de tous éléments nécessaires pour simuler le rayonnement polarisé au sommet de l'atmosphère, afin d'analyser les mesures effectuées par POLDER.

5.3.3 Comparaison modèles-mesures "à vue"

Dans un premier temps nous nous sommes contentés de comparer les luminances polarisées simulées au sommet de l'atmosphère avec l'ensemble des mesures en polarisation provenant des super-pixels en phase glace. Le but de cette étude préliminaire étant de vérifier que les modèles microphysiques qui affichent de bons résultats sur les mesures de réflectances totales à travers le test SAD, ne donnent pas une signature polarisée aberrante.

5.3.3.1 Description

Afin de nous affranchir au maximum de l'effet important de la diffusion Rayleigh aux courtes longueurs d'onde, nous avons choisi d'effectuer nos comparaisons dans le proche infra-rouge à 865nm .

Sélections des super-pixels : L'étude porte sur des super-pixels présentant une couverture nuageuse de 100%. Etant donné que dans le code "adding-doubling", le sol est supposé lambertien, seuls les super-pixels de glace au-dessus de la mer ont été étudiés. Nous avons toutefois rejeté les directions appartenant à la tache du glitter.

Cette analyse concerne les observations effectuées sur tous les nuages de glace détectés au cours des 14 orbites journalières de POLDER. Les critères de sélection des super-pixels étant moins restrictifs que pour le test SAD (cf § 5.2.3.1), cette étude prend en compte la contribution de tous les nuages de glace situés au-dessus de la mer quelle que soit leur latitude (dans la limite d'observation de POLDER).

Construction des histogrammes 3-D : Nous avons reporté sur un même graphique les mesures de L_{nmp} en fonction de l'angle de diffusion Θ , pour tous les super-pixels "glacés" détectés au cours de la journée du 10 novembre 1996. L'histogramme 3-D, réalisé en échelle de couleur, a été construit à partir du nuage de points de L_{nmp} . L'angle de diffusion varie nécessairement avec la localisation des super-pixels et l'heure de la mesure. On remarque que pratiquement tous les super-pixels fournissent une mesure à $\Theta = 120^\circ$, par contre très peu en présentent une à $\Theta = 70^\circ$ ou à $\Theta = 180^\circ$. Dès lors, afin de ne pas masquer les mesures aux angles extrêmes par une normalisation faisant intervenir le nombre total de points, nous avons choisi de découper le graphique par tranche d'angles de diffusion $\Delta\Theta = 2^\circ$ (de façon analogue à ce qui a été fait pour représenter les nuages de points dans le test SAD). De même, pour chaque tranche d'angle de diffusion, nous avons découpé l'axe des ordonnées (valeurs mesurées de L_{nmp}) par tranche de 0.002. Nous avons ainsi discrétisé le graphique en boîtes de largeur 2° suivant l'axe des abscisses et 0.002 suivant l'axe des ordonnées.

Nous avons ensuite comptabilisé le nombre de points présents dans chaque boîte, que l'on a normalisé par celui de la boîte qui en contient le plus dans la même tranche d'angle de diffusion. Dès lors, chaque tranche d'angle de diffusion est constituée de boîtes dont la densité varie de 0 (aucun point dans la boîte) à 1 (boîte qui contient le plus de points dans la tranche de $\Delta\Theta$). L'échelle de couleur a été choisie de sorte que le bleu corresponde aux faibles densité de points et le rouge aux fortes.

Modélisation de L_{nmp} : Le calcul de la luminance normalisée polarisée modifiée a été réalisé pour tous les modèles microphysiques étudiés lors du test SAD, excepté ceux pour lesquels nous n'avions pas tous les éléments de la matrice de diffusion, c'est à dire les bullettes rosettes et le modèle DSIHC.

Nous avons considéré le même modèle atmosphérique que celui utilisé pour le test SAD (cf. Tab.5.1). Les calculs ont été effectués dans le plan principal (le plan solaire) pour un angle zénithal solaire $\theta_s = 35^\circ$, correspondant à la valeur moyenne des angles solaires mesurés au cours des 14 orbites. En ce qui concerne l'épaisseur optique des nuages de glace, nous avons pris la valeur moyenne des épaisseurs optiques inversées à partir des différents modèles microphysiques et des mesures de réflectance totale. Ces valeurs sont explicitées dans le tableau 5.3. On remarque qu'elles sont assez importantes, car les mesures proviennent souvent de nuages de glace situés au-dessus de nuages d'eau (système multi-couches). Puisque la restitution de l'épaisseur optique (δ_g^{rest}) (effectuée à partir d'un modèle mono-couche) est fonction du facteur d'asymétrie (g) des particules, les valeurs d'épaisseur optique varient d'un modèle à l'autre.

| | | | | |
|---------------------------|-------------|-------------|--------------|-------------|
| Modèles | $IHM_{2.5}$ | $IHM_{0.1}$ | $IMP_{2.5}$ | $IMP_{0.1}$ |
| Epaisseur optique moyenne | 9.8 | 16 | 12.1 | 21 |
| Modèles | $PHM_{2.5}$ | $PHM_{0.1}$ | Polycristaux | |
| Epaisseur optique moyenne | 15.7 | 27.7 | 10.5 | |

TAB. 5.3 – *Épaisseurs optiques moyennes des nuages de glace restituées à partir des différents modèles microphysiques.*

5.3.3.2 Résultats des comparaisons

Les résultats de cette comparaison sont présentés sur la figure 5.17. Au nuage de points correspondant aux mesures (échelle de couleur), nous avons superposé les simulations effectuées pour un angle zénithal solaire de 35° dans le plan principal (traits).

Comme nous pouvons le voir, l'allure de L_{nmp} la plus souvent observée (en rouge) est une courbe dont le maximum se situe aux alentours de 90° . On observe pour les angles $\Theta \geq 90^\circ$ une pente générale négative. On peut remarquer que la dispersion maximale des points se situe au niveau de l'inversion de pente, or les simulations révèlent, pour ces angles, des écarts

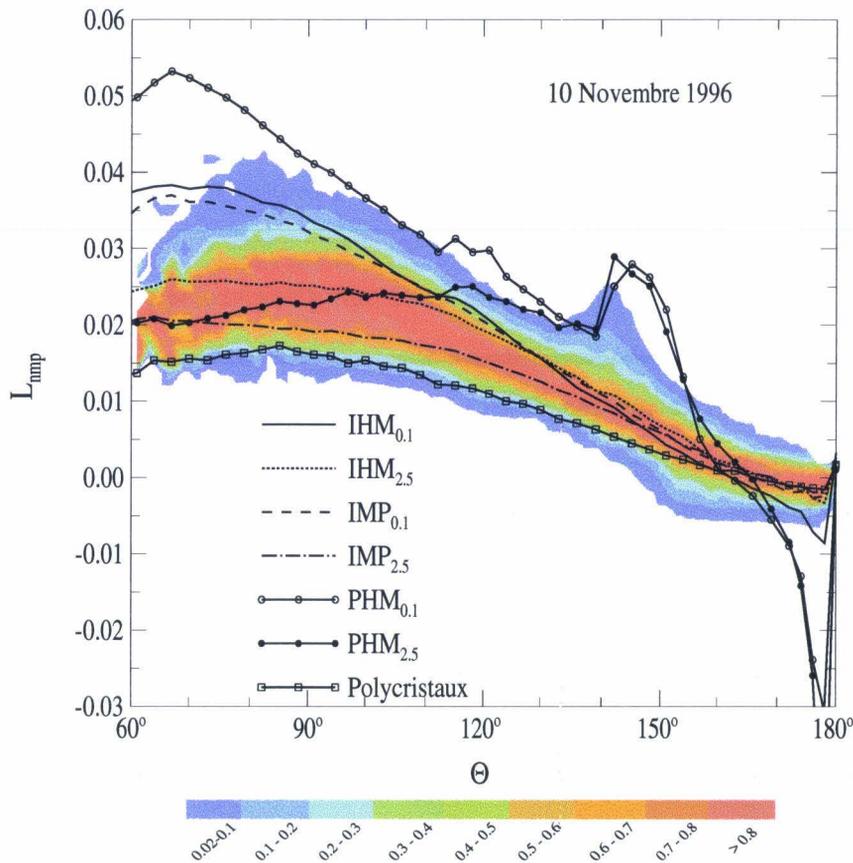


FIG. 5.17 – Comparaison des mesures de luminance polarisée modifiée (échelle de couleur) avec les simulations effectuées dans le plan solaire pour un angle $\theta_s = 35^\circ$ (traits).

importants entre les modèles.

On peut d'ores et déjà constater que l'ensemble des modèles utilisés pour cette comparaison couvre assez bien le large éventail de signature polarisée observée au cours de cette journée. En d'autres termes chacun de ces modèles est susceptible de représenter la signature polarisée d'un pixel particulier. Néanmoins, certains d'entre eux semblent reproduire l'allure polarisée d'un plus grand nombre de pixels que d'autres. En effet, on distingue nettement que le modèle $PHM_{0.1}$ qui affiche la pente la plus grande et qui se situe donc à la limite supérieure du nuage de points, ainsi que le modèle de polycristaux, qui est situé à la limite inférieure, ne devraient être représentatifs que d'un petit nombre de pixels. De même, l'allure spécifique donnée par le modèle $PHM_{2.5}$ n'apparaît pas caractériser la majorité des pixels.

Il est intéressant de remarquer que les plaquettes et colonnes hexagonales pures affichent pratiquement les mêmes caractéristiques pour des angles $\Theta \geq 130^\circ$, alors qu'elles sont complètement différentes pour des angles $\Theta \leq 130^\circ$. On distingue notamment que ces deux types

de cristaux présentent un arc autour de $\Theta = 150^\circ$ qui pourrait correspondre à celui observé sur les mesures. Cependant, ces cristaux présentent également une polarisation fortement négatives aux angles $\Theta \geq 170^\circ$ que l'on ne retrouve jamais sur les mesures. Notons que le résidu d'arc à $\Theta = 140^\circ$, ne concerne que très peu de mesures (zone bleu foncé de l'échelle) qui sont, pour la plupart confinées au large du Sahara. Il pourrait par exemple s'agir de cellules multicouches formées d'un nuage d'eau recouvert d'une couche de nuage de glace comme le montre la simulation de la figure 3.9. Il pourrait également s'agir d'une grosse couche d'aérosols qui aurait été confondue avec un cirrus.

Par contre, on discerne nettement que l'allure de L_{nmp} fournie par les modèles $IHM_{2.5}$ et $IMP_{2.5}$ se situe pratiquement toujours dans les zones de densités les plus fortes. Leur signature polarisée semble donc être typique de celle observée sur la grande majorité des pixels de glace. Les modèles $IHM_{0.1}$ et $IMP_{0.1}$ se localisent quant à eux entre les signatures extrêmes et moyennes.

En résumé, cette comparaison des mesures de L_{nmp} avec les simulations semble confirmer les résultats obtenus lors du test SAD. En l'absence des modèles DSIHC et des petites bulles rosettes, l'étude montre que ce sont les modèles $IHM_{2.5}$ et $IMP_{2.5}$ qui reproduisent le mieux la signature polarisée moyenne de l'ensemble des super-pixels de glace détectés au cours de la journée du 10 novembre 1996. Cependant, il ne faut pas oublier que les simulations sont très restrictives, car elles ont été réalisées pour un angle solaire donné ($\theta_s = 35^\circ$) dans le plan solaire. Elles ne sont donc pas représentatives de l'ensemble des géométries de visée rencontrées sur une journée de mesure, qui peuvent influencer la forme de L_{nmp} . Une étude plus approfondie s'avère donc indispensable afin de confirmer ces résultats. Il serait par exemple intéressant de savoir si il y a complémentarité entre les modèles $IHM_{2.5}$ et $IMP_{2.5}$, c'est à dire si les pixels dont la signature polarisée est bien représentée par l'un, l'est moins bien par l'autre et vice-versa.

5.4 Conclusion

Alors que le modèle de particules sphériques est définitivement mis à l'écart pour interpréter et inverser les mesures effectuées au-dessus des nuages de glace, l'étude effectuée dans la première partie de ce chapitre nous a permis de sélectionner un certain nombre de modèles de cristaux de glace qui semblent bien reproduire les propriétés optiques et radiatives des particules qui composent les nébulosités glacées à une échelle globale.

Le test SAD a démontré le bon comportement des modèles de cristaux inhomogènes $IHM_{2.5}$ et $IMP_{2.5}$ ainsi que des petites bullettes rosettes, et du modèle granulométrique DSIHC. Les résultats obtenus avec les deux derniers modèles sont d'ailleurs équivalents si ce n'est meilleurs que ceux obtenus avec le modèle de particules sphériques pour les nuages d'eau liquide. Ainsi, dans l'optique de l'utilisation d'un modèle unique pour traiter les mesures radiatives au-dessus des nuages de glace, ces quatre modèles semblent très bien convenir, avec un léger avantage pour le modèle DSIHC qui donne des résultats plus homogènes. On a notamment pu remarquer que les fonctions de phase de ces modèles présentent plus ou moins la même caractéristique, qui est une allure plate et lisse entre 80° et 180° . Cette étude nous a donc permis d'appréhender de façon plus précise, l'allure moyenne que doit offrir la fonction de phase du modèle de cristaux de glace, pour parvenir à une restitution homogène de l'épaisseur optique à partir de mesures multi-angulaires.

Un autre résultat essentiel de cette première partie est que la taille des cristaux semble jouer un rôle conséquent sur l'homogénéité des résultats du test SAD, notamment aux petits angles de diffusion. En effet, alors que l'on pensait que les écarts importants observés sur les résultats du test aux petits angles de diffusion étaient dus à l'hétérogénéité spatiale des nuages, l'inversion des mesures à partir de deux modèles de cristaux identiques mais de taille différentes, remet, en ce qui concerne les nuages de glace, cette hypothèse en question. De fait, les résultats fournis par l'utilisation de petites bullettes rosettes ($d_e = 3.8 \mu m$) montrent un nuage de points uniformément réparti de part et d'autre de la droite d'ordonnée nulle jusqu'à $\Theta = 60^\circ$. Ce résultat met en évidence la nécessité d'inclure la contribution des petites particules dans les modèles microphysiques, afin de décrire de la manière la plus complète possible, les propriétés optiques des particules cristallines sur toute la gamme d'angle de diffusion.

L'étude saisonnière s'est avérée très prometteuse et mérite d'être approfondie. Elle nous a notamment permis de mettre en évidence les variations microphysiques entre les deux hémisphères sur la journée du 8 mars 1997. Cependant, Il serait intéressant de l'accomplir sur un

nombre plus important de jours et avec un plus grand nombre de modèles. Il serait alors peut être possible, en comparant les résultats avec des cartes d'aérosols, de relier ces variations microphysiques avec des événements de forte émission d'aérosols. On pourrait également envisager de tester différents types de granulométries sur des périodes et des latitudes distinctes afin d'obtenir une répartition granulométrique saisonnière et géographique.

L'analyse effectuée dans la seconde partie a confirmé le bon comportement des modèles $IHM_{2.5}$ et $IMP_{2.5}$ pour restituer la signature polarisée des particules cristallines.

Toutefois, nous avons pu mettre en évidence, qu'un modèle microphysique unique ne pouvait pas expliquer toutes les signatures observées ce qui, compte tenu de l'extrême diversité des particules qui composent les nuages de glace, apparaît tout à fait logique. De plus, même si cette analyse nous permet de postuler sur le modèle microphysique qui se rapproche le plus de la pente moyenne de L_{nmp}^{mes} , elle ne nous permet pas de quantifier le pourcentage de super-pixels que ces différents modèles simulent correctement.

C'est pourquoi il est impératif d'approfondir cette étude en effectuant une comparaison de la signature polarisée de chaque super-pixel, avec celle que donne les différents modèles microphysiques dans la même géométrie de visée. Cette comparaison ne peut être rendue possible que par l'utilisation de "Look Up Table".

Une telle comparaison nous permettrait, à partir d'un jeu de modèles microphysiques, d'attribuer à chaque super-pixel le modèle qui reproduit le mieux l'allure de sa signature polarisée [Chepfer et al., 2001]. On pourrait alors utiliser dans le test SAD non plus un seul modèle, mais le jeu de modèles qui optimise la signature polarisée des pixels sur l'ensemble de la journée, en espérant une amélioration de l'homogénéité des résultats.

Néanmoins, nous savons que la signature polarisée s'acquiert dès les premiers ordres de diffusion. C'est à dire que la détermination du modèle microphysique à partir des mesures en polarisation risque de n'être représentative que des premières couches du nuage. La question sera alors de savoir si cette détermination microphysique améliorera les résultats du test SAD, car rien ne prouve qu'un modèle microphysique représentatif des premières couches pourra reproduire l'impact radiatif de l'ensemble du nuage. Si tel était le cas, il faudrait réitérer cette étude en ne gardant que les cirrus "pas trop épais", pour que les informations microphysiques acquises grâce à la polarisation puissent être utilisées pour améliorer la restitution de l'épaisseur optique.

Conclusion et perspectives

L'importance du rôle des nuages de glace sur la balance énergétique de notre planète n'est plus à démontrer. Le problème revient à pouvoir simuler correctement leurs effets dans les modèles de circulation générale. La grande complexité des processus de formation des cirrus et les problèmes d'échelles spatio-temporelles que doivent résoudre ces modèles (liés d'une part à la formation des particules et à leurs effets sur la diffusion de la lumière, et d'autre part à l'impact radiatif des nébulosités étendues et persistantes) rendent impossible la modélisation de tous les processus. Il s'agit donc de n'en conserver que les prépondérants, puis à partir de simplifications raisonnables, de trouver des paramétrisations qui pourront rendre compte de l'effet radiatif global.

Si l'approximation "plan-parallèle" semble bien adaptée pour simuler la morphologie des cirrus, il faut trouver un modèle microphysique capable de restituer les propriétés optiques et radiatives des particules qui les composent.

Dans un premier temps, nous avons élaboré, à partir d'observations microphysiques collectées dans les cirrus, un modèle de cristal hexagonal inhomogène (modèle IHM) qui reproduit correctement les propriétés optiques d'un échantillon de cristaux de glace. Lors de ce travail, nous avons été confronté à plusieurs problèmes, le principal concernait le calcul de la polarisation. Pour cela, il a été nécessaire de développer un nouveau programme de ray-tracing basé sur le calcul de la matrice d'amplitude, afin de pouvoir tenir compte de l'effet des inclusions sur la polarisation des champs électriques associés aux faisceaux lumineux.

Les comparaisons des fonctions de diffusion issues du modèle IHM et des mesures in-situ effectuées par le néphélomètre polaire se sont révélées très encourageantes. L'introduction d'inclusions dans les cristaux hexagonaux a pour effet de modifier la distribution de lumière diffusée dans le cristal, ce qui donne une fonction de diffusion plus "lisse", permettant ainsi de restituer correctement les mesures. Il est intéressant de noter que le néphélomètre polaire n'a jamais mesuré de fonction de diffusion telle que celles obtenues à partir de modèles de

cristaux hexagonaux purs.

Cependant, même si les résultats fournis par le modèle IHM sont satisfaisants, il ne permettent pas de restituer convenablement les mesures de diffusion avant. Le handicap majeur de ce modèle réside dans le fait que le calcul de la diffusion est réalisé pour un cristal de taille et de forme unique. Or, si on peut considérer que la diversité morphologique des "gros" cristaux qui composent les cirrus est bien prise en compte par un modèle moyen, tel que le modèle IHM, la diversité dimensionnelle (effet des petites particules) ne peut être prise en compte que par l'introduction d'une granulométrie dans le modèle. C'est ce que nous avons fait à partir de considérations simples concernant la forme des petites particules, que nous avons supposé sphériques.

Les résultats obtenus ont été nettement améliorés, notamment en diffusion avant où le modèle granulométrique (DSIHC) présente un pic beaucoup plus large qui s'accorde bien avec les mesures.

Le bon comportement des modèles IHM et DSIHC à l'échelle locale nous a amené à étendre cette étude à une échelle globale, grâce aux mesures effectuées par la version spatiale du radiomètre POLDER. Les capacités multi-angulaires de cet instrument nous ont procuré un outil robuste, qui nous a permis, par l'intermédiaire du test SAD, de tester l'aptitude de nos modèles, ainsi que d'autres modèles microphysiques, à restituer une même valeur d'épaisseur optique, à partir d'un champ de réflectances bidirectionnelles d'une scène. Ce test montre que les cristaux inhomogènes comme les colonnes IHM, les colonnes hexagonales avec rugosité de surface (IMP), les petites bullettes rosettes ou le modèle DSIHC, donnent de très bon résultats avec un léger avantage pour le modèle granulométrique DSIHC. En fait, quelle que soit la mesure de réflectance bidirectionnelle utilisée (il peut y en avoir jusque 14 pour une même cible), l'épaisseur optique "équivalente" restituée à partir du modèle "plan-parallèle" composé de ces modèles microphysiques reste pratiquement constante.

Cette étude nous a donc permis de trouver un modèle simple de nuage (plan-parallèle) radiativement équivalent en moyenne à l'ensemble des pixels en phase glace testés. Or, dans l'analyse des observations spatiales, l'enjeu véritable est de pouvoir déduire du modèle "plan-parallèle" équivalent, le contenu en glace du nuage. L'étape suivante consistera donc à établir une relation entre le contenu en glace réel et le contenu en glace pronostiqué par le modèle, qui va bien sûr dépendre du modèle microphysique. Pour cela, il faudra allier aux mesures radiométriques, des mesures lidar qui nous permettrons d'accéder au contenu en glace intégré

par l'intermédiaire de leur épaisseur optique.

L'analyse effectuée jusqu'à maintenant est encore très générale puisqu'elle a porté sur l'ensemble des pixels de glace quelle que soit leur latitude. Or, il va de soit qu'à une échelle plus fine, un modèle unique ne peut pas reproduire les propriétés radiatives de tous les nuages de glace. Par exemple, nous avons pu mettre en évidence que la taille des particules jouait un rôle important dans la modélisation. En effet, nous avons montré pour la journée du 10 novembre 1996, que l'utilisation de très petites particules (petites bullettes rosettes) donne de bien meilleurs résultats que l'utilisation de grosses particules de forme équivalente.

Nous avons également montré, que le modèle DSIHC restitue beaucoup mieux les propriétés radiatives des cirrus de l'hémisphère sud que celles des cirrus de l'hémisphère nord. Or, au vu des résultats obtenus avec les petites bullettes rosettes, tout porte à croire que cette différence entre les deux hémisphères est principalement due à la taille des particules. Ainsi, puisque le modèle DSIHC restitue beaucoup mieux les propriétés radiatives des cirrus de l'hémisphère sud, c'est que les particules y sont en moyenne, plus grosses que dans l'hémisphère nord. On peut dès lors penser qu'un modèle pour lequel la distribution granulométrique accorderait plus de poids aux petites particules devrait donner de meilleurs résultats dans l'hémisphère nord. Cette caractéristique semble être confirmée par les premiers dépouillements des mesures de la campagne INCA, et peut s'expliquer de manière très simple. Etant donné que l'hémisphère nord est plus pollué que l'hémisphère sud, la concentration en noyaux de condensation doit y être très probablement plus importante. C'est à dire que pour une même quantité de glace condensée, les particules cristallines de l'hémisphère nord devraient être plus petites que celles de hémisphère sud.

Il apparaît donc fondamental d'approfondir nos recherches vers l'établissement d'une répartition granulométrique en fonction de la latitude et de la saison. On pourrait même imaginer mettre en place une distribution granulométrique en fonction des sources importantes d'émission d'aérosols anthropiques ou naturels. Il faudrait pour cela pouvoir relier le type d'aérosol à la structure microphysique des cirrus formés non loin de ces sources.

A partir des mesures en polarisation, nous avons tenté de confirmer les résultats trouvés lors du test SAD. A l'origine, cette étude a été entreprise afin de vérifier que la luminance polarisée modifiée L_{nmp} , produite par les modèles de cristaux inhomogènes s'accordait bien avec celle des mesures. Cette comparaison "à vue" nous a montré que la signature polarisée générée par les colonnes IHM et IMP représentait bien l'allure moyenne de L_{nmp} fournie par

l'ensemble des pixels en phase glace. Cependant, elle nous a surtout dévoilé qu'un modèle microphysique unique ne peut pas reproduire l'ensemble des signatures polarisées, alors que l'utilisation d'un jeu de modèles judicieusement choisis doit y parvenir. La suite logique de cette étude passe donc par la construction de tables (Look up table), qui vont nous permettre d'effectuer des comparaisons dans les mêmes géométries de visée que celles des mesures. On pourra dès lors, à partir de ce jeu de modèles microphysiques, attribuer à chaque pixel le modèle qui lui convient le mieux. Il serait alors intéressant d'effectuer le test SAD non plus à partir d'un modèle microphysique unique mais à partir de ces différents modèles déterminés grâce à la polarisation.

Une autre perspective de mon travail consistera à développer le calcul de la polarisation dans le modèle granulométrique DSIHC. On pourra alors savoir si ce modèle donne d'aussi bons résultats en polarisation que sur les mesures de réflectances totales. Dans ce cas, il est facile d'imaginer qu'à long terme ce ne soit plus des modèles de monocristaux qui soient utilisés pour décrire l'ensemble des signatures polarisées observées, mais un jeu de modèles granulométriques qui seraient composés des mêmes cristaux mais avec des distributions en taille différentes.

Dans un autre registre, on pourrait étudier grâce à ce modèle granulométrique, la différence de signature polarisée entre un "vrai" nuage en phase mixte et un système multi-couche. Une étude portant sur la concentration relative des cristaux par rapport aux gouttes d'eau liquide, nous permettrait de savoir à partir de quelle concentration de cristaux le nuage serait déclaré en phase glace par l'algorithme POLDER de détection de la phase.

La perspective de missions comme AQUA-TRAIN, qui va réunir pour l'étude d'une même scène des instruments tels que POLDER, des radiomètres multi-spectraux, un lidar, un radiomètre infra-rouge et un radar à 94 GHz , va nous fournir un cadre et une densité d'informations encore jamais égalés. Un recoupement systématique des informations spécifiques à chaque instrument devrait nous permettre de discriminer sans ambiguïté le type de modèle qui restitue le mieux les propriétés des cirrus.

Annexe A

Quelques concepts de base de la diffusion simple

A.1 Introduction

Cette thèse concerne l'étude de la diffusion de la lumière par un ensemble de cristaux hexagonaux contenant des inclusions. La présence de petites hétérogénéités sphériques dans les cristaux IHM, ainsi que la confrontation des résultats du modèle avec des mesures ont nécessité l'utilisation de concepts théoriques portant sur la diffusion de la lumière polarisée par des petites particules. Cette annexe a pour but de rappeler quelques éléments nécessaires à la compréhension des problèmes posés. Ceci nous amènera à définir le vecteur de Stokes qui, combiné avec la matrice de diffusion, apporte un outil très utile à la description de la lumière diffusée provenant aussi bien de résultats expérimentaux que numériques.

Nous allons, dans un premier temps, définir les concepts de matrice d'amplitude, de vecteur de Stokes et de matrice de diffusion, nécessaires à caractériser l'état de la lumière diffusée. Nous introduirons par la suite quelques grandeurs physiques importantes de la théorie de la diffusion simple.

A.2 La matrice d'amplitude

A.2.1 Cas général

Considérons une particule de forme et de composition arbitraires illuminée par une onde plane d'extension infinie, de longueur d'onde λ , se propageant suivant la direction des \vec{z} positifs. Pour calculer l'expression de la lumière diffusée par cette particule, nous allons dans un premier temps définir de façon plus détaillée la géométrie de diffusion. Le diffuseur est placé dans un repère cartésien $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ dont l'origine est choisie au centre de la particule (cf. figure A.1). La lumière provenant des z négatifs et incidente sur la particule va être diffusée dans toutes les directions. Pour des raisons de clarté, nous allons effectuer cette étude en ne considérant qu'une seule direction de diffusion, définie par son vecteur unitaire \vec{e}_r . Le plan formé par les vecteurs unitaires \vec{e}_r et \vec{z} est appelé plan de diffusion, et sera utilisé comme plan de référence. L'angle formé par les directions \vec{z} et \vec{e}_r est appelé angle zénithal de diffusion θ . La direction azimutale φ de diffusion est définie par l'angle entre le plan de diffusion et l'axe \vec{y} . Les composantes complexes du champ électrique, parallèle et perpendiculaire au plan de diffusion, seront dénotées \vec{E}_{\parallel} et \vec{E}_{\perp} respectivement. Dès lors, le champ incident peut s'écrire :

$$\vec{E}_i = \vec{E}_{\parallel i} + \vec{E}_{\perp i} = \vec{E}_{\parallel i} \vec{e}_{\parallel} + \vec{E}_{\perp i} \vec{e}_{\perp} \quad (\text{A.1})$$

où \vec{e}_{\parallel} et \vec{e}_{\perp} sont les vecteurs unitaire parallèle et perpendiculaire au plan de diffusion, et $\vec{e}_{\perp} \wedge \vec{e}_{\parallel} = \vec{z}$ (cf. figure A.1).

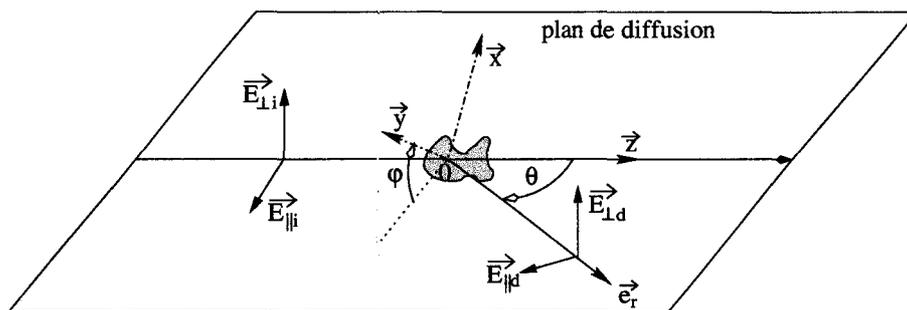


FIG. A.1 – Géométrie de la diffusion. Le plan de diffusion est défini par les vecteurs \vec{z} et \vec{e}_r . θ représente l'angle zénithal de diffusion, tandis que φ est l'angle azimutal de diffusion. Sont également représentées les composantes parallèles et perpendiculaires des champs électrique incident et diffusé.

L'onde diffusée à grande distance sera une onde sphérique, dont l'amplitude est inversement proportionnelle à la distance r . De plus, comme seuls les processus linéaires sont mis

en jeu dans la transformation du champ incident en champ diffusé, on peut écrire (Van de Hulst, 1957, sec. 4.41):

$$\begin{pmatrix} \widetilde{E}_{\parallel d} \\ \widetilde{E}_{\perp d} \end{pmatrix} = \frac{e^{-ikr+ikz}}{ikr} \begin{pmatrix} \widetilde{A}_2 & \widetilde{A}_3 \\ \widetilde{A}_4 & \widetilde{A}_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \widetilde{E}_{\parallel i} \\ \widetilde{E}_{\perp i} \end{pmatrix} \quad (\text{A.2})$$

Ainsi la diffusion de la lumière, dans toutes les directions, par une particule est complètement décrite par sa matrice d'amplitude \mathbf{A} , dont les quatre coefficients, en général complexes, \widetilde{A}_1 , \widetilde{A}_2 , \widetilde{A}_3 et \widetilde{A}_4 , sont des fonctions de θ et φ et dépendent des propriétés optiques du diffuseur.

A.2.2 Cas particulier des particules sphériques

La formulation concernant le cas des particules sphériques est vraiment très simple, et cela, quel que soit l'état de polarisation de la lumière incidente. En effet, cette forme sphérique induit des symétries qui transforment la matrice d'amplitude en une matrice diagonale, c'est à dire que $\widetilde{A}_3 = \widetilde{A}_4 = 0$. Dès lors, seuls les deux coefficients \widetilde{A}_1 et \widetilde{A}_2 décrivent la diffusion de la lumière dans toutes les directions. En outre, ces coefficients dépendent uniquement de l'angle de diffusion θ . Le champ diffusé dans une direction arbitraire s'exprime maintenant de la manière suivante (Van de Hulst, 1957, sec. 4.42):

$$\begin{cases} \widetilde{E}_{\parallel d} = \widetilde{A}_2(\theta) \frac{e^{-ikr+ikz}}{ikr} \widetilde{E}_{\parallel i} \\ \widetilde{E}_{\perp d} = \widetilde{A}_1(\theta) \frac{e^{-ikr+ikz}}{ikr} \widetilde{E}_{\perp i} \end{cases} \quad (\text{A.3})$$

En ce qui concerne notre étude, les inclusions contenues dans le cristal IHM étant supposées sphériques, c'est donc cette formulation qui sera utilisée pour décrire la diffusion de la lumière par ces inhomogénéités.

A.3 Le vecteur de Stokes et la matrice de diffusion

A.3.1 Le vecteur de Stokes

Le formalisme développé par Sir George Stokes (1819-1903) en 1852, permet d'étudier de façon très simple la diffusion d'une onde complètement, partiellement ou non polarisée. Considérons, une onde plane décomposée suivant les directions perpendiculaire et parallèle au plan de diffusion Eq. (A.1). Que l'onde soit incidente ou diffusée n'a pas d'importance car le formalisme de Stokes est valable quelle que soit l'onde plane considérée. Nous omettons

donc volontairement les indices "i" et "d" dans la suite de cette annexe. Les paramètres de Stokes sont alors définis de la façon suivante [van de Hulst, 1981]:

$$\begin{cases} I = \widetilde{E}_{\parallel} \widetilde{E}_{\parallel}^* + \widetilde{E}_{\perp} \widetilde{E}_{\perp}^* \\ Q = \widetilde{E}_{\parallel} \widetilde{E}_{\parallel}^* - \widetilde{E}_{\perp} \widetilde{E}_{\perp}^* \\ U = \widetilde{E}_{\parallel} \widetilde{E}_{\perp}^* + \widetilde{E}_{\perp} \widetilde{E}_{\parallel}^* \\ V = i(\widetilde{E}_{\parallel} \widetilde{E}_{\perp}^* - \widetilde{E}_{\perp} \widetilde{E}_{\parallel}^*) \end{cases} \quad (\text{A.4})$$

où I représente l'intensité, c'est à dire le flux d'énergie par unité de surface. On remarque en fait que tous les paramètres de Stokes ont la dimension d'une énergie ce qui a pour conséquence de les rendre additifs. Ceci implique que pour trouver les paramètres de Stokes d'un faisceau lumineux composé de plusieurs rayons dans des états de polarisation différents, il suffit d'ajouter les paramètres de Stokes de chaque rayon individuel. C'est pourquoi ce sont ces paramètres qui sont utilisés dans tous les programmes de lancer de rayon.

Pour des raisons de clarté, nous avons délibérément omis un facteur constant et commun à tous ces paramètres rendant compte de la géométrie et du passage de l'unité de champ à l'unité d'intensité dans l'équation A.4.

L'onde plane peut être définie par ses amplitudes a_{\parallel} , a_{\perp} et les phases ϵ_{\parallel} et ϵ_{\perp} prises à ($z = 0$, $t = 0$), on peut donc écrire:

$$\begin{cases} \widetilde{E}_{\parallel} = a_{\parallel} e^{-i\epsilon_{\parallel}} e^{-ikz+i\omega t} \\ \widetilde{E}_{\perp} = a_{\perp} e^{-i\epsilon_{\perp}} e^{-ikz+i\omega t} \end{cases} \quad (\text{A.5})$$

Alors l'équation A.4 devient,

$$\begin{cases} I = a_{\parallel}^2 + a_{\perp}^2 \\ Q = a_{\parallel}^2 - a_{\perp}^2 \\ U = 2a_{\parallel} a_{\perp} \cos \delta \\ V = 2a_{\parallel} a_{\perp} \sin \delta \end{cases} \quad (\text{A.6})$$

où $\delta = \epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp}$.

On peut remarquer que suivant le signe de ϵ_{\parallel} et ϵ_{\perp} choisi dans l'égalité A.5, le signe du paramètre V ne sera pas le même. Or la polarisation circulaire gauche ou droite est directement reliée au signe de V . En effet, si $V \geq 0$ la polarisation est dite droite, et si $V \leq 0$ la polarisation est dite gauche. Donc suivant les auteurs et l'expression choisie pour définir le champ électrique, on peut trouver aussi bien des polarisations gauche que droite pour décrire l'état

de polarisation d'une même onde.

De manière indépendante, on peut également définir les paramètres de Stokes à partir des paramètres a , β , et χ qui définissent la forme et l'orientation de l'ellipse de polarisation (cf. figure A.2, comme suit (Van de Hulst, 1957, sec.5.12):

$$\begin{cases} I = a^2 \\ Q = a^2 \cos 2\beta \cos 2\chi \\ U = a^2 \cos 2\beta \sin 2\chi \\ V = a^2 \sin 2\beta \end{cases} \quad (\text{A.7})$$

Cette équation permet alors à partir des paramètres de Stokes de retrouver les paramètres de l'ellipse de polarisation de la façon suivante:

$$\begin{cases} \beta = \frac{1}{2} \arcsin\left(\frac{V}{I}\right) \\ \chi = \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{U}{Q}\right) \end{cases} \quad (\text{A.8})$$

où $-\pi/4 \leq \beta \leq \pi/4$, et $0 \leq \chi \leq \pi$. Les relations existant entre a_{\parallel} , a_{\perp} , δ , et a , β , et χ sont données par Van de Hulst (1957, sec. 5.12).

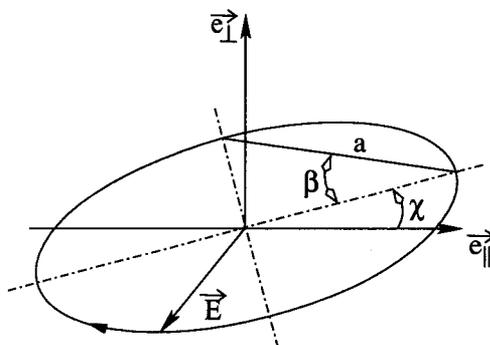


FIG. A.2 – Ellipse de polarisation. Son orientation est donnée par l'angle χ . Ici la direction de propagation entre dans la feuille de papier avec une polarisation droite.

On peut voir à partir de l'équation A.8, que si on effectue une rotation du plan de référence autour de la direction de propagation \vec{z} , seul le paramètre χ de l'ellipse de polarisation change. Dès lors, on remarque que I , $Q^2 + U^2$ et V restent invariant pour ce type de rotation. Par conséquent, pour trouver le nouveau vecteur de Stokes après une telle rotation, d'angle $\psi \geq 0$ s'effectuant dans le sens inverse des aiguilles d'une montre, lorsque l'on regarde dans le sens

des z croissants, le vecteur de Stokes original doit être multiplié par la matrice de rotation suivante (Hovenier and Van der Mee, 1983):

$$\mathbf{L}(\psi) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\psi & \sin 2\psi & 0 \\ 0 & -\sin 2\psi & \cos 2\psi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.9})$$

La lumière naturelle est composée d'un grand nombre d'ondes simples se succédant très rapidement. Dès lors, l'intensité que l'on mesure, consiste en une superposition de plusieurs millions d'ondes simple de phases généralement indépendantes. Ainsi, lorsque l'on effectue une mesure des paramètres de Stokes, c'est en fait une somme de paramètres de Stokes correspondant à chaque onde que l'on obtient. Dans le cas d'une lumière complètement polarisée, on établit à partir des équations A.4, A.6 ou A.7 la relation suivante :

$$I^2 = Q^2 + U^2 + V^2 \quad (\text{A.10})$$

Par contre, dans le cas d'une lumière naturelle, il n'existe aucune relation de phase entre les champs parallèle et perpendiculaire, d'où

$$Q = U = V = 0 \quad (\text{A.11})$$

la lumière est dite non-polarisée et est alors décrite par son intensité I uniquement.

En général la lumière est partiellement polarisée, c'est à dire que la relation A.10 devient :

$$I^2 \geq Q^2 + U^2 + V^2 \quad (\text{A.12})$$

Ainsi un faisceau de lumière peut être considéré comme la somme d'une lumière complètement polarisée et d'une lumière non polarisée.

On peut alors définir à partir des paramètres de Stokes, les quantités suivantes:

- le degré de polarisation $\frac{\sqrt{Q^2+U^2+V^2}}{I}$
- le degré de polarisation linéaire $\frac{\sqrt{Q^2+U^2}}{I}$
- le degré de polarisation circulaire $\frac{V}{I}$

A.3.2 La matrice de diffusion

Nous avons vu au paragraphe A.3.1 que la matrice d'amplitude permettait, au moyen d'une transformation linéaire, d'exprimer le champ électrique diffusé par une particule en fonction du champ incident. De la même manière, on peut, au moyen de la matrice de diffusion \mathbf{P} , transformer le vecteur de Stokes de la lumière incidente, arrivant sur une particule, en vecteur de Stokes de la lumière diffusée (dans une certaine direction θ, φ) de la façon suivante:

$$\begin{pmatrix} I_d \\ Q_d \\ U_d \\ V_d \end{pmatrix} = \frac{1}{k^2 R^2} \begin{pmatrix} P_{11} & P_{12} & P_{13} & P_{14} \\ P_{21} & P_{22} & P_{23} & P_{24} \\ P_{31} & P_{32} & P_{33} & P_{34} \\ P_{41} & P_{42} & P_{43} & P_{44} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_i \\ Q_i \\ U_i \\ V_i \end{pmatrix} \quad (\text{A.13})$$

où $k = 2\pi/\lambda$ et R représente la distance entre l'observateur et la particule. La matrice \mathbf{P} est composée de 16 coefficients appartenant à l'espace des réels. Comme seuls des processus linéaires entrent en jeu, on peut exprimer chaque élément de la matrice de diffusion en fonction des éléments de la matrice d'amplitude. Ces relations entre les coefficients de \mathbf{A} et \mathbf{P} sont explicitées par *van de Hulst* (1957) dans la section 5.14, et ne seront donc pas exprimées ici.

A.4 Hypothèse d'un ensemble de particules orientées aléatoirement dans l'espace - Relations de symétries

Le formalisme de la diffusion vu jusqu'à maintenant pour une particule unique peut être étendu à un ensemble de particules moyennant quelques hypothèses. Si on considère un ensemble de particules orientées aléatoirement dans l'espace illuminé par une lumière parallèle, nous allons supposer qu'il n'existe pas de relation de phase entre les faisceaux diffusés par chaque particule, c'est à dire que les particules diffusent la lumière indépendamment les unes des autres. Ainsi, le vecteur de Stokes de la lumière diffusée à une grande distance R peut être exprimée par l'intermédiaire de la matrice de diffusion de l'ensemble obtenue en ajoutant les matrices de diffusion de chaque particule prise individuellement.

van de Hulst (1957) a montré qu'un ensemble de particules entraînait des relations de symétrie qui pouvait simplifier l'expression de la matrice de diffusion de l'ensemble. Par exemple, dans le cas d'un nuage composé de particules orientées aléatoirement dans l'espace, chacune d'elle admettant un plan de symétrie, la matrice de diffusion est composée de six éléments indépendants et s'exprime de la manière suivante :

$$\mathbf{P} = \begin{pmatrix} P_{11} & P_{12} & 0 & 0 \\ P_{12} & P_{22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & P_{33} & P_{34} \\ 0 & 0 & -P_{34} & P_{44} \end{pmatrix} \quad (\text{A.14})$$

En raison de l'orientation aléatoire des particules, la matrice de diffusion dépend uniquement de l'angle θ . On peut noter que des particules sphériques entraînent les trois relations suivantes :

$$\begin{cases} P_{11}(\theta) = P_{22}(\theta) \\ P_{33}(\theta) = P_{44}(\theta) \\ P_{11}^2(\theta) - P_{33}^2(\theta) - P_{12}^2(\theta) - P_{34}^2(\theta) = 0 \end{cases} \quad (\text{A.15})$$

Dans la littérature, le terme P_{11} est souvent appelé fonction de phase. On l'écrit également F_{11} afin de montrer qu'elle est normalisée, c'est à dire qu'elle vérifie l'équation suivante :

$$\int_0^{2\pi} \int_0^\pi F_{11}(\theta) \sin \theta d\theta d\varphi = 4\pi \quad (\text{A.16})$$

Nous utiliserons le terme P_{11} tout au long de cette thèse pour parler de la fonction de phase normalisée. En fait, tous les coefficients de la matrice de diffusion sont normalisés et vérifient l'équation précédente. Ainsi lorsque nous parlerons de la matrice de diffusion \mathbf{P} , ce sera en fait la matrice de diffusion normalisée.

Les relations de symétries évoquées précédemment imposent également pour $\theta = 0^\circ$ et $\theta = 180^\circ$ les quatre relation suivantes (Van De Hulst, 1957) :

$$\begin{cases} P_{12}(0^\circ) = P_{34}(0^\circ) = 0 \\ P_{12}(180^\circ) = P_{34}(180^\circ) = 0 \\ P_{22}(0^\circ) = P_{33}(0^\circ) \\ P_{22}(180^\circ) = -P_{33}(180^\circ) \end{cases} \quad (\text{A.17})$$

Fry et Kattawar (1981) ainsi que *Hovenier* (1986) ont démontré, à partir de considérations générales sur la diffusion de la lumière polarisée, qu'il existait quatre inégalités liant les éléments de la matrice de diffusion. Ces inégalités sont valables quel que soit l'angle de diffusion et peuvent être écrites comme suit :

$$\left(1 + \frac{P_{22}}{P_{11}}\right)^2 - \left(\frac{P_{33}}{P_{11}} + \frac{P_{44}}{P_{11}}\right)^2 - 4\left(\frac{P_{12}}{P_{11}}\right)^2 - 4\left(\frac{P_{34}}{P_{11}}\right)^2 \geq 0 \quad (\text{A.18})$$

$$1 - \frac{P_{22}}{P_{11}} - \left| \frac{P_{33}}{P_{11}} - \frac{P_{44}}{P_{11}} \right| \geq 0 \quad (\text{A.19})$$

$$1 - \frac{P_{12}}{P_{11}} - \left| \frac{P_{22}}{P_{11}} - \frac{P_{12}}{P_{11}} \right| \geq 0 \quad (\text{A.20})$$

$$1 + \frac{P_{12}}{P_{11}} - \left| \frac{P_{22}}{P_{11}} + \frac{P_{12}}{P_{11}} \right| \geq 0 \quad (\text{A.21})$$

Ces inégalités peuvent nous permettre de vérifier la validité des résultats obtenus avec notre modèle.

A.5 Sections efficaces, Albedo, et Facteur d'asymétrie

La matrice de diffusion ainsi que les vecteurs de Stokes vus précédemment sont très utiles pour décrire le processus de diffusion de façon mathématique. Cependant, nous allons voir dans ce paragraphe qu'il existe d'autres quantités physique importantes qui décrivent également ce processus de diffusion.

A.5.1 Sections efficaces

A.5.1.1 D'un ensemble de particules

La section efficace de diffusion d'un ensemble de particules C_{diff}^{ens} peut être définie comme suit :

$$C_{diff}^{ens} = \int_{espace} \frac{I_d}{I_i} R^2 d\Omega \quad (\text{A.22})$$

où I_d et I_i sont respectivement l'intensité diffusée et incidente sur l'ensemble de particules. $R^2 d\Omega$ représente l'élément de surface d'une sphère englobant l'ensemble des particules. Une interprétation physique simple de cette grandeur est que C_{diff}^{ens} représente la surface qui reçoit la même quantité d'énergie que celle qui est diffusée par l'ensemble.

A partir des équations A.9, A.13 et A.14 nous pouvons trouver l'expression de I_d/I_i . Cependant, le vecteur de Stokes incident est défini pour un certain plan de référence qui n'est pas le plan de diffusion. Il faut dès lors calculer le nouveau vecteur de Stokes incident défini par rapport au plan de diffusion en multipliant I_i par la matrice de rotation $\mathbf{L}(\psi)$ (cf. A.9) qui permet de passer du plan de référence au plan de diffusion.

$$\frac{I_d}{I_i} = \frac{1}{k^2 R^2} [P_{11}(\theta) + P_{12}(\theta) \left(\frac{Q_i}{I_i} \cos 2\psi + \frac{U_i}{I_i} \sin 2\psi \right)] \quad (\text{A.23})$$

En substituant l'équation A.23 dans l'équation A.22 on obtient

$$C_{diff}^{ens} = \frac{1}{k^2} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi P_{11}(\theta) + P_{12}(\theta) \left(\frac{Q_i}{I_i} \cos 2\psi + \frac{U_i}{I_i} \sin 2\psi \right) \sin \theta d\theta d\psi \quad (A.24)$$

Comme $P_{12}(\theta)$ ne dépend pas de ψ , on a

$$C_{diff}^{ens} = \frac{2\pi}{k^2} \int_0^\pi P_{11}(\theta) \sin \theta d\theta \quad (A.25)$$

Nous avons défini dans le paragraphe A.4 Eq.A.16, la matrice de diffusion normalisée. Cependant, nous n'avons pas explicité la constante de normalisation. A partir des équations A.16 et A.25, on voit immédiatement que

$$F_{ij}(\theta) = \frac{4\pi}{k^2 C_{diff}^{ens}} P_{ij}(\theta) \quad (A.26)$$

De façon analogue à la section efficace de diffusion, on peut définir les sections efficaces d'extinction C_{ext}^{ens} et d'absorption C_{abs}^{ens} de l'ensemble. La relation entre ces trois sections efficaces, basée sur la conservation de l'énergie, est

$$C_{ext}^{ens} = C_{diff}^{ens} + C_{abs}^{ens} \quad (A.27)$$

A.5.1.2 D'une particule unique

Une expression de la section efficace d'extinction d'une particule unique C_{ext} en terme de champs électrique incident et diffusé est donné par *van de Hulst* (1957). Cette expression, plus élaborée que celle décrite précédemment, prend en compte les interférences entre les champs incident et diffusé dans la direction de diffusion avant ($\theta = 0^\circ$). Dès lors ce n'est plus la matrice de diffusion qui est utilisée mais la matrice d'amplitude. Le résultat est

$$C_{ext} = \frac{4\pi}{k^2 |\widetilde{E}_i|^2} \text{Re}[(\widetilde{E}_{inc}^* \cdot \widetilde{E}_{diff})_{\theta=0^\circ}] \quad (A.28)$$

A.5.1.3 Coefficients d'extinction, de diffusion et d'absorption

Les coefficients d'extinction de diffusion et d'absorption sont définis par

$$Q_{ext} = \frac{C_{ext}}{G}, \quad (A.29)$$

$$Q_{diff} = \frac{C_{diff}}{G}, \quad (A.30)$$

$$Q_{abs} = \frac{C_{abs}}{G}, \quad (\text{A.31})$$

où G représente la moyenne des surfaces géométriques projetées des particules. Pour un ensemble de particules convexes identiques orientés aléatoirement dans l'espace, G est égal au quart de leur surface (cf. van de Hulst 1957, sec. 8.41).

A.5.2 Albedo de diffusion simple

L'albedo de diffusion simple ϖ_0 est la fraction de lumière qui a été diffusée par l'ensemble de particules. On peut l'exprimer de la façon suivante :

$$\varpi_0 = \frac{C_{diff}}{C_{ext}} = \frac{Q_{diff}}{Q_{ext}} \quad (\text{A.32})$$

A.5.3 Facteur d'asymétrie

Le facteur d'asymétrie g est défini par

$$g = \bar{\mu} = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 F_{11}(\theta) \mu d\mu \quad (\text{A.33})$$

où $\mu = \cos\theta$. Nous avons $-1 \leq g \leq 1$, et sa valeur contient une information sur la forme de la fonction de phase. Si la lumière est diffusée principalement vers l'avant, $g \geq 0$, si elle est diffusée principalement vers l'arrière, $g \leq 0$, si la particule diffuse la lumière de la même façon vers l'avant et vers l'arrière, $g = 0$.

Annexe B

Publications

Modeling of light scattering in cirrus clouds with inhomogeneous hexagonal monocrystals. Comparison with in-situ and ADEOS-POLDER measurements.

L. C.-Labonnote, G. Brogniez, M. Doutriaux-Boucher, J. C. Buriez, J.-F. Gayet and H. Chepfer

Geophysical Research Letter, 27, 113-116, 2000

*Polarized light scattering by inhomogeneous hexagonal monocrystals.
Validation with ADEOS/POLDER measurements*

**L. C.-Labonnote, G. Brogniez, J. C. Buriez, M.
Doutriaux-Boucher, J.-F. Gayet and A. Macke**

Journal of Geophysical Research, 106, 12139-12153, 2001

Bibliographie

- [Asano and Yamamoto, 1975] Asano, S. and Yamamoto, G. (1975). Light scattering by a spheroidal particle. *Appl. Opt.*, 14:29–49.
- [Auriol, 1998] Auriol, F. (1998). *Mesure de la fonction de phase de diffusion des particules nuageuses au moyen du néphélomètre polaire aéroporté: Validation et application aux nuages de glace*. Thèse d'université, Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand.
- [Barkstrom, 1984] Barkstrom, B. R. (1984). The Earth Radiation Budget Experiment (ERBE). *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, 65:1170–1185.
- [Berenger, 1996] Berenger, J.-P. (1996). Three-dimensional perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves. *J. Comput. Phys.*, 127:363–379.
- [Brogniez, 1992] Brogniez, G. (1992). *Contribution à l'étude des propriétés optiques et radiatives des cirrus*. Thèse de doctorat d'état, Université des Sciences et Technologies de Lille.
- [Buriez et al., 1997] Buriez, J. C., Vanbauce, C., Parol, F., Goloub, P., Herman, M., Bonnel, B., Fouquart, Y., Couvert, P., and Sèze, G. (1997). Cloud detection and derivation of cloud properties from POLDER. *Int. J. Remote Sensing*, 18:2785–2813.
- [C.-Labonnote et al., 2001] C.-Labonnote, L., Brogniez, G., Buriez, J. C., Doutriaux-Boucher, M., Gayet, J.-F., and Macke, A. (2001). Polarized light scattering by inhomogeneous hexagonal monocrystals. validation with ADEOS/POLDER measurements. *J. Geophys. Res.*, 106:12,139–12,153.
- [C.-Labonnote et al., 2000] C.-Labonnote, L., Brogniez, G., Doutriaux-Boucher, M., Buriez, J.-C., Gayet, J. F., and Chepfer, H. (2000). Modeling of light scattering in cirrus clouds with inhomogeneous hexagonal monocrystals. comparison with in-situ and adeos-polder measurements. *Geophys. Res. Lett.*, 27:113–116.

- [Cai and Liou, 1982] Cai, Q. and Liou, K. N. (1982). Polarized light scattering by hexagonal ice crystal: theory. *Appl. Opt.*, 21:3569–3580.
- [Chepfer, 1997] Chepfer, H. (1997). *Etude théorique et expérimentale des propriétés optiques et radiatives des cirrus*. Thèse d'université, Université des Sciences et Technologies de Lille. 197 pp.
- [Chepfer and Brogniez, 1998] Chepfer, H. and Brogniez, G. (1998). Cirrus clouds microphysical properties deduced from POLDER observations. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 60:375–390.
- [Chepfer et al., 1999] Chepfer, H., Brogniez, G., Goloub, P., Bréon, F.-M., and Flamant, P. H. (1999). Observations of horizontally oriented ice crystals in cirrus clouds with POLDER-1/ADEOS-1. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 63:521–543.
- [Chepfer et al., 2001] Chepfer, H., Goloub, P., Riédi, J., Haan, J. F. D., Hovenier, J. W., and Flamant, P. H. (2001). Ice crystal shapes in cirrus clouds derived from POLDER-1/ADEOS-1. *J. Geophys. Res.*, 106:7955–7966.
- [Chýleck and Dobbie, 1995] Chýleck, P. and Dobbie, J. S. (1995). Radiative properties of finite inhomogeneous cirrus cloud: Monte Carlo simulation. *J. Atmos. Sci.*, 52:3512–3522.
- [Cox et al., 1987] Cox, S. K., Douglas, D. S. M., Randall, D. A., and Schiffer, R. A. (1987). FIRE - the first ISCCP regional experiment. *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, 68:114–118.
- [Crepel, 1995] Crepel, O. (1995). *Conception et mise en oeuvre d'un néphélomètre polaire pour la mesure des paramètres optiques et microphysiques des nuages*. Thèse d'université, Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand.
- [Deschamps et al., 1994] 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 Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 32:598–615.
- [Descloitres, 1996] Descloitres, J. (1996). *Analyse de l'anisotropie du rayonnement réfléchi par les nuages à partir des observations du radiomètre POLDER*. Thèse d'université, Université Paris 7.

- [Donner et al., 1997] Donner, L. J., Seman, C. J., Soden, B. J., Hemler, R., and Warren, J. C. (1997). Large-scale ice clouds in the GFDL SKYHI general circulation model. *J. Geoph. Res.*, 102:21,745–21,768.
- [Doutriaux-Boucher et al., 2000] Doutriaux-Boucher, M., Buriez, J.-C., Brogniez, G., C. Labonnote, L., and J. Baran, A. (2000). Sensitivity of retrieved POLDER directional cloud optical thickness to various ice particles models. *Geophys. Res. Lett.*, 27:109–112.
- [Draine and Goodman, 1993] Draine, B. T. and Goodman, J. (1993). Beyond Clausius-Mossotti: Wave propagation on a polarizable point lattice and the discrete dipole approximation. *Astrophys. Journal*, 405:685–697.
- [Durand et al., 1998] Durand, G., Gayet, J. F., Kaes, L., and Matharan, P. (1998). Airborne infrared and microphysical measurements on cirrus clouds. In *Conference on Satellite Remote Sensing of Clouds and Atmosphere, Barcelona, Spain, September 21-25*. European Symposium on Remote Sensing.
- [Durore, 1982] Durore, C. (1982). Une nouvelle méthode de traitement des images d'hydrométéores données par les sondes bidimensionnelles. *J. Rech. Atmos.*, 6:71–84.
- [Farquhar and Heymsfield, 1996] Farquhar, G. M. M. and Heymsfield, J. (1996). Microphysical characteristics of three anvils sampled during the Central Equatorial Pacific Experiment. *J. Atmos. Sci.*, 53:2401–2423.
- [Fouquart et al., 1990] Fouquart, Y., Buriez, J. C., Herman, M., and Kandel, R. S. (1990). The influence of clouds on radiation: A climate-modeling perspective. *Rev. of Geophysics*, 28:145–166.
- [Gardinet and Hallet, 1985] Gardinet, B. A. and Hallet, J. (1985). Degradation of in-cloud Forward Scattering Spectrometer Probe in the presence of ice particles. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 2:171–180.
- [Gayet et al., 1997] Gayet, J.-F., Crépel, O., Fournol, J. F., and Oshchepkov, S. (1997). A new airborne polar nephelometer for the measurements of optical and microphysical cloud properties. Part I: Theoretical design. *Ann. Geophysicæ*, 15:451–459.
- [Gayet et al., 1996] Gayet, J.-F., Febvre, G., Brogniez, G., Chepfer, H., Renger, W., and P. Wendling (1996). Microphysical and optical properties of cirrus and contrails: Cloud field study on 13 october 1989. *J. Atmos. Sci.*, 53:126–138.

- [Girasole et al., 1997] Girasole, T., Bultynck, H., Gouesbet, G., Gréhan, G., Toulousan, F. L. M. J. N. L., Mroczka, J., Ren, K. F., Rozé, C., and Wysoczanski, D. (1997). Cylindrical fibre orientation analysis by light scattering. part 1: Numerical aspects. *Part. Part. Syst. Charact.*, 14:163–174.
- [Goloub et al., 2000] Goloub, P., Herman, M., Chepfer, H., Riedi, J., Brogniez, G., Couvert, P., and Sèze, G. (2000). Cloud thermodynamical phase from the POLDER Spaceborne instrument. *J. Geophys. Res.*, 105:14747–14759.
- [Haan et al., 1987] Haan, J. F. D., Bosma, P. B., and Hovenier, J. W. (1987). The adding method for multiple scattering calculations of polarized light. *Astron. Astrophys.*, 183:371–391.
- [Hallet, 1994] Hallet, J. (1994). Cirrus ice crystals nucleation and growth. In *74th AMS Annual Meeting, Boston*. Am. Meteorol. Soc.
- [Hansen, 1971] Hansen, J. E. (1971). Multiple scattering of polarized light in planetary atmospheres. part I. the doubling method. *J. Atmos. Sci.*, 28:120–125.
- [Hess et al., 1998a] Hess, M., Koелеmeijer, R. B. A., and Stammes, P. (1998a). Scattering matrices of imperfect hexagonal ice crystals. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 60:301–308.
- [Hess et al., 1998b] Hess, M., Koepke, P., and Schult, I. (1998b). Optical properties of aerosol and clouds: The software package OAPC. *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, 79:831–844.
- [Heymsfield and Platt, 1984] Heymsfield, A. J. and Platt, C. M. R. (1984). A parameterization of the particle size spectrum of ice clouds in terms of ambient temperature and the ice water content. *J. Atmos. Sci.*, pages 846–855.
- [Hovenier, 1971] Hovenier, J. W. (1971). Multiple scattering of polarized light in planetary atmospheres. *Astron. Astrophys.*, 13:7–29.
- [Hovenier et al., 1986] Hovenier, J. W., van de Hulst, H. C., and van der Mee, C. V. M. (1986). Conditions for the elements of the scattering matrix. *Astron. Astrophys.*, 157:301–310.
- [Hovenier and van der Mee, 1983] 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.

- [Jolivet, 1998] Jolivet, D. (1998). *Etude de l'influence de l'hétérogénéité des nuages sur le rayonnement solaire réfléchi vers l'espace*. Thèse d'université, Université des Sciences et Technologies de Lille. 115 pp.
- [J.Riédi, 2001] J.Riédi (2001). *Etude de la phase thermodynamique des nuages à partir de mesure de polarisation à l'échelle globale: Utilisation des données de l'expérience spatiale POLDER1-ADEOS1*. Thèse d'université, Université des Sciences et Technologies de Lille.
- [Knollenberg, 1976] Knollenberg, R. G. (1976). Three new instruments for cloud physics measurements: the 2D spectrometer, the Forward Scattering Spectrometer Probe and the Active Scattering Aerosol Spectrometer. In *7th Intern. Cloud Physics Conference, Boulder, Colorado, July 26-30*.
- [Kristjansson et al., 2000] Kristjansson, J. E., Edwards, J. M., and Mitchell, D. L. (2000). Impact of a new scheme for optical properties of ice crystals on climates of two GCM's. *J. Geoph. Res.*, 105:10,063–10,079.
- [Krupp, 1991] Krupp, C. (1991). Holographic measurements of ice crystals in cirrus clouds during ICE 89. In *Report of the 4th ICE/EUCREX Workshop*.
- [Lacis and Mishchenko, 1995] Lacis, A. A. and Mishchenko, M. I. (1995). Climate forcing, climate sensitivity, and climate response: A radiative modeling perspective on atmospheric aerosols. In *Aerosol Forcing of Climate*, pages 11–42. R. Charlson and J. Heintzenberg (Eds.), John Wiley & Sons Ltd.
- [Larsen et al., 1998] Larsen, H., Gayet, J.-F., Febvre, G., Chepfer, H., and Brogniez, G. (1998). Measurements errors in cirrus cloud microphysical properties. *Ann. Geophysicæ*, 16:266–276.
- [Lawson, 1995] Lawson, R. P. (1995). Digital holographic measurements of cloud particles. In *AMS Conference on cloud physics, Dallas*, pages 90–95. Am. Meteorol. Soc.
- [Liao et al., 1995] Liao, X., Rossow, W. B., and Rind, D. (1995). Comparison between SAGE II and ISCCP high-level clouds. Part I: Global and zonal mean cloud amounts. *J. Geoph. Res.*, 100:1121–1135.
- [Liou and Hansen, 1971] Liou, K. N. and Hansen, J. E. (1971). Intensity and polarization for single scattering by polydisperse spheres: A comparison of ray optics and Mie theory. *J. Atmos. Sci.*, 28:995–1004.

- [London, 1957] London, J. (1957). A study of atmospheric heat balance. Technical report, Final Report, Contract AF19(122)-165 (AFCRC-TR-57-287), New York University, [ASTIN 117227], 99 pp.
- [Macke et al., 1996a] Macke, A., Mishchenko, M. I., and Cairns, B. (1996a). The influence of inclusions on light scattering by large ice particles. *J. Geophys. Res.*, 101:23311–23316.
- [Macke et al., 1995] Macke, A., Mishchenko, M. I., Muinonen, K., and Carlson, B. E. (1995). Scattering of light by large nonspherical particles: ray tracing approximation versus T-matrix method. *Optics Letters*.
- [Macke et al., 1996b] Macke, A., Mueller, J., and Raschke, E. (1996b). Single scattering properties of atmospheric ice crystals. *J. Atmos. Sci.*, 53:2813–2825.
- [Mie, 1908] Mie, G. (1908). Beiträge zur Optik trüber medien, speziell kolloidaler Metallösungen. *Annalen Physik (Leipzig)*, 25:377–445.
- [Miloshevich and Heymsfield, 1997] Miloshevich, L. M. and Heymsfield, A. J. (1997). A balloon-borne continuous cloud particle replicator for measuring vertical profiles of cloud microphysical properties: Instrument design, performance, and collection efficiency analysis. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 14:753–768.
- [Mishchenko and Hovenier, 1995] Mishchenko, M. I. and Hovenier, J. W. (1995). Depolarization of light backscattered by randomly oriented nonspherical particles. *Optics Letters*, 20:1356–1358.
- [Mishchenko et al., 2000] Mishchenko, M. I., Hovenier, J. W., and Travis, L. D. (2000). *Light scattering by nonspherical particles*. Academic press.
- [Mishchenko and Macke, 1997] Mishchenko, M. I. and Macke, A. (1997). Asymmetry parameters of the phase function for isolated and densely packed spherical particles with multiple internal inclusions in the geometric optics limit. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 57:767–794.
- [Mishchenko et al., 1995] Mishchenko, M. I., Mackowski, D. W., and Travis, L. D. (1995). Scattering of light by bispheres with touching and separated components. *Appl. Opt.*, 34:4589–4599.

- [Morgan and Mei, 1979] Morgan, M. A. and Mei, K. K. (1979). Finite-element computation of scattering by inhomogeneous penetrable bodies of revolution. *IEEE Trans. Antennas Propag.*, 27:202–214.
- [Nilsson, 1979] Nilsson, B. (1979). Meteorological influence on aerosol extinction in the 0.2 - 40 μm wavelength range. *Appl. Opt.*, 18:3457–3473.
- [Noone et al., 1993] Noone, K. B., Noone, K. J., Heintzenberg, J., Ström, J., and Ogren, J. A. (1993). In situ observations of cirrus cloud microphysical properties using the counterflow virtual impactor. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 10:294–303.
- [Oguchi, 1973] Oguchi, T. (1973). Scattering properties of oblate raindrops and cross polarization of radio waves due to rain: Calculations at 19.3 and 34.8 GHz. *J. Radio Res. Lab. Jpn.*, 20:79–118.
- [Platt, 1981] Platt, C. M. R. (1981). The effect of cirrus of varying optical depth on the extraterrestrial net radiative flux. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 107:671–678.
- [Platt, 1989] Platt, C. M. R. (1989). The role of cloud microphysics in high-cloud feedback effects on climate change. *Nature*, 341:428–429.
- [Purcell and Pennypacker, 1973] Purcell, E. M. and Pennypacker, C. R. (1973). Scattering and absorption of light by non-spherical dielectric grains. *Astrophys. Journal*, 186:705–714.
- [Ramanathan et al., 1989] Ramanathan, V., Cess, R. D., Harrison, E. F., Minnis, P., Barksstrom, B. R., Ahmad, E., and Hartmann, D. (1989). Cloud-radiative forcing and climate: results from the Earth Radiation Budget Experiment. *Science*, 243:57–62.
- [Raschke, 1996] Raschke, E. (1996). European Cloud and Radiation EXperiment (EU-CREX). final report on the project. Technical report, EV5V - CT 92 - 0130 EUCREX-2.
- [Raschle et al., 1989] Raschle, E., Hennings, D., Seifig, R., and Quante, M. (1989). ICE - International Cirrus Experiment 1989 field phase plan. Technical report, Institut für Geophysik and Meteorologie, Universität zu Köln.
- [Rossow and Schiffer, 1991] Rossow, W. B. and Schiffer, R. A. (1991). ISCCP cloud data products. *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, 72:2–20.
- [Ryan, 1996] Ryan, B. F. (1996). On the global variation of precipitating layer clouds. *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, 77:53–70.

- [Silvester and Ferrari, 1996] Silvester, P. P. and Ferrari, R. L. (1996). *Finite elements for electrical engineers*. Cambridge Univ. Press, New York.
- [Stamnes et al., 1988] Stamnes, K., Tsay, S.-C., Wiscombe, W., and Jayaweera, K. (1988). Numerically stable algorithm for discrete-ordinate-method radiative transfer in multiple scattering and emitting layered media. *Appl. Opt.*, 27:2502–2509.
- [Starr, 1987] Starr, D. O. (1987). A cirrus-cloud experiment. Intensive field observations planned for FIRE. *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, 68:119–124.
- [Stephens and Webster, 1981] Stephens, G. L. and Webster, P. J. (1981). Clouds and climate: Sensitivity of simple systems. *J. Atmos. Sci.*, 38:235–247.
- [Strtton, 1941] Strtton, J. A. (1941). *Electromagnetic Theory*. McGraw-Hill, New York.
- [Taflove, 1995] Taflove, A. (1995). *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time Domain*. Artech House, Boston.
- [Takano and Jayaweera, 1985] Takano, Y. and Jayaweera, K. (1985). Scattering phase matrix for hexagonal ice crystals computed from ray optics. *Appl. Opt.*, 24:3254–3263.
- [Tape, 1994] Tape, W. (1994). *Atmospheric Halo*, volume Volume 64 of *Antartic Research Series*. American Geophysical Union, Washington D.C.
- [van de Hulst, 1981] van de Hulst, H. C. (1957, Republished 1981). *Light Scattering by Small Particles*. Dover Publications, Inc., New-York.
- [Voshchinikov and Farafonov, 1993] Voshchinikov, N. V. and Farafonov, V. G. (1993). Optical properties of spheroidal particles. *Astrophys. Space Sci.*, 204:19–86.
- [Warren, 1984] Warren, S. G. (1984). Optical constants of ice from the ultra-violet to the microwave. *Appl. Opt.*, 23:1206–1225.
- [Warren et al., 1988] Warren, S. G., Hahn, C. J., London, J., Chervin, R. M., and Jenne, R. L. (December 1988). Global distribution of total cloud cover and cloud type amounts over the ocean. Technical report, NCAR Technical Note TN-317 + STR, Boulder, CO, 42 pp. + 170 maps.
- [Warren et al., 1986] Warren, S. G., Hahn, C. J., London, J., Chervin, R. M., and Jenne, R. L. (October 1986). Global distribution of total cloud cover and cloud type amounts

- over land. Technical report, NCAR Technical Note TN-273 + STR, Boulder, CO, 29 pp. + 200 maps.
- [Waterman, 1971] Waterman, P. C. (1971). Symmetry, unitary, and geometry in electromagnetic scattering. *Phys. Rev.*, D3:825–839.
- [Waterman, 1979] Waterman, P. C. (1979). Matrix methods in potential theory and electromagnetic scattering. *J. Appl. Phys.*, 50:4550–4566.
- [Wendling et al., 1979] Wendling, P., Wendling, R., and Weickmann, H. K. (1979). Scattering of solar radiation by hexagonal ice crystals. *Appl. Opt.*, 18:2663–2671.
- [Woodbury and McCormick, 1986] Woodbury, G. E. and McCormick, M. P. (1986). Zonal and geographical distributions of cirrus clouds determined from SAGE data. *J. Geophys. Res.*, 91:2775–2785.
- [Wyser, 1998] Wyser, K. (1998). The effective radius in ice clouds. *American Meteorol. Soc.*, 11:1793–1802.
- [Yang and Liou, 1995] Yang, P. and Liou, K. N. (1995). Light scattering by hexagonal ice crystals: Comparison of finite-difference time domain and geometric optics models. *J. Opt. Soc. Am.*, A12:162–176.
- [Yang and Liou, 1998] Yang, P. and Liou, K. N. (1998). Single-scattering properties of complex ice crystals in terrestrial atmosphere. *Contr. Atmos. Phys.*, 71:223–248.
- [Yee, 1966] Yee, S. K. (1966). Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equation in isotropic media. *IEEE Trans. Antennas Propag.*, 14:302–307.

Table des figures

| | | |
|-----|---|----|
| 1.1 | | 11 |
| 1.2 | | 12 |
| 1.3 | <i>Bilan énergétique du système terre-atmosphère. Les flèches blanches représentent ce qui est réfléchi, tandis que les noires représentent ce qui est émis. Les chiffres indiqués sont en pourcentage.</i> | 14 |
| 1.4 | <i>La figure du haut présente les types de particules observées dans un cirrus par holographie au cours de la campagne ICE 89 [Krupp, 1991]. La figure du bas présente des échantillons de cristaux observés dans un cirrus pendant la campagne FIRE II (Kansas 25.11.1991). Les températures indiquées correspondent à celles de l'altitude du nuage ou les échantillons ont été collectés [Miloshevich and Heymsfield, 1997].</i> | 18 |
| 1.5 | <i>Trajet d'un rayon lumineux pour former le halo à 22° (à gauche) et le halo à 46° (à droite).</i> | 23 |
| 1.6 | <i>Représentation des différents arcs et halos que l'on peut observer en présence de cirrus (en haut). Photo du grand et du petit halo ainsi que des parhélies (W. Tape) (en bas).</i> | 24 |
| 2.1 | <i>Géométrie de la diffusion.</i> | 34 |
| 2.2 | <i>Comparaison des éléments non nuls de la matrice de diffusion provenant de la méthode LRMA et de la méthode énergétique à 864nm. Le cristal est défini par un rayon de sphère équivalente en volume R_e et un facteur de forme $L/2R$ (L et R sont respectivement la largeur et le rayon du cristal). Ici, $R_e = 40\mu\text{m}$ et $L/2R = 2.5$.</i> | 35 |
| 2.3 | <i>Cristal à base hexagonale.</i> | 38 |
| 2.4 | <i>Particules de glace présentant des inclusions de bulles d'air.</i> | 40 |

| | | |
|------|--|----|
| 2.5 | <i>Représentation des composantes normale et parallèle au plan de diffusion des vecteurs champs électrique incident, réfléchi et transmis.</i> | 43 |
| 2.6 | <i>Diffusion par une inclusion sphérique.</i> | 50 |
| 2.7 | <i>Comparaison des fonctions de phase calculées avec et sans polarisation à $\lambda = 864\text{nm}$. Le cristal est défini par $R_e = 40\mu\text{m}$ et un facteur de forme $L/2R = 2$. Les inclusions de bulles d'air sont définies par un libre parcours moyen $\langle l \rangle = 20\mu\text{m}$ un rayon effectif $r_{eff} = 1\mu\text{m}$ et une variance effective $v_{eff} = 0.1$. . .</i> | 54 |
| 2.8 | <i>Fonction de phase des inclusions sphériques de bulles d'air et de suie calculées à 670nm, pour les granulométries considérées en Tab.2.2.</i> | 56 |
| 2.9 | <i>Fonction de phase de colonnes hexagonales à $\lambda = 670\text{nm}$ ($L/2R = 2$, $R_e = 40\mu\text{m}$), contenant des bulles d'air (échelle multipliée par un facteur 100), et des inclusions de suie pour 3 libres parcours moyen différents. Le cristal pur est représenté en trait plein.</i> | 57 |
| 2.10 | <i>Effet d'inclusions de bulles d'air sur les six coefficients de la matrice de diffusion à 864nm. Le cristal est définie par $R_e = 40\mu\text{m}$ et $L/2R = 2.5$. Les inclusions sont définies par $\langle l \rangle = 15\mu\text{m}$, $r_{eff} = 1.5\mu\text{m}$ et $v_{eff} = 0.05$.</i> | 60 |
| 2.11 | <i>Représentation des six coefficients indépendants de la matrice de diffusion d'un polycristal, d'un cristal hexagonal rugueux et d'un cristal IHM. La dimension et la forme du cristal rugueux et du cristal IHM sont les mêmes.</i> | 61 |
| 2.12 | <i>Fonction de phase de cristaux hexagonaux à 670nm pour trois tailles différentes.</i> | 63 |
| 2.13 | <i>Effet de différents paramètres du modèle sur la fonction de phase.</i> | 65 |
| 2.14 | <i>Effet de différents paramètres du modèle sur le degré de polarisation linéaire ($-P_{12}/P_{11}$).</i> | 66 |
| 2.15 | <i>Degré de polarisation linéaire d'un cristal hexagonal en ne considérant que les réflexions externes.</i> | 67 |
| 3.1 | <i>Schéma de principe de la sonde OAP-2D-C.</i> | 74 |
| 3.2 | <i>La figure du haut montre un exemple d'image de particules obtenue par la sonde PMS OAP-2D-C dans un cirrus. La figure du bas représente la distribution en taille retrouvée à partir de cette image. Sont également indiqués, les valeurs retrouvées du contenu en glace (IWC), de la concentration en particule (C2D), et de leur diamètre moyen (D2D).</i> | 76 |
| 3.3 | <i>Schéma du principe optique du Néphélomètre Polaire.</i> | 77 |

| | | |
|------|---|----|
| 3.4 | <i>Mesure de la section efficace de diffusion volumique (σ_{sca}^d), effectuée par le Néphélomètre Polaire dans un cirrus situé à une altitude de 7700m.</i> | 79 |
| 3.5 | <i>Shéma de l'optique de l'instrument POLDER (en haut). Représentation de la roue porte filtre (en bas).</i> | 83 |
| 3.6 | <i>Géométrie de visée de l'instrument POLDER. Entre deux mesures successives, une même scène est vue sous les angles $(\theta_{v1}, \varphi_{v1})$ et $(\theta_{v2}, \varphi_{v2})$.</i> | 84 |
| 3.7 | <i>Exemple de mesures effectuées par POLDER à deux longueurs d'onde (670nm et 864nm). La figure (a) représente la réflectance totale, et la figure (b) la réflectance polarisée dans ces deux canaux.</i> | 85 |
| 3.8 | <i>Réflectance polarisée à 864nm au-dessus d'un nuage de glace (croix bleues) et d'un nuage d'eau liquide (cercles rouges).</i> | 87 |
| 3.9 | <i>Simulation de la réflectance polarisée modifiée à 864nm, d'un système multi-couches composé d'un cirrus au-dessus d'un nuage d'eau liquide ($\delta_e = 10$) pour différentes épaisseurs optique de cirrus (trait plein), d'un cirrus seul d'épaisseur optique $\delta_g = 4$ (trait discontinu) et d'un nuage d'eau liquide seul d'épaisseur optique $\delta_e = 10$ (trait plein gras).</i> | 89 |
| 3.10 | <i>Simulation de la réflectance totale d'un système multi-couches composé d'un cirrus au-dessus d'un nuage d'eau liquide pour plusieurs épaisseur optique de cirrus (trait plein), du cirrus seul qui donnerait la même réflectance (trait discontinu) et d'un nuage d'eau liquide seul d'épaisseur optique $\delta_e = 10$ (trait plein gras).</i> | 90 |
| 3.11 | <i>Simulation des réflectances totales obtenues par un système multi-couches composé d'un cirrus d'épaisseur optique $\delta_g = 2$ au-dessus d'un nuage d'eau liquide d'épaisseur optique $\delta_e = 10$ (trait plein bleu), et d'un cirrus seul dont l'épaisseur optique inversée est $\delta_g^{inv} = 8.3$ (trait discontinu bleu). Simulation de la réflectance polarisée modifiée pour le système multi-couches (trait noir). . . .</i> | 91 |
| 4.1 | <i>Mesure de la section efficace de diffusion volumique par unité d'angle solide (σ_{sca}^d), effectuée par le néphélomètre polaire dans deux cirrus différents. Le premier appelé Mid était situé à une altitude moyenne de 7700m et présente des halos à 22° et 46°. Le second appelé Top était un contrail situé à une altitude de 9000m.</i> | 97 |

| | | |
|-----|---|-----|
| 4.2 | <i>Distributions en taille correspondant aux cirrus Mid et Top mesurées par la sonde PMS OAP-2D2-C. Sont également indiquées, les valeurs de la concentration (C2D), et du diamètre moyen (D2D).</i> | 98 |
| 4.3 | <i>Comparaison des mesures de σ_{sca}^d (cercle) avec les simulations provenant du modèle IHM (trait continu). Les résultats concernant la mesure Top ont été multipliées par un facteur 100.</i> | 99 |
| 4.4 | <i>Fonction de phase de cristaux IHM, pour 3 tailles différentes avec $\delta_{inc} = 4.38$ constant. Les cristaux ont un facteur de forme $L/2R = 2.5$, et les inclusions sont définies par : $r_{eff} = 1.5\mu m$ et $v_{eff} = 0.05$.</i> | 102 |
| 4.5 | <i>Comparaison de la fonction de diffusion provenant de la mesure Top avec celle provenant d'un nouveau cristal IHM plus gros mais de même épaisseur optique d'inclusion ($\delta_{inc} = 4.38$) que dans l'étude précédente.</i> | 103 |
| 4.6 | <i>Représentation des granulométries: (i) modélisée pour des particules de dimension supérieure à $20\mu m$ (trait plein), (ii) et mesurée dans le cirrus Mid (trait mixte). La dimension maximum représente la longueur pour des colonnes hexagonales, et le diamètre pour des plaquettes et des particules sphériques.</i> | 106 |
| 4.7 | <i>Spectre dimensionnel total choisi dans le modèle DSIHC. C'est un spectre bimodal défini par une distribution de Junge pour les particules dont la dimension est comprise entre $1.5\mu m$ et $20\mu m$ et une distribution Γ pour les dimensions supérieures à $20\mu m$.</i> | 107 |
| 4.8 | <i>Comparaison des mesures de diffusion effectuées dans le cirrus Mid (cercle) avec les résultats du modèle DSIHC (trait plein).</i> | 109 |
| 5.1 | <i>Représentation d'une couche d'épaisseur dz composée de particules absorbantes et diffusantes.</i> | 116 |
| 5.2 | <i>Représentation de l'albedo sphérique en fonction de l'épaisseur optique pour un nuage de glace plan-parallèle composés de cristaux IHM, de polycristaux, de cristaux rugueux et de plaquettes hexagonales pures aléatoirement orientés dans l'espace.</i> | 119 |
| 5.3 | <i>Résumé des étapes qui permettent d'obtenir le jeu d'albedos sphériques sur lequel est basé le test SAD.</i> | 123 |
| 5.4 | <i>Répartition géographique des super-pixels de glace favorables pour la journée du 10 novembre 1996.</i> | 125 |

| | | |
|------|--|-----|
| 5.5 | <i>Test SAD appliqué avec un modèle de particules sphériques sur la journée du 10 novembre 1996, pour les nuages d'eau liquide (a) et les nuages de glace (b). Les nuages de points sont représentés en échelle de couleur, avec les faibles densités de points en bleu et les fortes en rouge.</i> | 128 |
| 5.6 | <i>Représentation des fonctions de phase à 864 nm pour des petites et grosses bullettes rosettes, des plaquettes ($L/2R = 0.1$) et colonnes ($L/2R = 2.5$) hexagonales et du modèle DSIHC (a), des polycristaux, des plaquettes et colonnes IHM ainsi que des plaquettes et colonnes du cristal rugueux (IMP) (b). . . .</i> | 131 |
| 5.7 | <i>Test SAD appliqué aux nuages de glace situés au-dessus des océans pour la journée du 10 novembre 1996 avec les modèles: DSIHC (en haut à gauche), des polycristaux (en haut à droite), des petites bullettes rosettes (en bas à gauche) et des grosses bullettes rosettes (en bas à droite). Les nuages de points sont représentés en échelle de couleur: Les faibles densités de point sont en bleu et les fortes en rouge.</i> | 132 |
| 5.8 | <i>Test SAD appliqué aux nuages de glace situés au-dessus des océans pour la journée du 10 novembre 1996 avec les modèles: de colonnes hexagonales pures (en haut à gauche), de plaquettes hexagonales pures (en haut à droite), de colonnes IHM (au milieu à gauche), de plaquettes IHM (au milieu à droite), de colonnes IMP (en bas à gauche) et de plaquettes IMP (en bas à droite). Les nuages de points sont représentés en échelle de couleur, avec les faibles densités de point en bleu et les fortes en rouge.</i> | 134 |
| 5.9 | <i>Test SAD appliqué sur les nuages de glace situés au-dessus des océans pour la journée du 10 novembre 1996 avec le modèle DSIHC. Ce ne sont plus des nuages de points que l'on a représenté, mais des moyennes pour chaque classe d'épaisseur optique.</i> | 137 |
| 5.10 | <i>Test SAD effectué avec le modèle DSIHC, pour les journées du 10 novembre 1996, du 4 janvier 1997, du 8 mars 1997, du 13 mai 1997 et du 28 juin 1997.</i> | 138 |
| 5.11 | <i>Evolution saisonnière de la dispersion totale, en considérant les modèles IHM_{2.5} (trait plein) et DSIHC (trait discontinu).</i> | 139 |
| 5.12 | <i>Angles de diffusion atteints les 4 janvier 1997 (fig.a) et 28 juin 1997 (fig.b) dans les deux hémisphères.</i> | 140 |

| | | |
|------|---|-----|
| 5.13 | <i>Nuages de points de la différence d'albedo sphérique relative, pour l'hémisphère nord à droite et sud à gauche. Les calculs ont été effectués à l'aide du modèle DSIHC sur la journée du 8 mars 1997. Les courbes noires représentent les régressions polynomiales d'ordre 4 correspondant à ces nuages de points. . .</i> | 141 |
| 5.14 | <i>Réflectance polarisée à 864 nm d'un cirrus seul au-dessus d'une surface noire pour différentes épaisseurs optiques.</i> | 142 |
| 5.15 | <i>Principe de la méthode de l'adding.</i> | 146 |
| 5.16 | <i>Troncature de la fonction de phase suivant la méthode de Potter.</i> | 148 |
| 5.17 | <i>Comparaison des mesures de luminance polarisée modifiée (échelle de couleur) avec les simulations effectuée dans le plan solaire pour angle $\theta_s = 35^\circ$ (traits).</i> | 151 |
| A.1 | <i>Géométrie de la diffusion. Le plan de diffusion est défini par les vecteurs \vec{z} et \vec{e}_r. θ représente l'angle zénithal de diffusion, tandis que φ est l'angle azimutal de diffusion. Sont également représentées les composantes parallèles et perpendiculaires des champs électrique incident et diffusé.</i> | 160 |
| A.2 | <i>Ellipse de polarisation. Son orientation est donnée par l'angle χ. Ici la direction de propagation entre dans la feuille de papier avec une polarisation droite.</i> | 163 |

